

ТЕОРІЯ ТА МЕТОДИ ОБРОБЛЕННЯ СИГНАЛІВ

УДК:621.396.674(045)

Л. Я. Ільницький, д-р техн. наук, проф.,
В. С. Сак, асп.

ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ Е-ПЛОЩИННОГО СЕКТОРІАЛЬНОГО РУПОРА

Інститут електроніки та систем управління НАУ, e-mail: iesy@nau.edu.ua

Виконано аналіз поля випромінювання Е-площинного секторіального рупора без обмежень на його конструктивні розміри з урахуванням відбитої хвилі від розкриву. Розглянуто поле в апертурі рупора, яка являє собою ділянку циліндричної поверхні. Відповідно до принципу еквівалентності виведено аналітичні вирази для поля випромінювання у вигляді нескінченних рядів Фур'є. Точність розрахунку електричного поля залежить від кількості членів ряду, які враховують, визначаючи поле у точці спостереження.

Ключові слова: поле випромінювання, секторіальний рупор, напруженість електричного поля, опір випромінювання, елемент площі апертури, циліндрична апертура, інтегрування.

Вступ. Одним із прогресивних методів у радіовимірній техніці є метод стандартного поля. Використовуючи цей метод, потрібно зважати на декілька особливих аспектів. Суть їх полягає в потребі задовольнятися мінімальним обсягом простору вимірної камери, у мінімізації відстані між генератором стандартного поля і об'єктом дослідження, усуненні багатопроменевого поширення радіохвиль і в отриманні точної інформації про структуру поля. Оскільки на частотах, вищих за 1 ГГц, джерелом випромінювання може бути рупорна антена, то доцільно проаналізувати ті формули, що описують поле рупора і визначити можливість їх застосування для створення стандартного поля.

Основними способами отримання характеристик спрямованості рупорів є метод Кірхгофа і метод геометричної теорії дифракції [1]. Метод Кірхгофа дає можливість отримати порівняно прості формули, але точність визначення структури поля не завжди задовольняє вимоги практики. Дифракційний метод має певні обмеження відносно геометрії рупора, крім того він не забезпечує опису поля випромінювання в зручній для аналізу формі. Отже, виникає проблема виведення формул для поля випромінювання рупорів, більш точних, ніж відомі формули, що були отримані апертурним методом.

Постановка завдання. Комплексні характеристики спрямованості рупорних антен, що виведені апертурним методом [1; 2], описують поле випромінювання за певних обмежень. До таких обмежень належать:

- максимальний розмір апертури має бути значно меншим від довжини рупора;
- довжина рупора повинна бути досить великою, щоб можна було використати асимптотичні наближення функцій Ганкеля;
- відбиті хвилі від апертури рупора не беруться до уваги.

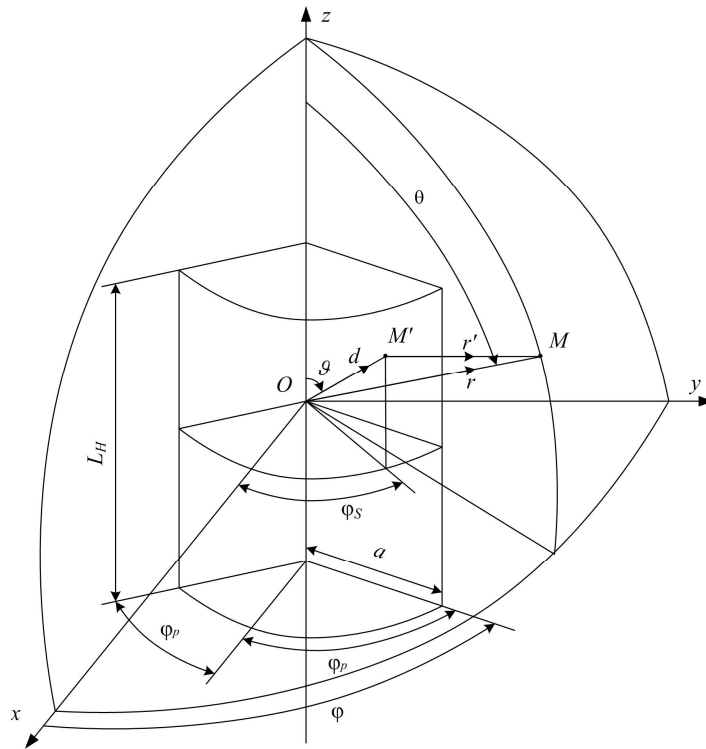
Зрозуміло, що наведені обмеження звужують галузь застосування відомих формул і здебільшого не дають змоги визначити напруженість поля з потрібною точністю.

