

УДК 621.396.67

СИНТЕЗ СЛАБОНАПРАВЛЕННОЙ АНТЕННЫ С ПОВЫШЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТЬЮ

В. В. Марцафей, М. А. Солодовников

Рассматривается двухэтапный подход к задаче синтеза слабонаправленной антенны с повышенной электромагнитной совместимостью (ЭМС). На первом этапе находится решение прямой дифракционной задачи, на втором этапе задача синтеза сводится к основной задаче выпуклого программирования.

Возросшие требования к характеристикам антенн обусловили значительный интерес к задачам синтеза антенн [1-5].

Кроме традиционных требований к диаграммам направленности появились дополнительные условия, в частности, обеспечения ЭМС. Если параметры ЭМС определяются полем в области тени антенны, то задача синтеза должна опираться на строгое или асимптотическое решение соответствующей дифракционной задачи. Именно такой подход был использован в работе [6] для нахождения распределения поля в апертуре цилиндрической антенны, которое не возбуждает наперед заданное число ползущих волн.

Ниже рассматривается иной подход к аналогичной задаче синтеза антенны, позволяющий определить оптимальные значения токов источников, т. е. решить совместно внешнюю и внутреннюю электродинамические задачи.

Постановка задачи. Пусть внутри цилиндрического экрана L (задачу для простоты полагаем двумерной) с геометрическими характеристиками, указанными на рис. 1, находится N монохроматических токов с амплитудами $J_i, i=1, 2, \dots, N$.

Предполагается, что эта антенна работает совместно с излучателем малых размеров, расположенным в окрестности точки Q .

В такой постановке задача синтеза сводится к определению амплитуд возбуждающих токов J_i , обеспечивающих минимум амплитуды поля в точке Q (т. е. минимум взаимной связи между антеннами) и другие требования к характеристикам излучения. В качестве таких требований рассмотрим два энергетических условия.

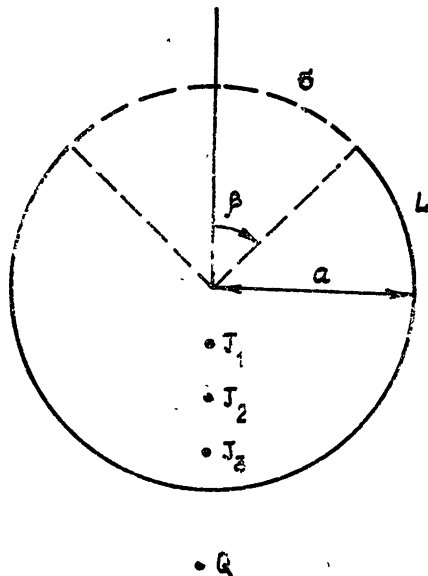


Рис. 1.

Во-первых, если размеры апертуры σ порядка длины волны и требования к диаграмме направленности не критичны, то целесообразно задать мощность излучения антенны.

Во-вторых, следует ограничить мощность тепловых потерь в системе возбуждения условием

$$\sum_{i=1}^N |J_i|^2 \leq q,$$

где q — заданная величина.

Поставленная задача решается в два этапа. На первом этапе (этапе анализа) находится решение дифракционной задачи, т. е. определяются поля внутри и вне антенны, создаваемые каждым источником. На втором этапе методами оптимального программирования определяется оптимальное возбуждение, т. е. находятся токи $J_{i \text{ опт}}$, при которых амплитуда поля в точке Q минимальна и удовлетворяются энергетические требования.

Первый этап. Рассмотрим дифракцию волны, порожденной током J на заданном выше цилиндрическом идеально проводящем бесконечно тонком незамкнутом экране.

Нам представляется, что для экранов умеренных электрических размеров ($10 < ka < 40$) адекватным методом является метод Фельда [7]. Выпишем сводку основных формул из [7], необходимых для дальнейшего. Пусть σ — кривая, дополняющая L до замкнутого контура L_0 . Если ψ^0 — первичное поле, порожденное током источника J , ψ — вторичное поле, $W = \frac{\partial \psi^+}{\partial n} - \frac{\partial \psi^-}{\partial n}$ — ток на L (n — внутренняя нормаль), $\psi\{W, L\}$ — поле, возбужденное током W , текущим по L , то, в предположении, что на контуре L выполняется граничное условие $\psi^+ = \psi^- = -\psi^0$, имеет место следующее интегральное уравнение:

$$\int_{L_0} J F_n dl = -k \int_L W_n \psi^0 dl, \quad (1)$$

где

$$J = \begin{cases} W & \text{на } L \\ k \psi\{W, L\} & \text{на } \sigma \end{cases}, \quad F_n = \begin{cases} k \psi\{W_n, L_0\} & \text{на } L \\ -W_n & \text{на } \sigma \end{cases}, \quad (2)$$

W_n — вспомогательные токи, заданные на L_0 .

