

*И.И. ЗИНЕНКО, В.П. ПЬЯНКОВ, канд. физ.-мат. наук,
В.П. ЧУМАЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук*

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПРОИЗВЕДЕНИЯ ОБЛАСТЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА Е-ПЛОСКОСТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С МНОГОУГОЛЬНЫМИ И КРУГОВЫМИ ВСТАВКАМИ

На дециметровых и более коротких волнах широко применяются рупорные антенны и антенны в виде открытого конца волновода. Излучатели данного типа используются самостоятельно или как облучатели линзовых и зеркальных антенн. Большую группу этих антенн составляют излучатели с кусочно-линейной границей, такие, как Е-плоскостные секториальные рупоры, коробчатые рупоры и рупоры с различными фланцами. Их достоинствами являются простота и удовлетворительные диапазонные свойства. Для формирования диаграммы направленности (ДН) с требуемыми свойствами внутри излучателя или в его раскрыве помещают различные вставки многоугольной или круглой формы. Они же могут быть использованы для согласования с питающим волноводом.

Постановка задачи и алгоритм

Применение метода произведения (ПО) [1] рассмотрим на примере решения задачи излучения из Е-плоскостного излучателя с вставками (рис. 1), имеющего конечные размеры в исследуемой плоскости. В регулярной части питающего волновода на некотором расстоянии от открытого конца введем секущую плоскость ТТ. Положим, что по волноводу к открытому концу набегающая возбуждающая волна типа LE_{mp} , амплитуда и фаза которой известны в плоскости ТТ. В частности, при $p=0$, $a=\infty$, где a — размер широкой стенки волновода, имеет место волна типа ТЕМ. Тогда задача сводится к нахождению компоненты u напряженности магнитного поля, удовлетворяющей уравнению Гельмгольца

$$\Delta u + k^2 u = 0. \quad (1)$$

Здесь $k = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \left(\frac{m}{2a}\right)^2}$, где λ — длина волны.

Неизвестная компонента u , перпендикулярная к плоскости рис. 1, должна также удовлетворять условиям излучения на беско-

нечности, интегрируемости плотности энергии поля и граничным условиям

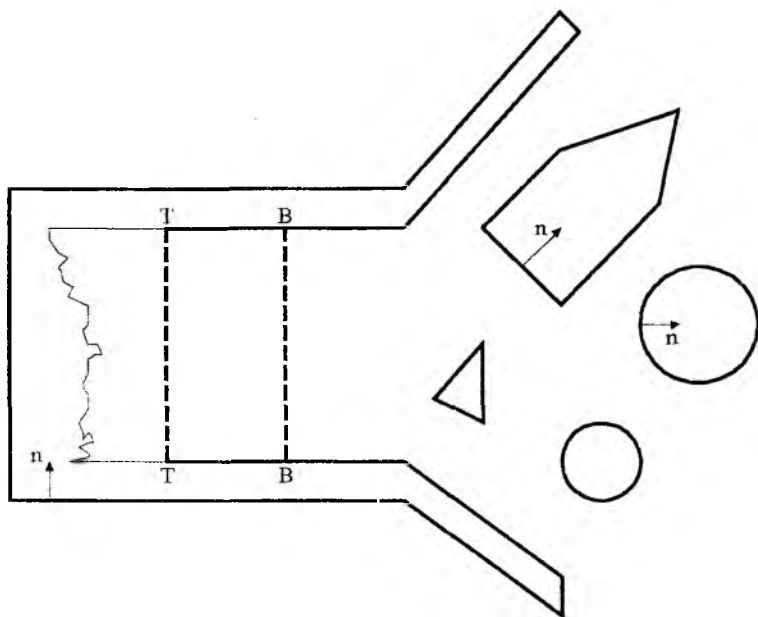


Рис. 1

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_S = 0; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{TT} = \left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_{TT}, \quad (2)$$

где S — проводящие поверхности вставок, стенок рупора и части волновода, выделенные на рис. 1 жирной линией; n — нормаль; U — соответствующая компонента поля внутри волновода.

Разобьем поверхность $S \cup TT$ на элементы $\{S_i\}$: полосы (прямолинейные отрезки на рис. 1) и круговые цилиндры, используя для их обозначения сквозную нумерацию. Введем дополнительные обозначения: I_P — множество номеров полос проводящих поверхностей; I_H — множество номеров поперечных сечений волновода; I_C — множество номеров круговых цилиндров; $I_R = I_P \cup I_H$; $I = I_R \cup I_C$; S_i^+ , S_i^- — внешняя и внутренняя стороны элемента S_i .