Щоб позбутися цих обмежень, використовують не плоску апаратуру, а циліндричну, тобто фронт хвилі в рупорі. В цьому разі поле в апертурі описується більш точно і не має обмежень на кут розкриву рупора, тобто враховується і відбита хвиля і не потрібно використовувати наближень функцій Ганкеля.

Для обчислення поля випромінювання використовують формулу [3], за допомогою якої поле в просторі знаходять за відомими напруженостями поля на поверхні, що охоплює сторонні струми і заряди, тобто за еквівалентними струмами. Поле на циліндричній

поверхні-апертурі відоме [1; 2]. Більш того, відома напруженість поля падаючої і відбитої хвиль. Ці формули виведені без будь-яких умов відносно розмірів рупора. Отже, необхідно визначити поле в просторі, використовуючи сферичну систему координат, за заданого розподілу електричного і магнітного полів на циліндричній апертурі.

Розв'язання задачі. Визначаємо поле випромінювання рупора, стінки якого розширюються в площині E (див. рисунок). Очевидно, що розмір L_H дорівнює ширині широкої стінки хвилеводу. Кут розкриття рупора в площині E становить $2\varphi_p$.



Апертура E -площинного рупора

Координати точки M' в апертурі (в циліндричній системі координат) a, φ_s, z .

Координати довільно вибраної точки M у просторі (в сферичній системі) – r, θ, φ .

Напруженість поля випромінювання в точці M знаходимо за формулою [3]

$$\dot{\vec{E}} = -i \frac{k}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \int_S \left\{ W_c \left[\vec{r}_0, \left[\vec{n}_0, \dot{\vec{H}}_S \right], \vec{r}_0 \right] - \left[\left[\vec{n}_0, \dot{\vec{E}}_S \right], \vec{r}_0 \right] \right\} e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|} dS, \quad (1)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число; λ – довжина хвилі; $W_c = 120\pi$ Ом; $\dot{\vec{H}}_S, \dot{\vec{E}}_S$ – вектори напруженості поля в апертурі; $\vec{r}_0$ – орт сферичної системи координат, напрямлений у точку M ; $\vec{n}_0$ – нормальний вектор до площини апертури в точці M' ; dS – елемент площі апертури в точці M' , інтегрування відбувається по всій площі апертури S .

Апертура являє собою циліндричну поверхню. Тому

$$\vec{n}_0 = \vec{\rho}_0, \quad (2)$$

де ρ_0 – орт циліндричної системи координат. Отже, у декартовій системі координат

$$\vec{n}_0 = \vec{x}_0 \cos \varphi_s + \vec{y}_0 \sin \varphi_s,$$

де $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ – орти прямокутної системи координат.

Елемент площі апертури

$$dS = ad\varphi_S dz.$$

Для визначення відстані $M' M$ запишемо в прямокутній системі координат значення вектора $\vec{d}$

$$\vec{d}_0 = \vec{d} / d = \vec{x}_0 \sin \vartheta \cos \varphi_S + \vec{y}_0 \sin \vartheta \sin \varphi_S + \vec{z}_0 \cos \vartheta, \quad (3)$$

де ϑ – кут між віссю OZ і променем OM' .

Очевидно, що

$$\vartheta = \arctan a / z = \arcsin a / \sqrt{a^2 + z^2} = \arccos a / \sqrt{a^2 + z^2}.$$

У прямокутній системі координат орт сферичної системи має вигляд

$$\vec{r}_0 = \vec{x}_0 \sin \theta \cos \varphi + \vec{y}_0 \sin \theta \sin \varphi + \vec{z}_0 \cos \theta. \quad (4)$$

Очевидно, що

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{d} = \vec{r}_0 r - (\vec{d} / d) d = \vec{r}_0 r - \vec{d}_0 d. \quad (5)$$

З виразу (5) випливає, що

$$r' = \sqrt{r^2 + d^2 - 2dr \cos \alpha}, \quad (6)$$

де α – кут між напрямками в точки M' і M . Цей кут визначаємо як

$$\cos \alpha = (\vec{r}_0, \vec{d}_0). \quad (7)$$

Використовуючи формулу (6), знаходимо для зони Френеля

$$r' = r \left[1 - \frac{d}{r} \cos \alpha + \frac{d^2}{2r^2} \sin^2 \alpha \right],$$

