

УДК 538.56 : 519.25

ВЛИЯНИЕ БЕСКОНЕЧНОГО ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕГО ЭКРАНА С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ИМПЕДАНСНЫМИ ПОЛОСАМИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ*

А. В. Мошинский

Решается задача об излучении продольного электрического диполя, расположенного в произвольной точке вблизи идеально проводящего экрана с параллельными импедансными полосами на нем. Решение ищется в виде интеграла Фурье от ряда по функциям Матье. Неизвестные коэффициенты разложения определяются из бесконечной системы линейных уравнений. На основании численного счета дается анализ диаграмм направленности структуры и указывается на возможность управления диаграммой при помощи соответствующего выбора импедансов полос и их расположения.

В последние годы появилась серия теоретических и экспериментальных работ, например, [1-3], посвященных управлению рассеянием электромагнитного поля от поверхности объектов, нагруженных распределенным или сосредоточенным импедансом, величина и место включения которого выбираются исходя из требуемых характеристик рассеяния.

В настоящей работе в результате строгого рассмотрения учитывается влияние системы из двух импедансных полос, вписанных в бесконечный идеально проводящий экран, на излучение продольного электрического диполя. Предлагаемый метод решения задачи является обобщением классического метода разделения переменных, применявшегося ранее автором при решении задачи о дифракции поля продольного электрического диполя на системе из двух параллельных эллиптических цилиндров [4, 5], на случай импедансных граничных условий, выполняемых в пределах полос конечной ширины на металлическом экране бесконечных размеров.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в плоскости $y = 0$ (рис. 1) расположен идеально проводящий экран. Параллельно оси Oz координатной системы $Oxyz$ (на одинаковом расстоянии $l_0 = l/2$ от нее) на экране расположены две бесконечно длинные импедансные полосы шириной $2d_s$ с переменным поверхностным импедансом. Будем решать задачу об излучении элементарного электрического диполя, расположенного в произвольной точке вблизи экрана с импедансными полосами и обладающего моментом p , направленным параллельно оси Oz . Если для каждой из полос ввести локальные декартовы (x_s, y_s, z_s) и эллиптические (ξ_s, η_s, z_s) координаты, связанные между собой соотношениями

$$x_s = d_s \operatorname{ch} \xi_s \cos \eta_s, \quad y_s = d_s \operatorname{sh} \xi_s \sin \eta_s, \quad z_s = z \quad (s = \pm 1), \quad (1)$$

* Основные результаты доложены на XXV Всесоюзной научной сессии НТЭ радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова, Москва, 1969.

аналогичных (4), с вектором $\Pi = \Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3$, где считается, что $\Pi = \mathbf{i}_z \Pi$, причем $\Pi = \Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3$.

Исходя из граничных условий Леонтовича [7], связывающих тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей, найдем, что на поверхности s -й полосы ($s = \pm 1$) потенциальная функция Π должна удовлетворять граничному условию

$$\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \Pi(\xi_s, \eta_s, z) - ik \frac{Z(0, \eta_s)}{\lambda_1} \frac{\partial \Pi(\xi_s, \eta_s, z)}{\partial \xi_s} \right] \Big|_{\xi_s=0} = 0 \quad (s = \pm 1), \quad (5)$$

где $Z(0, \eta_s) = Z_{0s} \sin \eta_s$ — поверхностный импеданс s -й полосы, λ_1 — коэффициент Ляме. Поскольку функции Π_1 и Π_2 известны, то в математической постановке задача состоит в отыскании функции Π_3 , удовлетворяющей волновому уравнению Гельмгольца

$$\Delta \Pi_3 + k^2 \Pi_3 = 0, \quad (6)$$

а также условиям (5) на поверхности полос и на бесконечности — условию излучения Зоммерфельда.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Решение задачи будем искать в виде суммы двух слагаемых

$$\Pi_3 = \sum_{s=\pm 1} \Pi_s, \quad (7)$$

каждое из которых представляет собой продольную составляющую вектора Герца поля, переизлученного s -й полосой. Учитывая, что поле переизлученное s -й ($s = \pm 1$) импедансной полосой, должно равняться нулю при $\eta_s = 0$ или π для всех $\xi_s > 0$, а также принимая во внимание условие излучения на бесконечности, функции Π_s будем искать в виде ряда Фурье:

$$\Pi_s = 2ip \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_n^{(s)} d_n Ne_n^{(1)}(\xi_s, q_s) se_n(\eta_s, q_s) \exp[ih(z - z^0)] dh, \quad (8)$$

где $se_n(x)$ и $Ne_n^{(1)}(x)$ — соответственно угловые и радиальные функции Матье [8], $a_n(h)$ — дифракционные коэффициенты, подлежащие определению, $d_n(q_s)$ — коэффициенты, явный вид которых можно найти, например, в [9], $q_s = d_s^2 (k^2 - h^2)/4$ — параметр уравнения Матье [8].

