

УДК 537.874.6

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА РЕШЕТКЕ ИЗ ЦИЛИНДРОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Ф. Г. Богданов, Г. Ш. Кеванишвили, З. И. Сикмашвили

Получено строгое решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на периодической решетке, состоящей из идеально проводящих цилиндров круглого сечения и заключенной в плоскопараллельном диэлектрическом слое конечной толщины. Исследуется зависимость модуля коэффициента прохождения системы от относительного периода решетки.

В антенной и других областях техники СВЧ значительный интерес представляет исследование систем, состоящих из решеток и диэлектрического слоя. К настоящему времени в строгой постановке рассматривался лишь случай, когда решетка и слой разнесены в пространстве [1]. Случай, когда решетка помещена в диэлектрическом слое, рассматривался лишь при малых заполнениях решетки [2-5]. В данной работе предложен новый подход к решению задачи, основанный на адекватном представлении поля в различных физически однородных областях, что позволяет рассматривать задачу без каких-либо ограничений на электрические радиусы и относительные периоды решетки. Подход, предложенный в работе, восходит к [6].

1. Постановка задачи. Исследуемая система вместе с принятыми обозначениями и системами координат изображена на рис. 1 в сечении XOY . Здесь d — период решетки, a — радиус цилиндров, $2l$ — толщина диэлектрического слоя, ϵ, μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости слоя, ν — номер цилиндра в решетке, r_ν, φ_ν — цилиндрические координаты точки наблюдения M , отнесенные к ν -му цилиндру решетки.

Предположим, что со стороны положительных значений X на систему падает плоская E -поляризованная электромагнитная волна с электрической составляющей

$$E_z = e^{ikx} \quad (k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}) \quad (1)$$

(зависимость от времени $e^{i\omega t}$), и рассмотрим задачу о нахождении рассеянного поля, возникающего в пространстве в результате дифракции.

Поле рассеянной волны будем искать в виде

$$E_{z1} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} iR_p \exp(ig_p y - ih_p x) \quad (x \geq l),$$

$$E_{z2} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} [C_p \exp(ih'_p x) + (D_p + A_p^-) \exp(-ih'_p x)] \exp(ig_p y) \quad (a \leq x \leq l), \quad (2)$$

$$E_{z3} = E_{z \text{ рас}} + \sum_{p=-\infty}^{\infty} [C_p \exp(ih'_p x) + D_p \exp(-ih'_p x)] \exp(ig_p y) \quad (-a \leq x \leq a),$$

$$E_{z4} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} [(A_p^+ + C_p) \exp(ih'_p x) + D_p \exp(-ih'_p x)] \exp(ig_p y)$$

$$(-l \leq x \leq -a),$$

$$E_{z5} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_p \exp(ig_p y + ih_p x) \quad (x \leq -l)$$

$$(\operatorname{Im} h_p < 0, \quad \operatorname{Im} h'_p < 0),$$

где E_z рас — поле, рассеянное решеткой, R_p и B_p — комплексные амплитуды отраженных и прошедших через систему волн, A_p^- и A_p^+ — амплитуды волн, переотраженных решеткой, C_p и D_p — амплитуды волн, интерферирующих в диэлектрическом слое, $g_p = 2\pi p/d$ и $h_p = \sqrt{k^2 - g_p^2}$, $h'_p = \sqrt{k^2 \epsilon_r \mu_r - g_p^2}$ ($\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$, $\mu_r = \mu/\mu_0$) — поперечные и продольные волновые числа в свободном пространстве и диэлектрике.

Последовательность коэффициентов R_p и B_p , определяющих рассеянное поле в дальней зоне, подлежит определению.

2. Ключевая система функциональных уравнений. Неизвестные коэффициенты задачи определяются из условий сшивания в плоскостях $x = \pm l$, $x = \pm a$ и граничных условий на цилиндрах решетки:

$$E_z + E_{z1} = E_{z2}, \quad \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial x} (E_z + E_{z1}) = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} E_{z2} \quad \text{при } x=l; \quad (3a)$$

$$E_{z2} = E_{z3}, \quad \frac{\partial}{\partial x} E_{z2} = \frac{\partial}{\partial x} E_{z3} \quad \text{при } x=a; \quad (3б)$$

$$E_{z3} = E_{z4}, \quad \frac{\partial}{\partial x} E_{z3} = \frac{\partial}{\partial x} E_{z4} \quad \text{при } x=-a; \quad (3в)$$

$$E_{z4} = E_{z5}, \quad \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} E_{z4} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial x} E_{z5} \quad \text{при } x=-l; \quad (3г)$$

$$E_{z3} = 0 \quad \text{при } x=a \cos \varphi_v, \quad y=a \sin \varphi_v + vd. \quad (3д)$$