і для зони Фраунгофера

$$r' = r - d \cos \alpha.$$

Підставимо у формулу (7) значення ортів (3) і (4):

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \sin \vartheta \sin \theta \cos \varphi_S \cos \varphi + \sin \vartheta \sin \theta \sin \varphi_S \sin \varphi + \cos \vartheta \cos \theta = \\ &= \sin \vartheta \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_S) + \cos \vartheta \cos \theta. \end{aligned}$$

Згідно з рисунком можемо записати

$$d = \sqrt{a^2 + z^2}.$$

Для дальньої зони

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = a \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_S) + z \cos \theta.$$

Для визначення напруженості електричного поля $\dot{E}_S$ і магнітного поля $\dot{H}_S$ використаємо розв'язок для структури поля в нескінченному хвилеводі зі стінками, що розширюються, тобто в нескінченно довгому рупорі [2]. При цьому вважається, що поле в розкритті з достатньою для практики точністю буде описуватися полем в перерізі нескінченного хвилеводу. Отже, для E -площинного рупора на відстані $\rho = a$ від осі oz , тобто на поверхні циліндра маємо такі співвідношення [1]:

$$E_\rho = E_z = H_\varphi = 0;$$

$$\dot{E}_\varphi = \dot{A} [H_1^{(2)}(\beta a) + \Gamma H_1^{(1)}(\beta a)] \cos(\pi z / L_H); \quad (8)$$

$$\dot{H}_\rho = i \dot{A} \frac{\pi}{\omega \mu_0 L_H} [H_1^{(2)}(\beta a) + \Gamma H_1^{(1)}(\beta a)] \sin\left(\frac{\pi}{L_H} z\right); \quad (9)$$

$$\dot{H}_z = -i\dot{A} \frac{\beta}{\omega\mu_0} [H_0^{(2)}(\beta a) + \Gamma H_0^{(1)}(\beta a)] \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right), \quad (10)$$

де $\dot{A}$ – стала величина, яка визначає інтенсивність збудження рупора; $H_n^{(1)}(\beta a)$ і $H_n^{(2)}(\beta a)$ – функції Ганкеля n -го порядку (комплексно спряжені) від аргумента (βa) ; L_H – ширина розкриву рупора в площині H (у площині, що перетинає апертуру, і проходить через вісь oz – наприклад, площина xoz); Γ – коефіцієнт відбиття хвилі від апертури (функція Ганкеля з верхнім індексом – 1) описує хвилю, що поширюється від апертури рупора до його вхідного перерізу a ; β – коефіцієнт фази хвилі в рупорі.

Для E -площинного секторіального рупора коефіцієнт відбиття визначаємо за формулою

$$\Gamma = \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2L_H} \right)^2} - 1 \right) \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2L_H} \right)^2} + 1 \right)^{-1}.$$

Коефіцієнт фази хвилі в рупорі

$$\beta = k \sqrt{1 - (\lambda / 2L_H)^2}.$$

Множник перед квадратними дужками формули (10) визначаємо як

$$\frac{\beta}{\omega\mu_a} = \frac{1}{W_C} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2L_H} \right)^2},$$

де $W_C = \sqrt{\mu_a / \epsilon_a}$ – хвильовий опір середовища, у якому розміщено рупор.

Перед тим як обчислювати опір випромінювання, необхідно зауважити, що вектор $\dot{H}_p = \vec{\rho}_0 \dot{H}_p$, тому його векторний добуток з одиничним нормальним вектором (2) дорівнює нулю. Крім того, вирази в квадратних дужках формул (16) і (18) не залежать від аргументів, за якими виконується інтегрування, тобто це сталі величини. Уведемо для них такі позначення:

$$\left. \begin{aligned} A[H_1^{(2)}(\beta a) + \Gamma H_1^{(1)}(\beta a)] &= \tilde{P}; \\ -iA \frac{\beta}{\omega\mu_a} [H_0^{(2)}(\beta a) + \Gamma H_0^{(1)}(\beta a)] &= \tilde{Q}. \end{aligned} \right\}$$

Тоді формули (8) і (9) набувають вигляду

$$\dot{E}_\phi = \vec{\phi}_{0S} \tilde{P} \cos(\pi z / L_H) \text{ і } \dot{H}_z = \vec{z}_0 \tilde{Q} \cos(\pi z / L_H), \quad (11)$$

де $\vec{\phi}_{0S}$ і $\vec{z}_0$ – орти циліндричної системи координат.