Если сумму потенциальных функций $\Pi_1 + \Pi_2$ также представить в виде разложения в ряд по интегралам Фурье от функций Матье, записанных в s -й локальной системе координат:

$$\begin{aligned} \Pi_1 + \Pi_2 = 2pi \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (-1)^n \left[d_n^2 se_n(\eta_s, q) se_n(\eta_s^0, q) \times \right. \\ \left. \times \begin{cases} Ne_n^{(1)}(\xi_s, q) Se_n(\xi_s^0, q), & \xi_s^0 < \xi_s \\ Ne_n^{(1)}(\xi_s^0, q) Se_n(\xi_s, q), & \xi_s^0 > \xi_s \end{cases} \right] \exp[ih(z - z^0)] dh, \quad (9) \end{aligned}$$

где учтено, что для зеркально отображенного излучателя $\eta_s^0 = (2\pi - \eta_s^0)$, а $se_n(2\pi - \eta_s^0) = -se_n(\eta_s^0, q_s)$, то из граничных условий (5) с помощью теоремы сложения для $d_n(q-s) Ne_n^{(1)}(\xi_{-s}, q-s) se_n(\eta_{-s}, q-s)$ (см. формулу (4.5.8) из [9] и свойств ортогональности угловых функций $se_n(\eta_s, q_s)$, вводя по тем же соображениям, что и в [4], замену прежних дифракционных коэффициентов $a_n^s(h)$ на новые $A_n^s(h)$ по формуле

$$a_n^{(s)}(h) = d_n Se'_n(0, q) A_n^{(s)}(h) \quad (n=1, 2, 3, \dots), \quad (10)$$

для $A_n^{(s)}(h)$ получим бесконечную систему линейных уравнений

$$A_n^{(s)} + \sum_{m=1}^{\infty} \sigma_{nm}^{(-s, s)} A_m^{(-s)} = B_n^{(s)} \quad (s = \pm 1; n=1, 2, \dots), \quad (11)$$

в которой

$$\sigma_{nm}^{(-s, s)} = \frac{2Z_{0s} k d_m Se'_m(0, q_s)}{d_n [id_s(k^2 - h^2) Ne_n^{(1)}(0, q_s) + Z_{0s} k Ne_n^{(1)'}(0, q_s)]} \widetilde{R}_{mn}^{(1)}(-s, s; 0; kl); \quad (12)$$

$$B_n^{(s)} = - \frac{(-1)^n Z_{0s} k se_n(\eta_s^0, q) Ne_n^{(1)}(\xi_s^0, q_s)}{id_s(k^2 - h^2) Ne_n^{(1)}(0, q_s) + Z_{0s} k Ne_n^{(1)'}(0, q_s)} \quad (13)$$

и где штрихи над радиальными функциями Маттье $Se_n(\xi_s)$, $Ne_n^{(1)}(\xi_s)$ обозначают дифференцирование по координате ξ_s . Функция $\widetilde{R}_{mn}^{(1)}(-s, s; 0; kl)$ из (12) определена в [9] и здесь из-за экономии места не выписывается.

Аналогично [10] можно показать, что при соответствующем выборе поверхностного импеданса Z_{0s} система (11) для каждого h и $l_0 > d_s$ является квазирегулярной разрешимой методом редукции [11].

После перехода в (8) к сферическим координатам r, θ, φ с началом в точке 0 так же, как и в [4], найдем, что в приближении волновой зоны

$$E_\theta = H_\varphi = -pk^2 \sin \theta \frac{\exp[ik(r - z^0 \cos \theta)]}{r} [\Phi_1(\varphi, \theta) + \Phi_2(\varphi, \theta)], \quad (14)$$

где

$$\Phi_1(\varphi, \theta) = \exp[-ik\rho^0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi^0)] - \exp[-ik\rho^0 \sin \theta \cos(\varphi + \varphi^0)]; \quad (15)$$

$$\Phi_2(\varphi, \theta) = 4 \sum_{s=\pm 1} \left[\exp(-iksl_0 \cos \varphi \sin \theta) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n^{(s)} d_n Se'_n(0, q'_s) se_n(\varphi, q'_s) \right]. \quad (16)$$

Дифракционные коэффициенты $A_n^{(s)}$ в (16) находятся из системы (11), в которой теперь $h = k \cos \theta$ ($q_s = q'_s = d_s^2 k^2 \sin^2 \theta / 4$).

Сумму функций $T(\varphi, \theta) = \Phi_1(\varphi, \theta) + \Phi_2(\varphi, \theta)$ в (14) можно рассматривать как множитель направленности, учитывающий влияние бесконечного металлического экрана с параллельными импедансными полосами на излучение продольного электрического диполя.