В [7] решение (1) для функции J ищется в виде ряда по полной системе функций из $L_R^2(L_0)$, при этом каждое слагаемое удовлетворяет условиям Мейкснера, т. е. имеет разрыв на крае экрана.

Для представления поля на апертуре в виде равномерно и быстро сходящегося ряда будем искать решение уравнения (1) в виде

$$J = J_p + J_n, \quad (3)$$

где J_p — разрывная функция, удовлетворяющая условиям на ребре, J_n — непрерывная составляющая «тока».

$$\text{Пусть } J_n = \sum_{m=0}^M a_m \cos m \varphi \quad \text{на } L_0; \quad (4)$$

$$J_p = \begin{cases} \frac{a_{M+1}}{R} & \text{на } L \\ -k \psi^0(\beta) & \text{на } \sigma \end{cases}, \quad (5)$$

где $R = \sqrt{(\varphi - \beta)(2\pi - \beta - \varphi)}$.

Такое представление функции J является по существу использованием метода Крылова [8] усиления быстроты сходимости тригонометрических рядов. Так как J и J_p имеют одинаковые особенности, то J_n

представляет собой равномерно сходящийся ряд Фурье, коэффициенты которого при больших m убывают не медленнее, чем $1/m^2$.

Если ограничиться симметричным возбуждением антенны, то в качестве полной системы вспомогательных токов можно взять

$$W_n = \cos n \varphi \quad \text{на} \quad L_0, \quad (6)$$

тогда

$$\psi \{W_n, L_0\} = \frac{i \pi a}{2} J_n(ka) H_n^{(2)}(ka) \cos n \varphi \quad \text{на} \quad L_0. \quad (7)$$

Используя условие на ребре при подходе к нему со стороны апертуры σ

$$J_n(\beta) = \sum_{m=0}^M a_m \cos m \beta = 0 \quad (8)$$

и подставляя (2) — (8) в (1), получаем систему алгебраических уравнений относительно a_m ($m = 0, 1, 2, \dots, M + 1$), решение которой позволяет найти «ток» J (т. е. ток на L и поле на σ). При этом ряд, описывающий поле на апертуре σ , сходится равномерно.

Отметим, что для определения полного поля в области глубокой тени по формуле $\psi_n = \psi + \psi^0$ требуется высокая степень точности вычисления ψ и ψ^0 , так как

$$|\psi| \gg |\psi_n| \quad \text{и} \quad |\psi^0| \gg |\psi_n|.$$

Поэтому вычисление полного поля в области тени целесообразно проводить по распределению полного поля в апертуре σ .

При симметричном возбуждении апертуры

$$\psi_n(r, \varphi) = \frac{C_0}{H_0^{(2)}(ka)} H_0^{(2)}(kr) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m}{H_m^{(2)}(ka)} H_m^{(2)}(kr) \cos m \varphi, \quad (9)$$

где

$$C_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\beta}^{\beta} \psi_n(a, \varphi) e^{-im\varphi} d\varphi. \quad (10)$$

Второй этап. Рассмотрим задачу оптимизации возбуждения антенны, т. е. комплексных амплитуд токов J_i , потребовав, чтобы целевая функция — амплитуда полного поля в точке Q :

$$|\psi_{\text{пр}}(Q)| = \left| \sum_{i=1}^N \psi_{ni} J_i \right|, \quad (11)$$

достигала минимума при выполнении следующих энергетических ограничений.

1. Мощность излучения антенны ограничена:

$$P_{\Sigma} = V, \quad \text{где} \quad V - \text{const.}$$

2. $\sum_{i=1}^N |J_i|^2 \leq \gamma V$, где γ — заданная величина.