Для выполнения (3) введем, наряду с (2), разложение [6]

$$E_z \text{ рас} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(k'r_\nu) e^{im\varphi_\nu} \quad (-l \leq x \leq l, \quad r_\nu \geq a), \quad (4)$$

где $k' = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ — волновое число в диэлектрике, $H_m^{(2)}(x)$ — функция Ханкеля второго рода, X_m — неизвестные коэффициенты мультипольного спектра рассеянной волны.

Выполняя (3), с учетом теоремы сложения для цилиндрических функций, приходим к системе девяти функциональных уравнений с семью группами неизвестных:

$$e^{ihl} + \sum_{p=-\infty}^{\infty} R_p \exp(-ih_p l + ig_p y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} [C_p \exp(ih'_p l) + (D_p + A_p^-)] \times \exp(ig_p y); \quad (5a)$$

$$ke^{ihl} - \sum_{p=-\infty}^{\infty} R_p h_p \exp(-ih_p l + ig_p y) = (1/\mu_r) \sum_{p=-\infty}^{\infty} h'_p [C_p \exp(ih'_p l) - (D_p + A_p^-) \exp(-ih'_p l)] \exp(ig_p y); \quad (5б)$$

$$\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(k'r_\nu) \exp(im\varphi_\nu) |_{x=a} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p^- \exp(-ih'_p a + ig_p y); \quad (5в)$$

$$(\partial/\partial x) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(k'r_\nu) \exp(im\varphi_\nu) |_{x=a} = \quad (5r)$$

$$= (\partial/\partial x) \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p^- \exp(-ih'_p x + ig_p y) |_{x=a};$$

$$\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(k'r_\nu) \exp(im\varphi_\nu) |_{x=-a} = \quad (5d)$$

$$= \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p^+ \exp(-ih'_p a + ig_p y);$$

$$(\partial/\partial x) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(k'r_\nu) \exp(im\varphi_\nu) |_{x=-a} = \quad (5e)$$

$$= (\partial/\partial x) \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p^+ \exp(ih'_p x + ig_p y) |_{x=-a};$$

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty} [(A_p^+ + C_p) \exp(-ih'_p l) + D_p \exp(ih'_p l)] \exp(ig_p y) = \quad (5ж)$$

$$= \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_p \exp(-ih_p l + ig_p y);$$

$$(1/\mu_r) \sum_{p=-\infty}^{\infty} h'_p [(A_p^+ + C_p) \exp(-ih'_p l) - D_p \exp(ih'_p l)] \exp(ig_p y) = \quad (5з)$$

$$= \sum_{p=-\infty}^{\infty} h_p B_p \exp(-ih_p l + ig_p y);$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m \Phi_m(\alpha, \varphi) = f(\alpha, \varphi) \quad (-\infty < y < \infty, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi), \quad (5и)$$

где

$$\Phi_m(\alpha, \varphi) = H_m^{(2)}(\alpha) e^{im\varphi} + \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(\alpha) Z_{m-s}(\beta) e^{is\varphi} \quad (\alpha = k'a),$$

$$Z_{m-s}(\beta) = 2 \cos(m-s)\pi/2 \sum_{\nu=1}^{\infty} H_{m-s}^{(2)}(\beta\nu) \quad (\beta = k'd),$$

$$f(\alpha, \varphi) = - \sum_{p=-\lfloor D' \rfloor}^{\lfloor D' \rfloor} \{C_p \exp[i\alpha \cos(\varphi - \varphi_p)] + D_p \exp[-i\alpha \cos(\varphi + \varphi_p)]\} -$$

$$- \sum_{p=-\infty}^{-\lfloor D' \rfloor - 1} \{C_p \exp[-i\alpha \sin(\varphi + i\varphi'_p)] + D_p \exp[-i\alpha \sin(\varphi - i\varphi'_p)]\} -$$

$$- \sum_{p=\lfloor D' \rfloor + 1}^{\infty} \{C_p \exp[i\alpha \sin(\varphi - i\varphi'_p)] + D_p \exp[i\alpha \sin(\varphi + i\varphi'_p)]\},$$

$$\varphi_p = \arctg \frac{p}{\sqrt{D'^2 - p^2}}, \quad \varphi'_p = \operatorname{arth} \frac{\sqrt{p^2 - D'^2}}{|p|} \quad (D' = D\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, \quad D = d/\gamma).$$