Выражение (14) позволяет сделать обобщение на случай продольного линейного излучателя с током $I(z^0)$. В частности, для симметричного вибратора, направленного вдоль импедансных полос, излучаемое поле в волновой зоне находится путем интегрирования выражения (14) по длине вибратора:

$$E_\theta = H_\varphi = \frac{k^2 \sin \theta e^{ikr}}{4\pi\omega ir} T(\varphi, \theta) \int_{z_1}^{z_2} I(z^0) \exp(-ikz^0 \cos \theta) dz^0. \quad (17)$$

Если длина вибратора равна $2L$, а центр его совпадает с плоскостью $z = z^0$, то, полагая распределение тока в вибраторе синусоидальным,

$$I(z^0) = I_0 \frac{\sin k \{L - |z^0|\}}{\sin(kL)},$$

из (17) найдем для симметричного вибратора

$$E_\theta = H_\varphi = \frac{I_0 k}{2\pi i \omega} \frac{e^{ikr}}{r} \left[\frac{\cos(kL \cos \theta) - \cos(kL)}{\sin(kL) \sin \theta} \right] T(\varphi, \theta). \quad (18)$$

Из (11)—(13) следует, что путем изменения поверхностного импеданса Z_{0s} можно изменять величины коэффициентов $A_n^{(s)}$ и, следовательно, форму диаграммы направленности, определяемой выражениями (14)—(16).

3. СЛУЧАЙ СИЛЬНО РАЗНЕСЕННЫХ ИМПЕДАНСНЫХ ПОЛОС

Расчет по формулам (14)—(16) оказывается сравнительно несложным процессом при наличии таблиц функций Матье. Основная трудность при вычислении по этим формулам связана с отысканием коэффициентов $A_n^{(s)}$ из системы (11), решение которой в свою очередь связано с вычислением довольно громоздких матричных элементов $\sigma_{nm}^{(-s, s)}$. Однако в частном случае, когда расстояние между импедансными полосами значительно больше длины волны возбуждения, приближенное решение системы (11) можно получить в явном виде. Действительно, так как при $kl \gg 1$ ($kl \gg n + m$) функция [8] $\widetilde{R}_{mn}^{(1)}(-s, s; 0; kl) \approx \approx H se_m(\alpha_{-s, s}, q'_s) se_n(\alpha_{-s, s}, q'_s)$, где $H = \sqrt{2/\pi kl} \exp[i(kl - \pi/4)]$, то

$$\sigma_{nm}^{(-s, s)} = \frac{2Z_{0s} H d_m(q'_s) Se'_m(0, q')}{d_n(q'_s) [ikd_s \sin^2 \theta Ne_n^{(1)}(0, q'_s) + Z_{0s} Ne_n^{(1)'}(0, q'_s)]} \times \times se_n(\alpha_{-s, s}, q'_s) se_m(\alpha_{-s, s}, q'_s). \quad (19)$$

В рассматриваемом нами случае $\alpha_{-s, s} = 0$ или π , в результате чего

$$\sigma_{nm}^{(-s, s)} \equiv 0. \quad (20)$$

Таким образом, из (11) на основании (20) следует, что

$$A_n^{(s)} \approx B_n^{(s)} = -(-1)^n \frac{Z_{0s} se_n(\gamma_s^0, q_s) Ne_n^{(1)}(\xi_s^0, q_s)}{id_s k \sin^2 \theta Ne_n^{(1)}(0, q'_s) + Z_{0s} Ne_n^{(1)'}(0, q'_s)}. \quad (21)$$

Подстановка (21) в (16) дает возможность записать функцию $\Phi_2(\varphi, \theta)$ в явном виде:

$$\Phi_2(\varphi, \theta) = -4 \sum_{s=\pm 1} \left[\exp(iksl_0 \cos \varphi \sin \theta) \times \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d_n Z_{0s} se_n(\gamma_s^0, q'_s) Ne_n^{(1)}(\xi_s^0, q'_s) Se'_n(0, q'_s) se_n(\varphi, q'_s)}{id_s k \sin^2 \theta Ne_n^{(1)}(0, q'_s) + Z_{0s} Ne_n^{(1)'}(0, q'_s)} \right]. \quad (22)$$

Выражение (22) удобно для численного счета, а пользование им не требует расчета громоздких матричных элементов $\sigma_{nm}^{(-s, s)}$ и последующее решение системы (11).