Підставимо значення напруженостей електричного і магнітного полів в апертурі (11) у формулу (1):

$$\dot{E} = -i \frac{ka}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \int_{\phi_0 = -\phi_0}^{\phi_0} \int_{Z = -L_H/2}^{L_H/2} \left\{ W_C \tilde{Q} [\vec{r}_0, [\vec{n}_0, \vec{z}_0], \vec{r}_0] - \tilde{P} [\vec{n}_0, \vec{\phi}_{0S}], \vec{r}_0 \right\} \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) e^{-ikr|\vec{r}-\vec{r}'|} d\phi_s dz. \quad (12)$$

Розкриємо векторні добутки ортів циліндричної системи координат

$$[\vec{n}_0, \vec{z}_0] = -\vec{\phi}_{s0}; \quad (13)$$

$$[\vec{n}_0, \vec{\phi}_{s0}] = \vec{z}_0. \quad (14)$$

Щоб знайти векторні добутки ортів сферичної системи координат і циліндричної системи подамо їх у прямокутній координатній системі. Вектор $\vec{r}_0$ визначається формулою (4). Вектор $\vec{\phi}_{s0}$ циліндричної системи координат зв'язаний з ортами прямокутної системи таким чином:

$$\vec{\varphi}_{s0} = -\vec{x}_0 \sin \varphi_s + \vec{y}_0 \cos \varphi_s. \quad (15)$$

Вектор $\vec{z}_0$ циліндричної системи координат збігається з вектором $\vec{z}_0$ прямокутної системи координат. У сферичній системі координат

$$\vec{z}_0 = \vec{r}_0 \cos \theta - \vec{\theta}_0 \sin \theta. \quad (16)$$

Використовуємо співвідношення, що визначають зв'язок між ортами $\vec{x}_0, \vec{y}_0$ прямокутної системи і $\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, \vec{\varphi}_0$ сферичної системи

$$\vec{x}_0 = \vec{r}_0 \sin \theta \cos \varphi + \vec{\theta}_0 \cos \theta \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 \sin \varphi;$$

$$\vec{y}_0 = \vec{r}_0 \sin \theta \sin \varphi + \vec{\theta}_0 \cos \theta \sin \varphi + \vec{\varphi}_0 \cos \varphi.$$

Знаходимо з виразу (15), що

$$\vec{\varphi}_{s0} = \vec{r}_0 \sin \theta \sin(\varphi - \varphi_s) + \vec{\theta}_0 \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_s) + \vec{\varphi}_0 \cos(\varphi - \varphi_s). \quad (17)$$

Використовуючи вирази (12) і (16), знаходимо векторний добуток

$$[\vec{r}_0 [\vec{n}_0, \vec{z}_0], \vec{r}_0] = -\vec{\theta}_0 \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_s) - \vec{\varphi}_0 \cos(\varphi - \varphi_s). \quad (18)$$

За допомогою виразів (14) і (15) знаходимо, що

$$[\vec{n}_0, \vec{\varphi}_{s0}, \vec{r}_0] = \vec{\varphi}_0 \sin \theta. \quad (19)$$

Підставляємо вирази (18) і (19) у формулу (12):

$$\begin{aligned} \dot{E} = & -i \frac{ka}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left\{ \int_{\varphi_s = -\varphi_p}^{\varphi_p} \int_{z = -L_H/2}^{L_H/2} \vec{\theta}_0 [-W_c \tilde{Q} \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_s)] \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) \exp ik \times \right. \\ & \times [a \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_s) + z \cos \theta] d\varphi_s dz - \int_{\varphi_s = -\varphi_p}^{\varphi_p} \int_{z = -L_H/2}^{L_H/2} \varphi_0 [\tilde{P} \sin \theta - W_c \tilde{Q} \cos(\varphi - \varphi_s)] \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) \times \\ & \left. \times \exp ik [a \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_s) + z \cos \theta] d\varphi_s dz \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

Для обчислення інтегралу (20) розглянемо такий вираз

$$I_1 = B \int_{-L_H/2}^{L_H/2} \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) e^{-ik(D+z \cos \theta)} dz = B' \int_{-L_H/2}^{L_H/2} \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) e^{-ikz \cos \theta} dz. \quad (21)$$

де $B' = B e^{ikD}$.