3. Связь между коэффициентами мультипольного и дифракционного спектров рассеянного поля. Коэффициенты X_m определяют мультипольный, а A_p^\pm — дифракционный спектры поля, рассеянного решеткой. Связь между этими коэффициентами выражается функциональными уравнениями (5в) — (5е). Получим эту связь в явном виде.

Прежде всего, заметим, что уравнения (5в)—(5е) не являются независимыми. Действительно, в силу разложения (4) уравнение (5в) справедливо при любых $x \in [a, l]$, а уравнение (5д)—при $x \in [-l, -a]$, поэтому эти уравнения являются в этих промежутках тождествами, а уравнения (5г) и (5е)—их следствиями.

Для получения функциональной связи между коэффициентами X_m и A_p^\pm , следуя [6], введем вспомогательные функции

$$E_p^\pm = \exp(-ig_p y \pm ih_p' x) \quad (6)$$

и воспользуемся тождеством

$$\dot{E}_p^\pm \Delta E_{z3} - E_{z3} \Delta E_p^\pm \equiv 0 \quad (x, y \in G), \quad (7)$$

где G —двумерная область на периоде решетки, ограниченная прямоугольным контуром Γ и круговым контуром L (рис. 2).

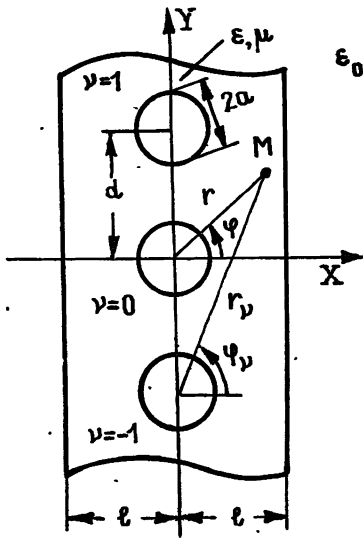


Рис. 1.

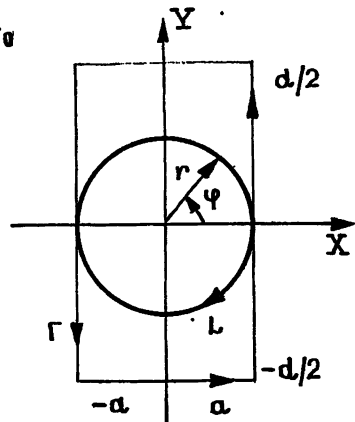


Рис. 2.

Интегрируя (7) по границе области G и используя уравнения (5в)—(5е), получаем

$$A_p^\pm = -\frac{1}{2ih_p' d} \oint \left(E_p^\mp \frac{\partial E_{z3}}{\partial n} - E_{z3} \frac{\partial E_p^\mp}{\partial n} \right) dL. \quad (8)$$

Для вычисления (8) запишем функции E_p^\pm и E_{z3} в цилиндрических координатах r, φ , отнесенных к нулевому цилиндру ($\nu=0$):

$$E_p^\pm = \begin{cases} \exp[\pm i\alpha \cos(\varphi \pm \varphi_p)], & |p| < D' \\ \exp[i\alpha \sin(\varphi \mp i\varphi_p')], & p < -D'; \\ \exp[-i\alpha \sin(\varphi \pm i\varphi_p')], & p > D' \end{cases}, \quad (9)$$

$$E_{z3} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \psi_m(k'r) e^{im\varphi}, \quad (10)$$

где

$$\psi_m(k'r) = H_m^{(2)}(k'r) + J_m(k'r) Q_m(\beta),$$

$$Q_m(\beta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} X_q Z_{q-m}(\beta) + \sum_{p=-[D']}^{[D']}$$

$$+ D_p i^{-m} \exp(im\varphi_p) + (-1)^m \sum_{p=-\infty}^{-[D']-1} [C_p \exp(-m\varphi_p') +$$

$$+ D_p \exp(m\varphi'_p)] + \sum_{p=(D')_{+1}}^{\infty} [C_p \exp(m\varphi'_p) + D_p \exp(-m\varphi'_p)].$$