Обращаясь к выражению (21), отметим, что коэффициенты $A_n^{(s)}$ (а значит и функция $\Phi_2(\varphi, \theta)$) при определенных значениях индексов n

могут иметь сильно выраженный максимум, когда знаменатель в выражении (19) отвечает условию минимума:

$$|id_s k \sin^2 \theta Ne_n^{(1)}(0, q'_s) + Z_{0s} Ne_n^{(1)'}(0, q'_s)| = \min. \quad (23)$$

Условие (23) позволяет так подобрать поверхностный импеданс Z_{0s} , чтобы при заданном n подчеркивалась одна определенная парциальная гармоника [12]. Выбрав Z_{0s} оптимальным, можно осуществить пространственный резонанс на определенной гармонике, которая в основном определит характер диаграммы направленности антенны. Оптимальное значение $Z_{0s} = r_{0s} + iX_{0s}$ можно найти из (23), если взять

$$Z_{0s} = - \frac{id_s k \sin^2 \theta Ne_n^{(1)}(0, q'_s)}{Ne_n^{(1)'}(0, q'_s)}. \quad (24)$$

Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением чисто реактивных поверхностных импедансов, т. е. считая $Z_{0s}^{\text{opt}} \approx X_{0s}^{\text{opt}}$, где $X_{0s}^{\text{opt}} = \text{Im } Z_{0s}^{\text{opt}}$, мы располагаем средством, позволяющим лишь получить преобладающее влияние той или иной парциальной гармоники по отношению к другим.

4. ПРИМЕРЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

В качестве иллюстрации изложенного выше метода решения задачи, нами для плоскости $\theta = \pi/2$ на ЭВМ был проведен расчет диаграмм направленности по напряженности поля продольного электрического диполя, расположенного симметрично относительно импедансных полос, для ряда параметров, от которых зависит пересизлученное поле в волновой зоне.

Численное решение задачи в основном сводится к решению бесконечной системы линейных уравнений (11) с матричными элементами $\sigma_{nm}^{(-s, s)}$ и свободными членами $B_n^{(s)}$, определяемыми формулами (12), (13), в которых в рассматриваемом нами случае (поле диполя в волновой зоне) необходимо положить $h = k \cos \theta$ ($\theta = \pi/2$), а также к расчету амплитудных функций $|\Phi_2(\varphi)|$ и $|T(\varphi)| = |\Phi_1(\varphi) + \Phi_3(\varphi)|$ по формулам (15), (16). Угловые и радиальные функции Матье, их собственные значения и коэффициенты Фурье разложений этих функций в ряд рассчитывались по схеме, указанной в [8, 9].

При решении системы (11) в расчетах матричных элементов $\sigma_{nm}^{(-s, s)}$ и свободных членов $B_n^{(s)}$, а также при суммировании ряда в (16) в качестве исходного значения N —порядка усечения ($n, m = 1, 2, 3, \dots, N$) — нами бралось значение $N \approx 2kd_s$, где $kd_s = 2\sqrt{Vq_s}$.

Для удобства вычислений путем введения замены

$$\begin{aligned} A_n^{(+1)} &= x_{2n-1}, & A_n^{(-1)} &= x_{2n}, \\ \sigma_{nm}^{(-1, 1)} &= \alpha_{2n-1, 2m}, & \sigma_{nm}^{(1, -1)} &= \alpha_{2n, 2m-1}, \\ B_n^{(+1)} &= b_{2n-1}, & B_n^{(-1)} &= b_{2n} \end{aligned}$$

$$(n, m = 1, 2, 3, \dots, N)$$

система (11) преобразовывалась к нормальной форме

$$x_i + \sum_{j=1}^{\infty} \alpha_{ij} x_j = b_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots, 2N) \quad (25)$$

с определителем

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & \sigma_{11}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{12}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{13}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{14}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{15}^{(-1,1)} & \dots \\ \sigma_{11}^{(1,-1)} & 1 & \sigma_{12}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{13}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{14}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{15}^{(1,-1)} & 0 & \dots \\ 0 & \sigma_{21}^{(-1,1)} & 1 & \sigma_{22}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{23}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{24}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{25}^{(-1,1)} & \dots \\ \sigma_{21}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{22}^{(1,-1)} & 1 & \sigma_{23}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{24}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{25}^{(1,-1)} & 0 & \dots \\ 0 & \sigma_{31}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{32}^{(-1,1)} & 1 & \sigma_{33}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{34}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{35}^{(-1,1)} & \dots \\ \sigma_{31}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{32}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{33}^{(1,-1)} & 1 & \sigma_{34}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{35}^{(1,-1)} & 0 & \dots \\ 0 & \sigma_{41}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{42}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{43}^{(-1,1)} & 1 & \sigma_{44}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{45}^{(-1,1)} & \dots \\ \sigma_{41}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{42}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{43}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{44}^{(1,-1)} & 1 & \sigma_{45}^{(1,-1)} & 0 & \dots \\ 0 & \sigma_{51}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{52}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{53}^{(-1,1)} & 0 & \sigma_{54}^{(-1,1)} & 1 & \sigma_{55}^{(-1,1)} & \dots \\ \sigma_{51}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{52}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{53}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{54}^{(1,-1)} & 0 & \sigma_{55}^{(1,-1)} & 1 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} \quad (26)$$

в котором элементы $\alpha_{ij} = 0$, если $(i - j) = 2\nu$, где ν — целое число. При $kl \rightarrow \infty$ ($l = 2l_0$) все матричные элементы α_{ij} стремятся к нулю, а значение определителя (26) стремится к единице.

