УДК 621.396.677.4(045)

Л. Я. Ільницький, д-р техн. наук,
І. І. Михальчук, асист.,
С. П. Мартиненко

НАПРЯМЛЕНІ ВЛАСТИВОСТІ ПАРАБОЛІЧНОЇ АНТЕНИ СУПУТНИКОВОГО ТЕЛЕБАЧЕННЯ

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

На підставі апертурного методу обрано характеристику напрямленості опромінювача, аналітичний вираз, що описує характеристику напрямленості опромінювача. За характеристикою елемента Гюйгенса як характеристикою напрямленості опромінювача визначено поле випромінювання параболічної антени.

Ключові слова: параболічна антена, діаграма напрямленості, елемент Гюйгенса, синтез антени, напрямлені властивості антени.

Вступ. У діапазонах частот супутникового телебачення для індивідуального приймання сигналів використовують параболічні антени з опромінювачами дифракційного типу. Відомі методи розрахунку діаграм напрямленості параболічних антен, що створені з урахуванням діаграм напрямленості опромінювачів з електричних диполів або симетричних вібраторів [1; 2]. Оскільки діаграми напрямленості реальних опромінювачів можуть суттєво відрізнятися від діаграм напрямленості електричного диполя з контрефлектором, то очевидно, і діаграма напрямленості антени буде дещо іншою. Основні труднощі використання для аналізу поля випромінювання характеристик дифракційних опромінювачів (джерел поля апертурного типу) полягають в тому, що, визначаючи амплітудно-фазовий розподіл у розкриві параболічного дзеркала, не завжди можна отримати математичний вираз у замкненому вигляді. Але відомі методи синтезу антен, а також аналізу, коли діаграма напрямленості подається сумою численних парціальних діаграм. Для сучасних засобів обчислювальної техніки розрахунок діаграм напрямленості з використанням аналітичних виразів у вигляді збіжних рядів не створює значних незручностей і може застосовуватися для проектування антен та аналізу їх властивостей.

Постановка завдання. Щоб створити методику розрахунку (аналізу) параболічних антен з апертурним випромінювачем, очевидно необхідно, використовуючи апертурний метод, вибрати характеристику напрямленості опромінювача такої форми, яка б була досить універсальною і враховувала особливості напрямлених антен з невеликими відносно довжини хвилі розкривами. Аналітичний вираз, що описує характеристику напрямленості опромінювача, мусить бути простим і з невеликими похибками та з наближенням характеристик реальних опромінювачів.

Виходячи із зауважень, висловлених у деяких монографіях, присвячених аналізу антен надвисоких частот [1], такою характеристикою напрямленості можна вважати і характеристику напрямленості елемента Гюйгенса.

Отже, завдання полягає в тому, щоб, використовуючи характеристику елемента Гюйгенса як характеристику напрямленості опромінювача, знайти поле випромінювання параболічної антени. Оскільки вираз для характеристики елемента Гюйгенса є простим у сферичній системі координат, то можна сподіватися, що в разі перетворення його в формулу з координатами полярної системи, яка пов’язана з розкривами параболоїда, ускладнення виразу буде незначним.

Аналіз поля випромінювання параболічної антени. Параболічна антена складається з параболічного дзеркала й опромінювача, розміщеного в фокусі дзеркала. Дзеркало – поверхня, що утворюється в результаті обертання профілю *POQ* навколо оптичної осі *OF* (рис. 1).

Точка F є фокусом дзеркала. Промінь опромінювача FA, що поширюється під довільним кутом ψ, відбивається у точці A від дзеркала і вже, не змінюючи амплітуди напруженості електричного (магнітного) поля, поширюється паралельно оптичній осі. Отже, амплітуда напруженості поля визначається лише відстанню від опромінювача до точки A, тобто відстанню ρ = FA. Тому в точці B, що належить апертурі антени, напруженість поля визначається з формули

$$E_A = \frac{E_m^{\text{опр}} \cdot S_{\text{опр}}}{2\lambda\rho}(1+\sin\Psi), \qquad (1)$$

де $E_m^{\text{опр}}$ – напруженість електричного поля в розкриві опромінювача; $S_{\text{опр}}$ – площа розкриву опромінювача; λ – довжина хвилі; ψ – кут між оптичною віссю антени і напрямом в точку A на поверхні дзеркала.