Подставляя (9) и (10) в формулу (8), после несложных вычислений окончательно получаем

$$A_p^{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{D'^2 - p^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{\mp m} X_m \exp(\pm im\varphi_p), & |p| < D' \\ \frac{i}{\pi \sqrt{p^2 - D'^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m \exp(\mp m\varphi'_p), & p > D' \\ \frac{i}{\pi \sqrt{p^2 - D'^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m X_m \exp(\pm m\varphi'_p) & p < -D' \end{cases} \quad (11)$$

4. Дифракционные характеристики системы. Дифракционные характеристики системы B_p , R_p , C_p и D_p связаны функциональными уравнениями (5а), (5б), (5ж), (5з). Чтобы найти эту связь в явном виде, умножим уравнения (5а), (5б), (5ж), (5з) на $\exp(-igy)dy$ и проинтегрируем их по периоду решетки. В результате получим систему алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \delta_{p0} e^{ihl} + R_p \exp(-ih_p l) &= C_p \exp(ih'_p l) + (D_p + A_p^-) \exp(-ih'_p l), \\ \delta_{p0} e^{ihl} - R_p \exp(-ih_p l) &= \\ &= (h'_p / \mu_r h_p) [C_p \exp(ih'_p l) - (D_p + A_p^-) \exp(-ih'_p l)], \\ (A_p^+ + C_p) \exp(-ih'_p l) + D_p \exp(ih'_p l) &= B_p \exp(-ih_p l), \\ (h'_p / \mu_r h_p) [(A_p^+ + C_p) \exp(-ih'_p l) - D_p \exp(ih'_p l)] &= B_p \exp(-ih_p l). \end{aligned} \quad (12)$$

Решая систему (12) относительно искомых коэффициентов, находим:

$$\begin{aligned} B_p &= 4\delta_{p0} h_p (h'_p / \mu_r) \exp(2ih_p l) / (d_p^2 - b_p^2) + A_p^+ \exp[-i(h'_p - h_p)l] + \\ &+ 2b'_p \left[\frac{h'_p}{\mu_r} A_p^- + \left(\frac{h'_p}{\mu_r} \cos 2h'_p l + ih_p \sin 2h'_p l \right) A_p^+ \right] \exp(ih_p l); \end{aligned} \quad (13а)$$

$$R_p = -2i\delta_{p0} b_p d_p e^{2ihl} \sin 2h'_p l / (d_p^2 - b_p^2) + A_p^- \exp[-i(h'_p - h_p)l] + \quad (13б)$$

$$\begin{aligned} &+ 2b'_p \left[\frac{h'_p}{\mu_r} A_p^+ + \left(\frac{h'_p}{\mu_r} \cos 2h'_p l + ih_p \sin 2h'_p l \right) A_p^- \right] \exp(ih_p l); \\ C_p &= [a_p d_p + b_p (d_p A_p^- + b_p A_p^+)] / (d_p^2 - b_p^2); \end{aligned} \quad (13в)$$

$$D_p = [a_p b_p + b_p (b_p A_p^- + d_p A_p^+)] / (d_p^2 - b_p^2), \quad (13г)$$

где

$$a_p = 2\delta_{p0} h_p e^{ihl}, \quad b_p = (h'_p / \mu_r - h_p) \exp(-ih'_p l),$$

$$d_p = ((h'_p / \mu_r) + h_p) \exp(ih'_p l), \quad b'_p = b_p / (d_p^2 - b_p^2).$$

Из формул (13) следует, что дифракционные характеристики системы B_p , R_p , C_p и D_p выражаются через коэффициенты дифракционного спектра A_p^{\pm} волны, рассеянной решеткой. Поскольку коэффициенты A_p^{\pm} в силу (11) определяются через коэффициенты мультипольного спектра X_m , нашей задачей является нахождение этих коэффициентов.