Согласно методу ПО функцию $u(r)$ будем искать в виде

$$u(r) = \sum_{i \in I} u_i(r). \quad (3)$$

Здесь каждая функция $u_i(r)$ удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца всюду вне своего i -го элемента и условию излучения на бесконечности. В силу наложенных на $u_i(r)$ требований справедливы интегральные равенства

$$u_i(r) = \int_{S_i^+} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} \cdot G_i(r, r') dS' \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_C; \quad (4)$$

$$u_i(r) = \int_{S_i^-} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} \cdot G_i(r, r') dS' - \\ - \int_{S_i^-} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} \cdot G_i(r, r') dS' \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_R, \quad (5)$$

где $G(r, r')$ — функция Грина, удовлетворяющая однородному граничному условию Неймана на соответствующей полосе или круговом цилиндре; направление нормали выбирается согласно рис. 1. При $i \in I_C$ имеем G_i — известный ряд по функциям Матье [3]. Для обеспечения единственности решения задачи доопределим граничные условия на стороне S_i^- :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{S_i^-} = - \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{S_i^+}, \quad i \in I_R. \quad (6)$$

Тогда уравнение (5) примет вид

$$u_i(r) = 2 \int_{S_i^+} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} G_i(r, r') dS' \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_R, \quad (7)$$

и выражение для $G(r, r')$, ($i \in I_P$) будет содержать ряд по четным функциям Матье.

В силу непрерывности электромагнитного поля в однородной среде можно записать:

$$U(r) = u(r) \quad \forall r \in BB. \quad (8)$$

Здесь BB — секущая плоскость, расположенная между плоскостью TT и открытым концом волновода (см. рис. 1).

Выразив $\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{S_i^+}$ согласно граничным условиям (2) и подставив в

(4), (7), получим:

$$u_i = - \int_{S_i^+} \sum_{j \in I_C} \frac{\partial u_j}{\partial n'} \cdot G_i dS' \quad \forall r \notin S_i, i \in I_C; \quad (9)$$

$$u_i = -2 \int_{S_i^+} \sum_{j \in I_P} \frac{\partial u_j}{\partial n'} \cdot G_i dS' \quad \forall r \notin S_i, i \in I_P; \quad (10)$$

$$u_i = 2 \int_{S_i^+} \left(\frac{\partial U}{\partial n'} - \sum_{j \neq i} \frac{\partial u_j}{\partial n'} \right) \cdot G_i dS' \quad \forall r \notin S_i, i \in I_H, \quad (11)$$

где в подынтегральных выражениях суммирование ведется по всем $j \in I$, кроме $j \neq i$. Исходя из (3) и (8)

$$U = \sum_{j \in I} u_j \quad \forall r \in BB. \quad (12)$$

Уравнения (9)—(12) представляют собой систему интегродифференциальных уравнений относительно функций u_i ($i \in I$) и U . Функцию U ищем в виде разложения по собственным волнам волновода: при $i \in I_C$ u_i выражается в виде разложения по функциям Ганкеля, а при $i \in I_R$ — в виде разложения по четным функциям Матье. Исходя из системы интегральных уравнений (9)—(12) получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно коэффициентов упомянутых разложений, которая может быть решена методом редукции [4]. Выбор четных функций Матье на практике обеспечивает хорошую сходимость метода (относительно небольшой порядок усечения соответствующих рядов).

Численная реализация алгоритма

Описанный алгоритм реализован в виде пакета программ для персональной ЭВМ типа IBM/PC на языке Фортран-77. Программы предназначены для расчета матрицы рассеяния, ДН излучения в даль-

ней зоне и других электродинамических параметров. Нормированная ДН по полю $F(\Theta)$ вычислялась согласно формулам

$$F(\Theta) = |u_{\infty}(\Theta)| / \max_{\Theta} |u_{\infty}(\Theta)|;$$

$$u_{\infty}(\Theta) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} [u(\rho, \Theta) \cdot \sqrt{\pi k \rho / 2} \cdot \exp(jk\rho)],$$

где (ρ, Θ) — полярные координаты; $j^2 = -1$.

В качестве тестовой выбрана задача излучения из открытого конца волновода. Результаты ее решения при ширине волновода $b = 0,5\lambda$ и ТЕМ-возбуждении отражены на рис. 2. Сплошными и штриховыми линиями показаны нормированные ДН по мощности $F^2(\Theta)$ при различной толщине стенок d , рассчитанные по предлагаемому алгоритму при наружной длине волновода $L = 4\lambda$. Кривая 1 соответствует $d/\lambda = 1,2$; кривая 2 — 0,8; 3 — 0,4; 4 — 0,05. Для сравнения кружками и точками отмечены значения из работы [5], которые отвечают случаю полубесконечного волновода. Наблюдается качественное и (в пределах погрешности графических построений) количественное совпадение на значительных интервалах изменения угла Θ .