У виразі (1) не наведено фазових множників, оскільки форма дзеркала перетворює сферичний фронт поля випромінювання опромінювача у плоский фронт хвилі, відбитої від дзеркала. Тому поле в апертурі антени синфазне.

Апертура має форму круга, тому доцільно використати полярну систему координат, початок якої міститься в точці O'. Очевидно, що елемент площі опертури в точці B визначається як

$$ds = R\,dR\,d\varphi_S, \qquad (2)$$

де R – радіус-вектор від точки O' до довільно взятої точки B; φ – полярний кут, що відраховується від осі ox.

Як випливає з рис. 2 різниця ходу променів від початку системи координат O' до точки спостереження ($O'M = (z)$) і від точки B до точки спостереження ($BM = r_B$) дорівнює [2]

$$\Delta r = r - r_B = R\sin\theta\cos(\varphi-\varphi_s). \qquad (3)$$

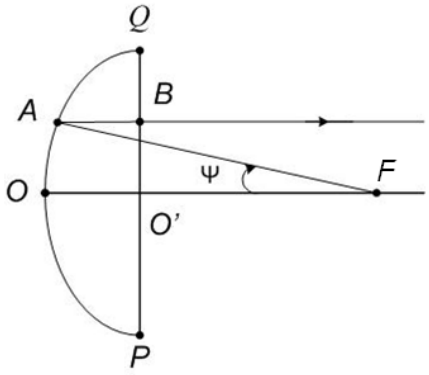


Рис. 1

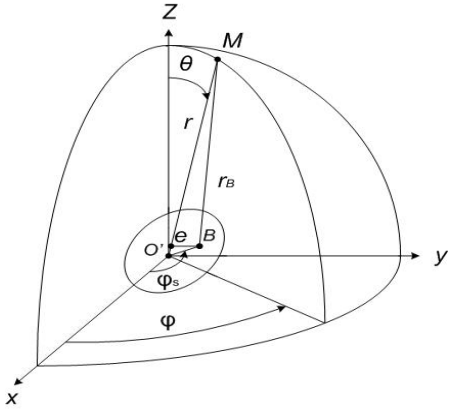


Рис. 2

Використовуючи формули (1), (2) і (3), напруженість електричного поля в точці спостереження запишемо у вигляді [2]

$$E = i\frac{E_m^{\text{опр}} S_{\text{опр}}(1+\cos\theta)e^{-ikz}}{(2\lambda)^2 r}\int_0^{R_0}\int_0^{2\pi}\frac{(1+\cos\Psi)}{\rho}e^{ikR\sin\theta\cos(\varphi-\varphi_s)}RdRd\varphi_s, \qquad (4)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число; R_0 – радіус апертури антени.

Оскільки інтегрування виконують за змінними R і φ_s, то необхідно величини ρ і (1+cosψ) виразити через аргумент R. З рис. 1. випливає, що

$$\frac{R}{\rho} = \sin\Psi . \tag{5}$$

Для параболи

$$\rho = \frac{2t}{1+\cos\psi}, \tag{6}$$

де t – фокусна відстань ($f = OF$).

Використовуючи вирази (5) і (6), знаходимо

$$1+\cos\psi = \frac{8f^2}{4f^2+R^2}; \tag{7}$$

і

$$\rho = \frac{4f^2+R^2}{4f}. \tag{8}$$

Підставляючи формули (7) і (8) у рівняння (4), отримуємо

$$E = \frac{8E_m^{\text{опр}} S_{\text{опр}} f^3 (1+\cos\theta)}{\lambda^2 r} \int_0^{R_0}\int_0^{2\pi} \frac{1}{(p^2+R^2)^2} e^{ikR\sin\theta\cos(\varphi-\varphi_s)} RdRd\varphi_s , \tag{9}$$

де $p = 2f$.

Значення інтеграла за змінною φ_s можна записати у вигляді [3]

$$\int_0^{2\pi} e^{ik\sin\theta\cos(\varphi-\varphi_s)} d\varphi_s = J_0(kR\sin\theta),$$

де $J_0(kR\sin\theta)$ – функція Бесселя нульового порядку.