5. Мультипольный спектр рассеянного поля. Ключевая система алгебраических уравнений. Для нахождения коэффициентов X_m умно-

жим уравнение (5и) на $(1/2\pi)e^{-ih\varphi}d\varphi$ и проинтегрируем его от нуля до 2π . В итоге получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов X_m :

$$\begin{aligned}
 X_n H_n^{(2)}(\alpha) &= -J_n(\alpha) \times \\
 &\times \left\{ \sum_{p=-[D']}^{[D']} [i^n \exp(-in\varphi_p) C_p + i^{-n} \exp(in\varphi_p) D_p] + (-1)^n \times \right. \\
 &\times \sum_{p=-\infty}^{-[D']-1} [C_p \exp(-n\varphi'_p) + D_p \exp(n\varphi'_p)] + \\
 &+ \sum_{p=[D']+1}^{\infty} [C_p \exp(n\varphi'_p) + D_p \exp(-n\varphi'_p)] \Big\} - \\
 &- \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m J_n(\alpha) Z_{m-n}(\beta) \\
 &(n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots)
 \end{aligned} \tag{14}$$

Подставляя в систему (14) формулы (13в) и (13г) с учетом (11) и используя симметрию уравнений по индексу m , после несложных преобразований приходим к следующей бесконечной системе алгебраических уравнений относительно коэффициентов X_m :

$$\begin{aligned}
 X_n &= -\gamma_0 \kappa_n - \sum_{\substack{m=0 \\ m+n}}^{\infty} X_m \hat{Z}_{nm} \\
 &(n=0, 1, 2, \dots),
 \end{aligned} \tag{15}$$

где

$$\gamma_0 = \frac{2e^{ihl} [(\sqrt{\epsilon_r/\mu_r} + 1) i^n e^{ikh'l} + (\sqrt{\epsilon_r/\mu_r} - 1) i^{-n} e^{-ikh'l}]}{(\sqrt{\epsilon_r/\mu_r} + 1)^2 e^{2ikh'l} - (\sqrt{\epsilon_r/\mu_r} - 1)^2 e^{-2ikh'l}},$$

$$\kappa_n = \frac{J_n(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha) + J_n(\alpha) \{Z_0(\beta) + \Delta_{nn} + (1 - \delta_{n0}) (-1)^n [Z_{2n}(\beta) + \Delta_{-nn}]\}}$$

$$\hat{Z}_{nm} = \kappa_n \{Z_{m-n}(\beta) + \Delta_{mn} + (-1)^m (1 - \delta_{m0}) [Z_{m+n}(\beta) + \Delta_{-mn}]\},$$

$$\Delta_{mn} = \sum_{p=0}^{[D']} \gamma_{mn}^p + \sum_{p=[D']+1}^{\infty} \sigma_{mn}^p,$$

$$\begin{aligned}
 \gamma_{mn}^p &= \frac{2(2 - \delta_{p0}) b'_p}{\pi \sqrt{D'^2 - p^2}} \left[\left(\frac{h'_p}{\mu_r} + h_p \right) \exp(ih'_p l) \cos(m+n) \frac{\pi}{2} \times \right. \\
 &\times \cos(m+n) \varphi_p + \left. \left(\frac{h'_p}{\mu_r} - h_p \right) \exp(-ih'_p l) \cos(m-n) \varphi_p \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{mn}^p &= \frac{2ib'_p}{\pi \sqrt{D'^2 - p^2}} [1 + (-1)^{m+n}] \left[\left(\frac{h'_p}{\mu_r} + h_p \right) \exp(ih'_p l) \operatorname{ch}(m+n) \times \right. \\
 &\times \varphi'_p + \left. \left(\frac{h'_p}{\mu_r} - h_p \right) \exp(-ih'_p l) \operatorname{ch}(m-n) \varphi'_p \right].
 \end{aligned}$$

Система (15) допускает регуляризацию вида

$$X_m = J_m(\alpha) \hat{X}_m,$$

где \hat{X}_m — новые неизвестные. Поэтому она относится к системам Фредгольмового типа и может исследоваться методом редукции при произвольных параметрах задачи [7].

6. Случай H -поляризации. При H -поляризации падающей волны все формулы настоящей работы, за исключением граничного условия (3д) и вытекающих из него следствий, будут справедливы, если произвести в них замену $E \rightleftharpoons H$, $\epsilon_0 \rightleftharpoons -\mu_0$, $\epsilon \rightleftharpoons -\mu$, $\epsilon_r \rightleftharpoons \mu_r$. Условие (3д) заменяется условием

$$(\partial/\partial r_v)E_{z3}=0 \quad \text{при } x=a \cos \varphi_v, y=a \sin \varphi_v + vd, \quad (3'д)$$

в силу чего значения $J_n(\alpha)$ и $H_n^{(2)}(\alpha)$ следует заменить их производными по аргументу.