При расчетах диаграмм направленности импеданс Z_{0s} каждой из полос, подчеркивающий ту или иную парциальную гармонику, выбирался оптимальным для каждого n . При этом мы ограничивались рассмотрением чисто реактивного (емкостного) поверхностного импеданса, принимая везде $Z_{0s}^{opt} \approx iX_{0s}^{opt}$.

Результаты расчетов оптимальных значений импедансов для различных парциальных гармоник при двух значениях q сведены в табл. 1.

Таблица 1

$$Z_{0s}^{opt} = Z_n^{opt} \cdot 10^p$$

n	$q = 1$	p	$q = 2$	p
1	- 0,1526123 + 0,2924533	+ 1 0	- 0,1317762 + 0,5279188	+ 1 - 1
2	- 0,5107749 + 0,1367934	0 + 1	- 0,1690978 + 0,1080796	+ 1 + 1
3	- 0,6312132 + 0,7736622	- 2 0	- 0,8791984 + 0,1332667	- 1 + 1
4	- 0,1439125 + 0,5371325	- 2 0	- 0,2053528 + 0,8259917	- 1 0
5	- 0,1796773 + 0,4176987	- 5 0	- 0,4183772 + 0,6191197	- 4 0
6	- 0,3507863 + 0,3432338	- 5 0	- 0,8037660 + 0,5005837	- 4 0

На рис. 2 представлена серия диаграмм направленности полного поля (график функции $|T(\varphi)|$) и поля, переизлученного импедансными полосами (график функции $|\Phi_2(\varphi)|$), в зависимости от удаления дипо-

ля от экрана. Графики а, б, в, г (рис. 2) рассчитывались для случая, когда $\varphi = 90^\circ$, а $\rho^0 = 0,25\lambda, 0,5\lambda, 0,75\lambda, 2,25\lambda$; при этом значение импеданса полос бралось таким ($Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0,82599i$), что при заданной ширине полос ($kd_s = 2,828$) имел место резонанс на четвертой парциальной гармонике. На всех графиках рис. 2 точками показаны диаграммы направленности диполя, рассчитанные по формуле (15) и отвечающие случаю, когда $Z_{0s} = 0$ ($s = \pm 1$).

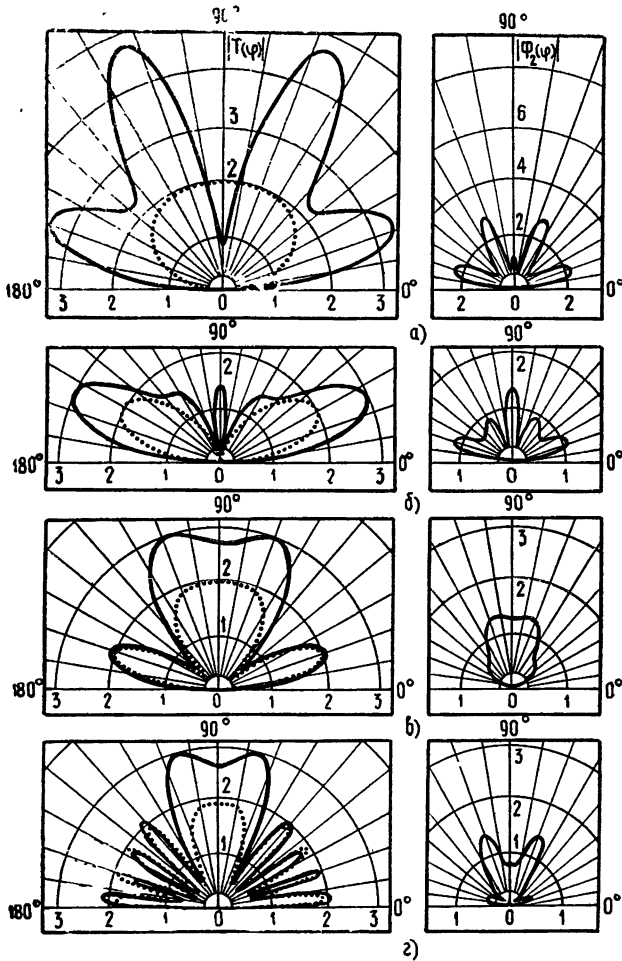


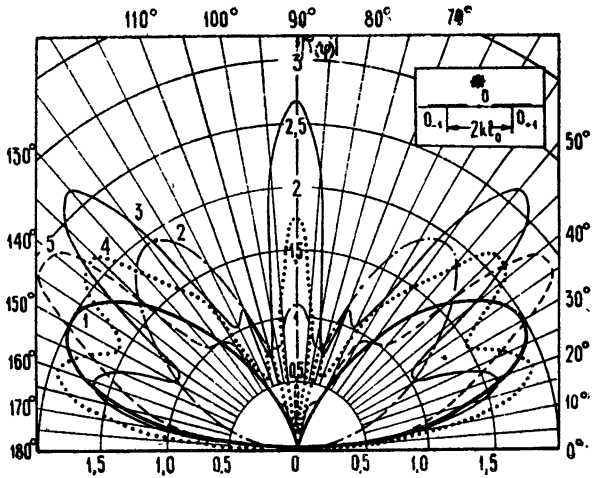
Рис. 2. Диаграммы направленности антенной структуры в зависимости от удаления диполя от экрана.