Можно показать, что целевая функция и энергетические ограничения — выпуклые функции в N -мерном комплексном пространстве C_N . Это позволяет свести рассматриваемую задачу оптимизации к основной задаче выпуклого программирования [9, 10], т. е. обеспечить глобальность минимума амплитуды поля в точке Q , например, путем задания одного из токов.

Результаты расчетов. На ЭВМ ЕС 1020 был проведен расчет при следующих исходных данных: $ka = 10$, $\beta = 40^\circ$, координаты нитевидных электрических источников $\varphi = \pi$, $r_j = 0,3aj$, $j = 1, 2, 3$, координаты точки Q : $\varphi = \pi$, $kr = 15$.

Амплитудно-фазовые распределения поля в раскрыве σ для трех случаев возбуждения (1 — $J_1 = 1, J_2 = J_3 = 0$, 2 — $J_2 = 1, J_1 = J_3 = 0$, 3 — $J_3 = 1, J_1 = J_2 = 0$) приведены на рис. 2.

Оптимизация возбуждения проводилась для двух значений энергетического параметра: $\gamma = 6$, $\gamma = 2$. Расчет осуществлялся методом скользящего допуска без требования на выпуклость допустимой области [11]. Полученные при этом распределения поля в апертуре и диаграммы направленности приведены на рис. 3 и 4 соответственно. Кроме того, на рис. 3 для сравнения приведено амплитудно-фазовое распределение поля в апертуре для случая $J_1 = J_2 = J_3 = 1$.

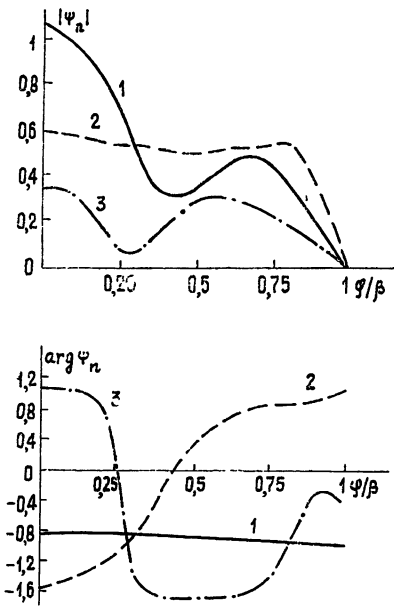


Рис. 2.

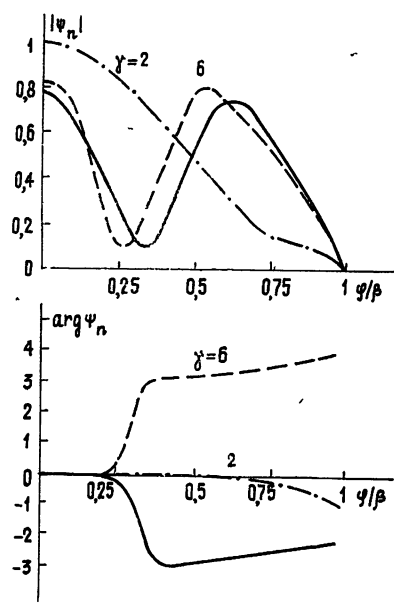


Рис. 3.

В табл. 1 приведены оптимальные соотношения токов при $\gamma = 6$ и $\gamma = 2$ (случаи b и c) и соответствующие им относительные амплитуды поля в точке Q — $|\psi_n/\psi_{na}|$, где ψ_{na} — амплитуда поля при $J_1 = J_2 = J_3 = 1$.

Для выяснения механизма уменьшения уровня поля в точке Q рассмотрим представление поля в области тени в виде ползущих волн [6]:

$$\psi_n(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n f(v_n) \frac{i \cos [v_n(\varphi - \pi)]}{\sin \pi v_n}; \quad (12)$$

$$D_n = \frac{H_v^{(2)}(kr)}{\left\{ \frac{\partial}{\partial v} H_v^{(2)}(ka) \right\}_{v=v_n}}; \quad (13)$$

$$f(v_n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\beta}^{\beta} \psi_n(a, \varphi) e^{i v_n \varphi} d\varphi, \quad (14)$$

где ν_n — корни уравнения $H_\nu^{(2)}(ka) = 0$, $\psi_n(a, \varphi)$ — распределение полного поля на σ .