Уведемо такі позначення:

$$\frac{R_0}{\lambda} = x_0; \quad \frac{R}{\lambda} = x; \quad \frac{2f}{\lambda} = \frac{\rho}{\lambda} = a; \quad \frac{r}{\lambda} = r^{/}; \quad \frac{S_{\text{опр}}}{\lambda^2} = S_0 .$$

При цьому вираз (9) набуває вигляду

$$E = i\frac{8E_m^{\text{опр}} S_0 a^3 (1+\cos\theta)}{r^{/}} \int_0^{x_0} \frac{I_0(2\pi x\sin\theta)}{(a^2+x^2)^2} xdx . \tag{10}$$

З рівняння (10) виокремлюємо характеристику напрямленості параболічної антени (рис. 3)

$$f(\theta) = (1+\cos\theta)\int_0^{x_0} \frac{J_0(вx)}{(a^2+в^2)} xdx , \tag{11}$$

де $в = 2\pi\sin\theta$.

Діаграму напрямленості побудовано за формулою (11) з використанням чисельного інтегрування, зображено на рис. 3.

Для обчислення інтеграла розкладемо функцію Бесселя в степеневий ряд [3]

$$J_0(вx) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{\left(\frac{вx}{2}\right)^{2m}}{(m!)^2} . \tag{12}$$

З урахуванням ряду (12) характеристика напрямленості (11) набуває вигляду (рис. 4)

$$f(\theta) = (1+\cos\theta)\sum_{m=1}^{\infty}(-1)^m \left(\frac{в}{2}\right)^{2m} \frac{1}{(m!)^2}\int_0^{x_0} \frac{x^{2m+1}}{\left(a^2+x^2\right)^2} dx . \tag{13}$$

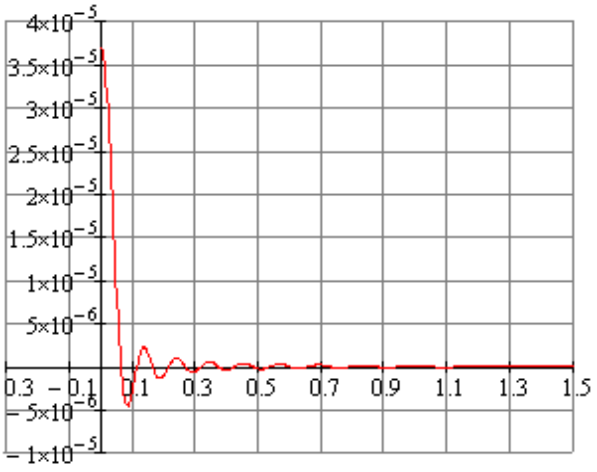


Рис. 3

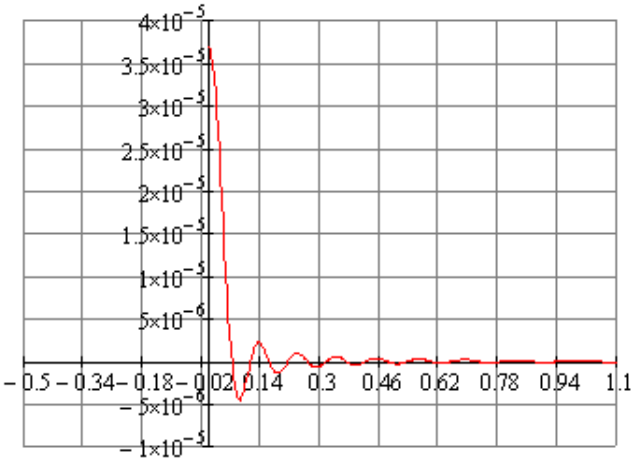


Рис. 4

Подамо вираз (13) у вигляді парціальних характеристик спрямованості

$$f(\theta) = (1+\cos\theta)\sum_{m=0}^{\infty} f_m(\theta).$$

Якщо m = 0, маємо парціальну характеристику спрямованості нульового наближення (рис. 5)

$$f(\theta) = \int_0^{x_0} \frac{xdx}{(a^2+x^2)^2} = \frac{1}{2a^2} - \frac{1}{2(a^2+x_0^2)},$$

якщо m = 1, – характеристику напрямленості першого наближення (рис. 6)

$$f_1(\theta) = (-1)(\tfrac{b}{2})^2 \frac{1}{(1!)^2}\int_0^{ч_0} \frac{x^3}{(a^2+x^2)}dx = -\tfrac{в^2}{4}\left[\frac{x_0^2}{2(a^2+x_0^2)} - \frac{1}{2}\ln(a^2+x_0^2) + \ln a\right].$$