Как и следовало ожидать, при удалении симметрично расположенного относительно полос излучающего электрического диполя характер диаграмм направленности антенной структуры существенно меняется. Очевидно, что наличие импедансных полос на бесконечном идеально проводящем экране, играющем роль отражателя, приводит как к изменению характера диаграмм направленности, так и к увеличению интенсивности излучения по сравнению со случаем, когда импеданс полос равен нулю. В рассматриваемом случае ($2kl_0 = 8$ и $q_{+1} = q_{-1} = 2$) различие диаграмм рассеяния (см. $|\Phi_2(\varphi)|$ на рис. 2) импедансных полос

на экране при симметричном облучении их полем диполя обусловлено изменением фазы падающего поля с изменением $k\rho^0$.

Помимо возможности управления излучением антенны путем изменения координат источника первичного поля имеется другой эффективный путь, позволяющий управлять излучением за счет изменения расстояния между «резонансными» импедансными полосами. Для иллюстрации этого пути на рис. 3 приведен ряд графиков $|T(\varphi)|$, представляющих собой диаграммы направленности по напряженности поля бесконечного линейного излучателя* с электрическим током, расположенно-

Рис. 3. Влияние расстояния между импедансными полосами на идеально проводящем экране на диаграммы направленности излучающего продольного электрического диполя: 1) — $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0$; 2) — $kl_0 = 3$; 3) — $kl_0 = 6$; 4) — $kl_0 = 9$; 5) — $kl_0 = 20$.



го параллельно экрану и симметрично относительно идентичных ($kd_s = 2$, $Z_{0s} = 0,77366 i$, $s = \pm 1$) импедансных полос на нем, в зависимости от расстояния между полосами.

Конфигурация структуры в плоскости $z = \text{const}$ показана на рисунке. Графики 2—5 вычислены для случая, когда соответственно $2kl_0 = 6$; 12; 18; 40, а график 1 — когда $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0$. При импедансе полос $Z_{0s} = 0,77366 i$ имеет место пространственный резонанс на третьей парциальной гармонике. Как видно из рис. 3, влияние «резонансных» импедансных полос достаточно велико. Во всех случаях диаграммы направленности имеют лепестковый характер, причем число лепестков (в пределах значений $2kl_0$, при которых еще имеет место взаимодействие между полосами) растет с ростом расстояния между импедансными полосами. Интересно отметить, что в отличие от диаграммы направленности при $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0$ (график 1) все остальные диаграммы (графики 1, 3, 4, 5), построенные для случая, когда $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} \neq 0$, имеют лепестки в направлении луча $\varphi = 90^\circ$, интенсивность которых зависит от расстояния между импедансными полосами. С ростом $2kl_0$ влияние импедансных полос уменьшается.

Как видно из рис. 3, график 5, несмотря на некоторые отличия, похож на график 1, что является признаком того, что при больших расстояниях между полосами импеданса основную роль в формировании диаграммы направленности играет идеально проводящий экран, а нали-

* В плоскости $\theta = \pi/2$ диаграммы направленности по φ диполя и бесконечного линейного излучателя идентичны.

чие полос импеданса приводит лишь к искажению диаграммы. С ростом $2kl_0$ также уменьшается взаимодействие импедансных полос. В этом нетрудно убедиться из сравнения дифракционных коэффициентов $A_n^{(s)}$ и свободных членов $B_n^{(s)*}$ системы (11), вычисленных при разных $2kl_0$ и приведенных в табл. 2.

Таблица 2

n	$2kl_0 = 6$				$2kl_0 = 40$			
	$B_n^{+1} \cdot 10^p$	p	$A_n^{+1} \cdot 10^p$	p	$B_n^{+1} \cdot 10^p$	p	$A_n^{+1} \cdot 10^p$	p
1	-0,13838552	0	-0,8490322	-1	+0,1016502	-1	+0,1156388	-1
	+0,1269277	-1	+0,2697435	-1	+0,60517553	-3	+0,6965833	-3
2	-0,9413733	-1	-0,1392153	0	+0,6634344	-2	+0,1378131	-1
	-0,17017381	0	+0,1895168	0	-0,2135130	-1	-0,1747230	-1
3	+0,2485114	+1	+0,1850721	+1	-0,4630884	0	-0,4398363	0
	-0,2710795	0	+0,5008180	0	+0,4595631	0	+0,4379724	0
4	+0,1733631	-2	+0,4700284	-2	+0,2320943	-2	+0,2221595	-2
	+0,1561069	-2	+0,3272858	-2	-0,1613193	-2	-0,1523899	-2
5	+0,1005508	-2	+0,1410259	-2	-0,8707570	-4	-0,8105096	-4
	+0,2822765	-3	+0,69354555	-3	-0,2102828	-3	-0,2008599	-3
6	+0,1253946	-3	-0,2244639	-3	-0,1798138	-4	-0,17145533	-4
	+0,8602601	-5	-0,949098	-4	+0,2111184	-5	+0,1726975	-5