Таблица 1

N	$\frac{J_2}{J_1}$	$\frac{J_3}{J_1}$	$\left \frac{\psi_n}{\psi_{na}} \right $	$\left \frac{A_1}{A} \right $	$\left \frac{A_2}{A} \right $	$\left \frac{A_3}{A} \right $
a	1	1	1	1	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-4}$
b	$1,22 \cdot e^{i29^\circ,5}$	$7,29 \cdot e^{-i64^\circ,4}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
c	$2,33 \cdot e^{i75^\circ,2}$	$2,06 \cdot e^{i180^\circ,4}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$

Результаты расчета нормированных амплитуд первых трех ползущих волн $|A_n/A|$ в точке Q приведены в табл. 1, где A — амплитуда первой ползущей волны в случае $J_1 = J_2 = J_3 = 1$ и n — номер ползущей волны.

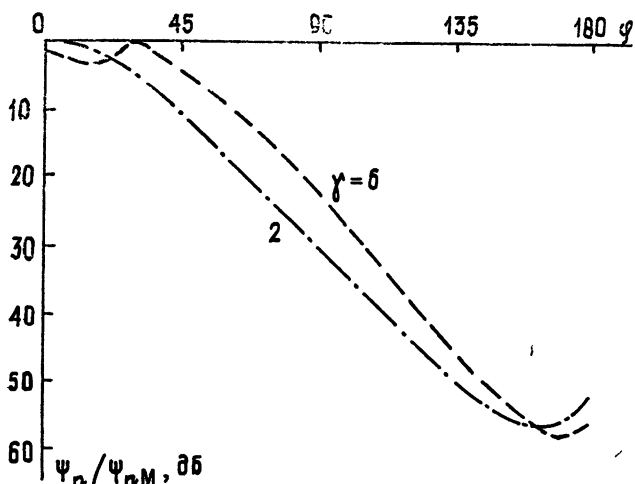


Рис. 4.

Выводы. При относительно большом значении параметра γ (случай b), допускающем осциллирующий характер распределения амплитуды поля на апертуре σ , глубокий минимум поля в точке Q достигается интерференцией ползущих волн, имеющих большие амплитуды.

При малых значениях параметра γ интенсивность возбуждения высших типов ползущих волн падает (за счет уменьшения амплитуды поля на краях σ) и минимизация поля в точке Q происходит за счет уменьшения амплитуды первой ползущей волны, а также интерференции, которая в этом случае приводит к менее глубокой компенсации.

Отметим, что в антеннах больших размеров ($ka > 50$) интерференция ползущих волн проявляется только в области полутени.

При повышенных требованиях к устойчивости минимума поля необходимо вводить в задачу оптимизации дополнительные условия, например, вести поиск минимума в области.

В заключение благодарим И. М. Полищука и В. С. Черенкова за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фельд Я. Н., Бахрах Л. Д. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 2, с. 187.
2. Зелкин Е. Г. Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности. — М.: Госэнергоиздат, 1963.
3. Минкович Б. М., Яковлев В. П. Теория синтеза антенн. — М.: Сов. радио, 1974.
4. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем. — М.: Сов. радио, 1974.
5. Елумеев В. И., Маторин А. В., Поповкин В. И. О некоторых аналитических и численных методах в теории синтеза антенн — Рязань: Радиотехнический ин-т, 1975.
6. Полищук И. М., Черенков В. С. Теория дифракции и распространения волн. Краткие тезисы докладов. — М.: 1977. — 2, с. 116.
7. Фельд Я. Н. — Радиотехника и электроника, 1973, 18, № 9, с. 1785.
8. Крылов А. Н. Лекции о приближенных вычислениях — М.—Л.: Гостехиздат, 1950.
9. Карманов В. Г. Математическое программирование. — М.: Наука, 1975.
10. Фиакко А., Мак-Кормик Г. Нелинейное программирование. Теория последовательной безусловной минимизации. — М.: Мир, 1972.
11. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. — М.: Мир, 1976.

Одесский электротехнический
институт связи

Поступила в редакцию
18 декабря 1979 г.

SYNTHESIS OF WEAKLY DIRECTIONAL ANTENNA WITH AN INCREASED
ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY

V. V. Martsafeij, M. A. Solodovnikov

A two stage approach is considered to the problem of synthesis of a weakly directional antenna with an increased electromagnetic compatibility (EMC). At the first stage a solution is found of a direct diffraction problem, and at the second one the problem of synthesis is reduced to the basic problem of a convex programming.