Такий інтеграл обчислюється досить легко і його значення має вигляд

$$I_1 = B' \frac{e^{ikz \cos \theta}}{(\pi/L_H)^2 - (k \cos \theta)^2} \left[ik \cos \theta \cos\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) + \frac{\pi}{L_H} \sin\left(\frac{\pi}{L_H} z\right) \right] \Big|_{-L_H/2}^{L_H/2}.$$

Підставляючи граничні значення і використовуючи формулу Ейлера, знаходимо

$$I_1 = iB' \frac{2 \cos\left(\frac{kL_H}{2} \cos \theta\right)}{(\pi/L_H)^2 - (k \cos \theta)^2} \cdot \frac{2\pi}{L_H} \cdot \left[\sin \frac{\pi}{2} \right] = i \frac{4\pi}{L_H} \frac{\cos\left(\frac{kL_H}{2} \cos \theta\right)}{(\pi/L_H)^2 - (k \cos \theta)^2}.$$

Також для обчислення інтегралу (20) обчислимо такий вираз:

$$\begin{aligned} I_2 = & -L \int_{-\varphi_p}^{\varphi_p} \sin(\varphi - \varphi_s) e^{iu \cos(\varphi - \varphi_s)} d\varphi_s = -L \int_{-\varphi_p}^{\varphi_p} e^{iu \cos(\varphi - \varphi_s)} d \cos(\varphi - \varphi_s) | \cos(\varphi - \varphi_s) = x | = -L \int_{-\varphi_p}^{\varphi_p} e^{iux} dx, \\ I_2 = & \frac{-L}{iu} \left(e^{iu \cos(\varphi - \varphi_s)} - e^{iu \cos(\varphi + \varphi_s)} \right) \quad (22) \end{aligned}$$

де $L = W_c \tilde{Q} \cos \theta$, $u = ka \sin \theta$.

Порівнюючи вирази (21) і (20), визначаємо величину B' для меридіанної складової

$$B'_{\theta} = -W_C \tilde{Q} \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_S) e^{-ika \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_S)}, \quad (23)$$

для азимутальної складової

$$B'_{\varphi} = \left[\tilde{P} \sin \theta - W_C \tilde{Q} \cos(\varphi - \varphi_S) \right] e^{-ika \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_S)}. \quad (24)$$

З виразів (20), (22) і (24) випливає, що для отримання кінцевого результату необхідно обчислити інтеграли двох видів:

$$\left. \begin{aligned} I_3 &= -M \int_{-\varphi_{\delta}}^{\varphi_{\delta}} \cos(\varphi - \varphi_S) e^{iu \cos(\varphi - \varphi_S)} d\varphi_S; \\ I_4 &= N \int_{-\varphi_{\delta}}^{\varphi_{\delta}} e^{iu \cos(\varphi - \varphi_S)} d\varphi_S, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

де, $M = W_C \tilde{Q}$, $N = \tilde{P} \sin \theta$ і $u = ka \sin \theta$.

Для обчислення інтегралів (26) представимо підінтегральну експоненціальну функцію у тригонометричній формі

$$e^{iu \cos \alpha} = \cos(u \cos \alpha) + i \sin(u \cos \alpha), \quad (26)$$

де $\alpha = \varphi - \varphi_S$.

Кожен із доданків правої частини рівняння (26) розкладемо у ряд Фур'є

$$\left. \begin{aligned} \cos(u \cos \alpha) &= J_0(u) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(u) \cos 2m\alpha; \\ \sin(u \cos \alpha) &= 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} J_{2m-1}(u) \cos 2(2m-1)\alpha, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

де $J_m(u)$ – функція Бесселя 1-го роду m -го порядку ($m = 0 \dots \infty$) від аргумента u .

Кут α є різницею азимутальних кутів (26). При інтегруванні кут φ вважається сталим. Тому $d\varphi_S = -d\alpha$.

Нижня межа інтегрування визначається як $\alpha' = \varphi + \varphi_p$, верхня – $\alpha'' = \varphi - \varphi_p$.