Из таблицы легко убедиться в справедливости приближенного решения системы (11) (см. формулу (21)), а также в наличии про странственного резонанса на третьей гармонике, имеющего место при значениях импеданса полос, взятых из табл. 1 и равных $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0,77366 i$.

На рис. 4 приведена серия (1, 3, 4) диаграмм направленности

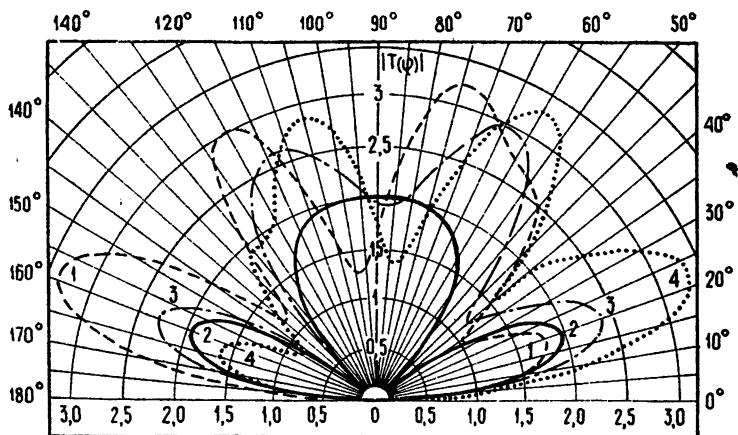


Рис. 4. Диаграммы направленности антенной структуры в зависимости от электрических размеров импедансных полос.

* Свободные члены $B_n^{(s)}$ равны соответствующим дифракционным коэффициентам $A_n^{(s)}$ имеющим место в аналогичной задаче с одной импедансной полосой.

структуры в зависимости от электрических размеров импедансных полос, значения импедансов которых брались: для левой полосы — $Z_{0,-1} = 0,77366 i$, для правой — $Z_{0,+1} = 1,3326 i$. При таком выборе импедансов полос в зависимости от электрических размеров полос ($kd_s = 2\sqrt{q_s}$) пространственный резонанс (на 3-й гармонике) имел место либо за счет левой (график 1), либо за счет правой из полос (график 4), или же вовсе отсутствовал (график 3). При расчетах диаграмм 1, 3, 4 расстояния между импедансными полосами фиксировались ($2kl_0 = 10$), а ширина полос ($2kd_s$) бралась соответственно равной 4; 5,6; 6,8. Под номером 2 приведена диаграмма направленности антенной структуры для случая, когда $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0$.

Из рис. 4 следует, что в тех случаях, когда импедансы полос являются «резонансными» для какой-либо пространственной гармоники, диаграмма направленности структуры приблизительно симметрична относительно $\varphi = 90^\circ$ (график 3), а имеющая место некоторая асимметрия обусловлена различием величин импедансов полос. Из графиков 1, 4 рис. 4 следует, что в зависимости от того, какая из полос при данной частоте падающего поля является резонансной для третьей пространственной гармоники, характер пространственного распределения поля вне антенны оказывается различным, а диаграммы направленности принимают явно антисимметричный вид с максимумом излучения в сторону «резонирующей» полосы.

О возможности управления излучением в пространстве за счет соответствующего выбора поверхностных импедансов полос, подчеркивающих ту, либо иную пространственную гармонику, можно судить по графикам функции $|T(\varphi)|$ (графики а, б, в, г, д, е рис. 5), вычисленных соответственно для случаев, когда импеданс левой полосы оставался постоянным ($Z_{0,-1} = 0,29245 i$) и соответствующим резонансу на первой парциальной гармонике, а импеданс правой полосы последовательно принимал значения, соответствующие пространственному резонансу на 1-й, 2-й, 3-й, 4-й, 5-й и 6-й парциальных гармониках. На всех графиках функции $|T(\varphi)|$ (рис. 5) для сравнения, как и раньше, приведены