7. Численные результаты. Система уравнений (15) численно исследовалась на ЭВМ (БЭСМ-6) методом редукции при различных параметрах задачи $D=d/\lambda$, $s=2a/d$, $2l/d$ и $\epsilon_r=\epsilon/\epsilon_0$ при $\mu=\mu_0$. Сходимость результатов и устойчивость решения задачи иллюстрирует табл. 1, где приведена зависимость модуля коэффициента прохождения $|B_0|$ от порядка редукции N , вычисленная в случае E -поляризации падающей волны ($2l/d=0,3$).

Таблица 1

Параметры задачи			Модуль коэффициента прохождения		
ϵ_r	s	D	$N=1$	$N=3$	$N=5$
2,1	0,05	0,5	0,999744	0,999542	0,999542
		1,5	0,945658	0,952460	0,952460
5,4	0,05	0,5	0,820169	0,810674	0,810673
		1,5	0,706747	0,805360	0,805389
2,1	0,25	0,5	0,935809	0,453423	0,456455
		1,5	0,837372	0,688925	0,688601

Из приведенной таблицы следует, что сходимость алгоритма существенно зависит от параметров s , D и ϵ_r . В частности, при малых заполнениях $s \sim 0,05$ сходимость наблюдается уже при $N=1$, что указывает на слабое дифракционное взаимодействие между элементами системы.

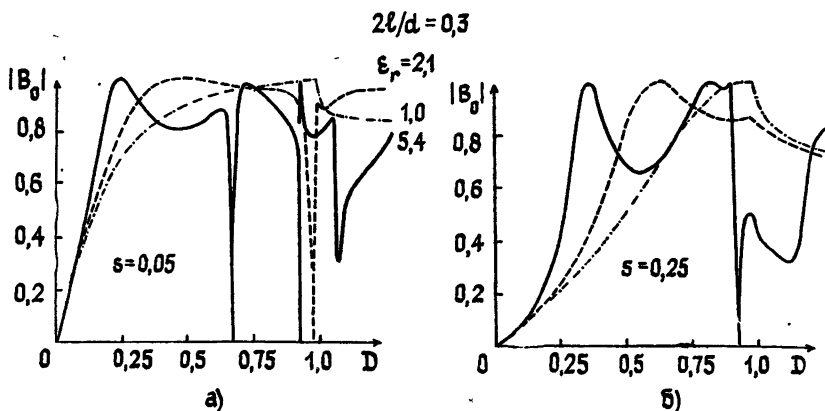


Рис. 3.

На рис. 3, 4 представлены зависимости модуля коэффициента прохождения $|B_0|$ от относительного периода решетки D , вычисленные

для случаев E -поляризации (рис. 3) и H -поляризации (рис. 4) падающей волны при $\epsilon_r = 5,4$ (сплошные кривые) и $\epsilon_r = 2,1$ (пунктир). Для сравнения на этих же рисунках штрихпунктирными линиями изображены аналогичные зависимости в отсутствие слоя ($\epsilon_r = 1,0$).

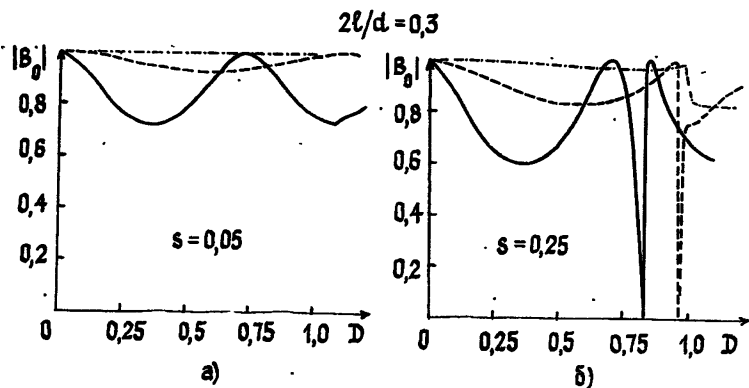


Рис. 4.