Отже, вираз для інтеграла I_3 з рівнянь (25) набуває вигляду

$$\begin{aligned} I_3 &= M \int_{\varphi + \varphi_p}^{\varphi - \varphi_p} \cos \alpha e^{iu \cos \alpha} d\alpha = M \int_{\varphi + \varphi_p}^{\varphi - \varphi_p} \left[J_0(u) \cos \alpha + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(u) \cos \alpha \cos 2m\alpha \right] + \\ &+ i 2 \int_{\varphi + \varphi_p}^{\varphi - \varphi_p} \left[\sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} J_{2m-1}(u) \cos \alpha \cos(2m-1)\alpha \right] d\alpha. \end{aligned}$$

Підставивши межі інтегрування, та виконавши елементарні тригонометричні перетворення, зведемо вираз I_3 до вигляду

$$\begin{aligned} I_3 &= -2M \left\{ J_0(u) \sin \varphi_p \cos \varphi + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(u) \left[\frac{\sin 2(m-1)\varphi_p \cos 2(m-1)\varphi}{2m-1} + \frac{\sin 2(m+1)\varphi_p \cos 2(m+1)\varphi}{2m+1} \right] \right. \\ &\quad \left. + i \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} J_{2m-1}(u) \left[\frac{\sin 2(m-2)\varphi_p \cos 2(m-2)\varphi}{2m-2} + \frac{\sin 2m\varphi_p \cos 2m\varphi}{2m} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Останній інтеграл з рівнянь (25) визначається як

$$\begin{aligned} I_4 &= -N \int_{\varphi + \varphi_p}^{\varphi - \varphi_p} [\cos(u \cos \alpha) + i \sin(u \cos \alpha)] d\alpha = \\ &= -N \left\{ J_0(u) \alpha + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m} J_{2m}(u) \sin 2m\alpha - i 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{2m-1} J_{2m-1}(u) \cos(2m-1)\alpha \right\} \Bigg|_{\varphi + \varphi_p}^{\varphi - \varphi_p}; \end{aligned}$$

$$I_4 = 2N \left[\varphi_p J_0(u) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m} J_{2m}(u) \sin 2m\varphi_p \cos 2m\varphi - i 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{2m-1} J_{2m-1}(u) \sin(2m-1)\varphi_p \sin(2m-1)\varphi \right].$$

Напруженість електричного поля випромінювання у просторі (20) за допомогою обчислених інтегралів знаходимо з виразу

$$\dot{E} = i \frac{ka}{4\pi} \frac{e^{-iKr}}{r} [\tilde{\theta}_0 I_1 I_2 - \tilde{\Phi}_0 I_1 (I_3 + I_4)]. \quad (28)$$

Вираз (28) з точністю до постійного множника дає змогу розрахувати амплітуду і фазу напруженості поля в точці з координатами r, θ, φ . Точність розрахунку визначається кількістю членів рядів Фур'є (27).

Висновок. Виведені вирази для поля випромінювання E -площинного секторіального рупора, в яких немає обмежень на кут розкриття рупора і інші геометричні розміри рупора, що потребує використання апертури циліндричної форми. Вирази для поля випромінювання подано у вигляді рядів з функцій Бесселя. Для забезпечення необхідної точності побудови діаграми напрямленості необхідно враховувати понад 30 членів ряду. Висока точність і швидкодія розрахунків можлива в разі використання досить поширеної програми MathCAD14, оскільки вона містить усі необхідні функції для розрахунку, в тому числі і функції Ганкеля (функції Бесселя третього роду).

Список літератури

1. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. – М.: Связьиздат. 1957. – 700 с.
2. Фрадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. – М.: Сов. радио. 1957. – 636 с.
3. Ільницький Л. Я., Савченко О. Я., Сібрин Л. В. Антени та пристрої надвисоких частот. Підручник для ВНЗ/ За ред. Л. Я. Ільницького. – К.: Укртелеком, 2003. – 496 с.
4. Розет Т. А. Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике. – М.: Сов. радио. 1956. – 224 с.

Л. Я. Ільницький, В. С. Сак

Поле излучения E -плоскостного секторіального рупора

Произведено анализ поля излучения E -плоскостного секторіального рупора без ограничений на его конструктивные размеры с учетом отраженной волны от раскрытия. Рассмотрено поле в апертуре рупора, которое представляет собой часть цилиндрической поверхности. В соответствии принципа эквивалентности выведены аналитические выражения для поля излучения в виде бесконечных рядов Фурье. Точность расчета электрического поля зависит от количества членов ряда, которые учитывают при определении поля в точке наблюдения.

L. Y. Ilnitsky, V. S. Sak

Radiation field of E -plane sectoral horn

The analysis of radiation field of E -plane sectoral horn is produced without limits on his structural sizes taking into account the reflected wave from aperture. The field is considered in the aperture of horn, which is representing a part of cylindrical surface. Using principle of equivalence, analytical expressions are shown out for the radiation field as infinite series of Fourier. Calculation accuracy of the electric field depends on the number components of series, which are taken into account at determination of the field in a view point.