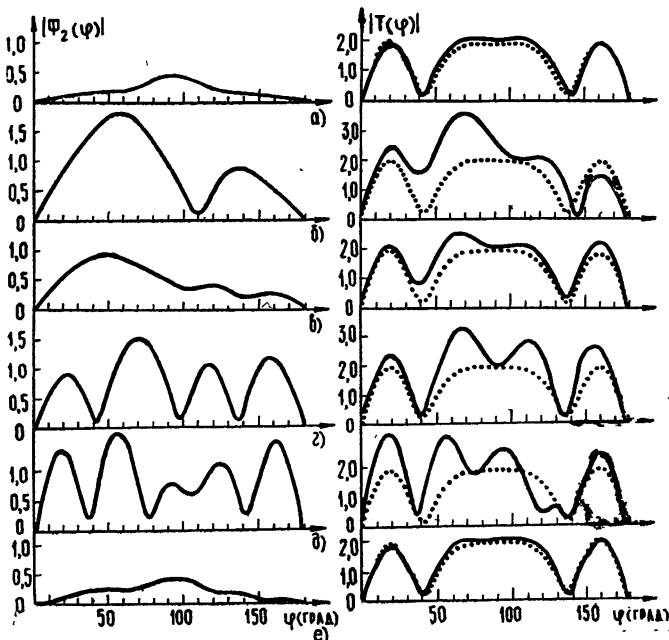


Рис. 5. Влияние пространственного резонанса на диаграммы направленности антенной структуры,

диаграммы $|\Phi_1(\varphi)|$ для случая, когда $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0$ (точечная линия). Слева на рис. 5 дана серия диаграмм направленности переизлученного импедансными полосами поля (графики функции $|\Phi_2(\varphi)|$), рассчитанных при тех же условиях, что и диаграммы $|T(\varphi)|$ для полного поля. Из серии графиков функции $|T(\varphi)|$ отчетливо видна несимметрия диаграмм направленности, обусловленная имеющим место про странственным резонансом на второй, третьей, четвертой и пятой парциальных гармониках. Что касается графиков a и e рис. 5, то их идентичность и симметрия объясняются малыми величинами импедансов, т. е. близостью этого случая к случаю, когда $Z_{0,-1} = Z_{0,+1} = 0$.

Предлагаемый метод решения задачи об излучении электрического диполя с учетом влияния идеально проводящего экрана с параллельными импедансными полосами на нем при помощи аппарата функций Матье является эффективным, не требующим больших затрат машинного времени для получения численных данных о характере диаграмм направленности антенной структуры рассмотренного вида в зависимости от поверхностных импедансов, положения первичного излучателя, расстояния между импедансными полосами. Однако как и в большинстве других задач, связанных с применением метода разделения переменных, численное решение задачи с помощью ЭВМ ограничивается трудностями, возникающими при табулировании функций Матье в широких пределах изменения их параметров. Поэтому изложенный здесь метод решения задачи пригоден лишь для диапазона длинных волн и волн, длина которых сравнима с шириной импедансных полос.

Точно так же может быть решена аналогичная задача об излучении продольных магнитных излучателей.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Е. А. Иванова за внимание к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Harrington, Proc. IEE, 111, № 4, 617 (1964).
2. J. K. Schindler, R. B. Mack, P. Blacksmith, Proc. IEEE, 53, № 8, 993 (1965).
3. V. V. Liera, T. B. A. Senior, Proc. IEEE, 53, № 8, 1004 (1965).
4. А. В. Мошинский, Изв. АН БССР, серия физ техн наук, № 4, 37 (1966).
5. А. В. Мошинский, Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн, Харьков, 1967
6. J. R. Wait, Canad. J. Phys., 33, 383 (1955).
7. М. А. Леонтович, сб. Исследования по распространению радиоволн, изд. АН СССР, М—Л, 1948.
8. Н. В. Мак-Лахлан, Теория и приложения функций Матье, М, 1953
9. Е. А. Иванов, Дифракция электромагнитных волн на двух телах, изд. Наука и техника, Минск, 1968
10. Е. А. Иванов, А. В. Мошинский, Изв. АН БССР, сер. физ.-техн. наук, № 3, 16 (1969).
11. Л. В. Канторович, В. И. Крылов, Приближенные методы высшего анализа, Гостехиздат, М—Л., 1952
12. Г. Т. Марков, Д. А. Дупленков, Н. Ф. Осипович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 1, 142 (1965).

THE EFFECT OF AN INFINITE PERFECTLY CONDUCTING SCREEN WITH
PARALLEL IMPEDANCE BANDS ON THE RADIATION OF A LONGITUDINAL
ELECTRIC DIPOLE

A. V. Moshinskii

The problem on the radiation from the longitudinal electric dipole situated at an arbitrary point near perfectly conducting screen with parallel strips on it is solved. The solution is sought in the form of the Fourier integral from series over Mathieu functions. The unknown expansion terms are determined from the infinite set of linear equations. The analysis of the radiation pattern of the structure is made on the basis of the numerical calculation. A possibility of controlling the pattern using the corresponding choice of band impedances and their situation is pointed out.