Анализ приведенных зависимостей позволяет сделать следующие выводы:

1) В области длинных волн ($D \ll 1$) дифракционные зависимости исследуемой структуры практически не отличаются от аналогичных зависимостей для изолированной решетки (в отсутствие слоя). В случае H -поляризации область перекрытия этих зависимостей незначительна.

2) С ростом D от нуля до единицы коэффициент прохождения в случае E -поляризации сначала возрастает, а затем уменьшается по сравнению с изолированной решеткой (этот результат был отмечен уже в работе [2]). В случае H -поляризации, напротив, наблюдается сначала уменьшение, а затем увеличение коэффициента прохождения.

3) В одноволновой области ($D < 1$) имеют место эффекты полного прохождения и отражения падающей волны, обнаруженные и для других периодических структур [7, 8]. Число дифракционных резонансов тем больше, чем больше толщина и диэлектрическая проницаемость слоя. В случае H -поляризации резонансные эффекты значительно слабее.

В частности, при малых ϵ_r , а также очень малых или слишком больших заполнениях решетки резонансные эффекты могут отсутствовать (рис. 3б, 4а).

4) В многоволновой области ($D > 1$) наблюдаются многочисленные резонансы, не имеющие абсолютного характера.

Свойства исследуемой структуры можно объяснить следующим образом.

В области длинных волн ($D \ll 1$) свойства структуры определяются влиянием двух противоречивых факторов [2]. Во-первых, наличие слоя приводит к увеличению размеров препятствия, что должно вести к уменьшению коэффициента прохождения. Во-вторых, в связи с уменьшением длины волны в диэлектрике коэффициент прохождения в случае E -поляризации должен возрастать, а в случае H -поляризации — уменьшаться.

При $D \ll 1$ влияние указанных факторов в случае E -поляризации компенсирует друг друга, а в случае H -поляризации приводит к уменьшению коэффициента прохождения. С ростом D происходит преобладание второго фактора, и коэффициент прохождения в случае E -поляризации возрастает, а в случае H -поляризации еще более уменьшается.

При дальнейшем увеличении D начинают сказываться интерференционные явления внутри диэлектрического слоя, что приводит к появлению эффекта полного прохождения падающей волны, связанного с

формированием стоячего поля основной волны. При еще большем D (но $D < 1$) возникают распространяющиеся гармоники внутри диэлектрического слоя, взаимодействие которых приводит к появлению эффектов полного отражения поля.

В многоволновой области ($D > 1$) возникают пространственные гармоники вне слоя, имеющие характер волноводных волн. Взаимодействие этих гармоник обуславливает перераспределение рассеянного поля, что приводит к многочисленным резонансам дифракционных зависимостей.

В заключение отметим, что свойства исследованной структуры очень близки к свойствам решетки из цилиндров с диэлектрическим покрытием [8, 9], что позволяет предположить родственную природу наблюдаемых явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заридзе Р. С., Талаквандзе Г. М. Численное исследование резонансных свойств металлодиэлектрической решетки. — Тбилиси: Гос. ун-т, 1983.
2. Ямпольский В. Г. — Радиотехника, 1957, 12, № 2, с. 59.
3. Wait I. R. — IRE Trans., MTT-5, 1957, № 2.
4. Ямпольский В. Г. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 12, с. 1516.
5. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г. Пассивные регрансляторы для радиорелейных линий. — М.: Связь, 1973.
6. Кеванишвили Г. Ш., Цагарейшвили О. П. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 3, с. 498.
7. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Гос. ун-т, 1973.
8. Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш., Сикмашвили З. И., Цагарейшвили О. П., Чихладзе М. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 2, с. 229.
9. Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш., Сикмашвили З. И., Цагарейшвили О. П., Чихладзе М. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 12, с. 1594.

Грузинский политехнический институт

Поступила в редакцию
9 июля 1985 г.

DIFFRACTION OF THE PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE BY THE GRATING OF CYLINDERS IN DIELECTRIC LAYER

F. G. Bogdanov, G. Sh. Kevanishvili, Z. I. Sikmashvili

A strict solution of the problem of diffraction of the plane electromagnetic wave by the periodic grating of ideally conducting cylinders of round section putting in plane-parallel dielectric layer of finite thickness is received. Dependences of the passage coefficient of system on the relative period of the grating are investigated.