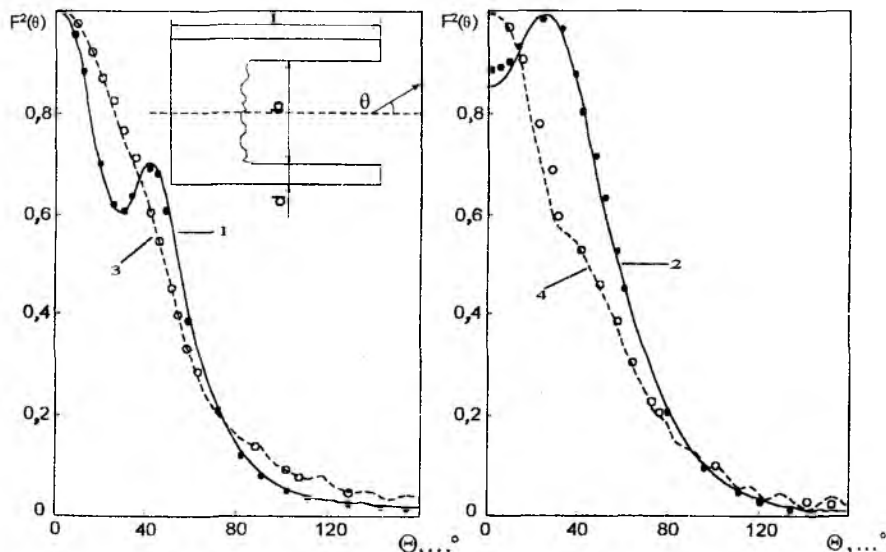


Рис. 2

На рис. 3 приведены данные, позволяющие проанализировать влияние длины L на ДН. Кривые представляют собой ДН по полю открытого конца волновода для $d/\lambda = 0,5$: 1 — при $L = 2\lambda$; 2 — при $L = 8\lambda$. В секторе обратных направлений диаграммы не убывают монотонно, а имеют множество вторичных лепестков. При увеличении длины L количество лепестков растет, однако их уровень снижается, и в пределе следует ожидать их полного исчезновения.

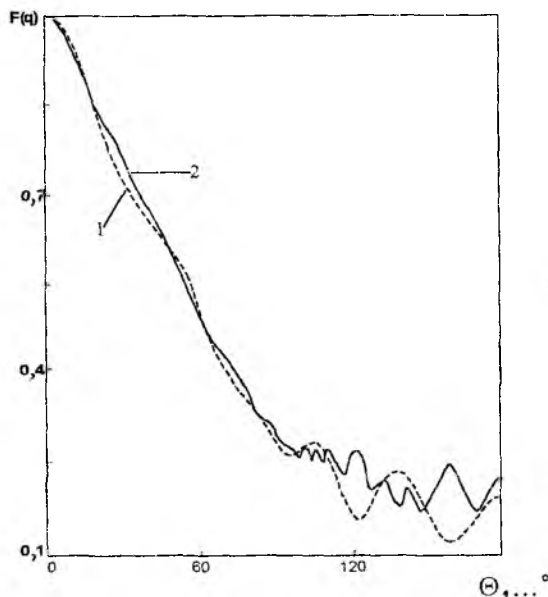


Рис. 3

Расчеты по разработанной программе показали, что при замене кругового цилиндра, расположенного в ближней зоне открытого конца волновода, на вписанный правильный многоугольный цилиндр с большим числом граней коэффициент отражения и ДН практически не изменяются. Это соответствует известным фактам и является подтверждением достоверности предлагаемого алгоритма для излучающих структур при наличии круговых цилиндрических препятствий.

Отметим, что в процессе вычислений использовалась возможность дробления длинных звеньев на более мелкие (при этом число функций u_i в сумме (3) возрастало). Описанный прием применялся во время тестиро-

вания алгоритма, а также для преодоления сложностей при расчете функций Матье, когда параметр этих функций q_i становился слишком большим.

Заключение

Метод ПО, предложенный для анализа Е-плоскостных структур с многоугольным граничным контуром, модифицирован для случая наличия в ближней зоне круговых цилиндрических вставок. При этом сохранилась высокая степень универсальности метода в указанном классе структур. Полученные результаты пригодны для разработки реальных антенных устройств, а также для исследования влияния препятствий различной формы на характеристики излучения.

Список литературы: 1. Чумаченко В.П. Решение задач дифракции на многоугольной цилиндрической поверхности методом произведения областей // Докл. АН УССР. Сер. А. 1989. № 7. С. 73—76. 2. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики: В 2 т.: Пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. Т. 1. 930 с. 3. Засовенко В.Г., Чумаченко В.П. Функция Грина уравнения Гельмгольца для идеально проводящего эллиптического цилиндра // Электродинамика и физика СВЧ. Днепропетровск, 1983. С. 52—56. 4. Чумаченко В.П. [Обзор] // Радиотехника и электрон. 1983. Т. 33, № 8. С. 1600—1609. 5. Журав С.М. [Обзор] // Там же. 1984. Т. 29, № 12. С. 2307.

*Запорожский государственный
технический университет*

Поступила в редакцию 25.08.97