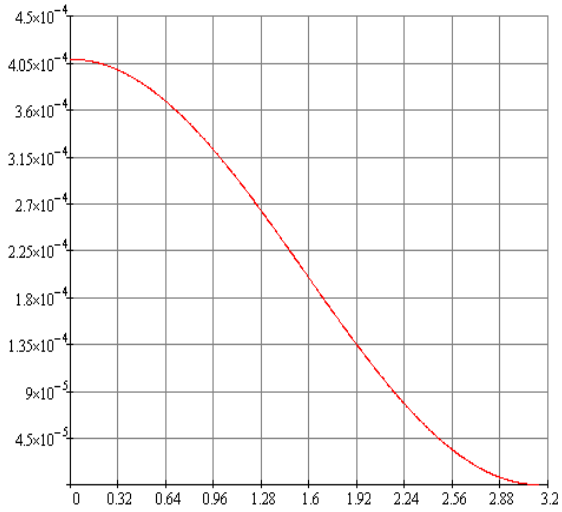


Рис. 5

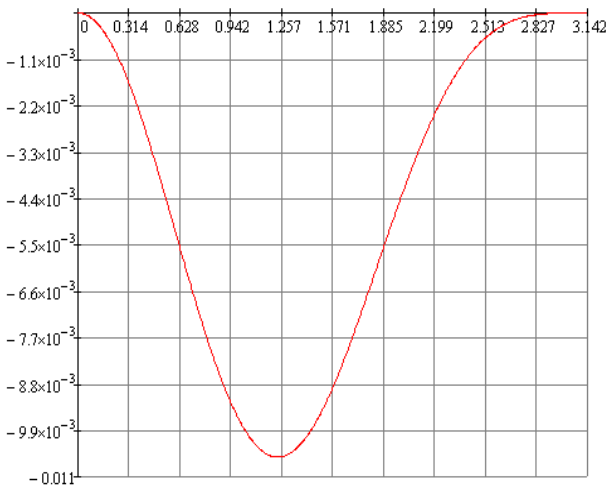


Рис.6

Якщо m = 2, маємо характеристику напрямленості другого наближення

$$f_2(\theta) = \left(\frac{в}{2}\right)^4 \frac{1}{(2!)^2}\int_0^{x_0} \frac{x^5}{(a^2+x^2)^2}dx = \frac{в^4}{6^4}\left\{\frac{x_0^2}{2} - 2a^2\left[\frac{x_0^2}{2(a^2+x_0^2)} - \frac{1}{2}\ln(a^2+x_0^2) + \ln a\right] - a^4\left[\frac{1}{2a^2} - \frac{1}{2(a^2+x_0^2)}\right]\right\}.$$

Якщо $m \geq 2$, виокремлюємо в підінтегральному виразі правильний дріб

$$\frac{x^{2m-1}}{(a^2+x^2)^2} = \left[\sum_{n=1}^{m-1}(-1)^{n-1}(a^2)^{n-1}nx^{2m-2n-1}\right] + (-1)^{m-1}\frac{ma^{2m-2}x^3 + (m-1)a^{2m}x}{(a^2+x^2)^2}.$$

У цьому виразі враховуються лише такі складові, для яких $2m - 2n - 1 \geq 1$.

Після обчислення інтеграла вираз для характеристики напрямленості зведемо до вигляду

$$f(\theta) = (1+\cos\theta)\left\{\begin{array}{l}\left[\frac{1}{2a^2} - \frac{1}{2(a^2+x_0^{\,2})}\right] + \frac{в^2}{4}\left[\frac{x_0^{\,2}}{2(a^2+x_0^{\,2})} - \frac{1}{2}\ln(a^2+x_0^{\,2}) + \ln a\right] + \\ + \sum_{m=2}^{\infty}(-1)^m\frac{(\pi\sin\theta)^{2m}}{(m!)^2}\left\{\left[\sum_{n=0}^{m-1}(-1)^{n-1}(a^2)^{n-1}n\frac{x^{2(m-n)}}{2(m-n)}\right] + \right. \\ \left. + (-1)^m\frac{ma^{2m-2}}{2}\left(\frac{x_0^{\,2}}{a^2+x_0^{\,2}} - \ln\frac{a^2+x_0^{\,2}}{a^2}\right) + (-1)^{m-1}\frac{(m-1)a^{2m}}{2}\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{a^2+x_0^{\,2}}\right)\right\}\end{array}\right\}.$$

За обчисленими значеннями характеристики напрямленості з використанням 20 членів ряду побудовано діаграму напрямленості (див рис. 4).

Висновки. У результаті дослідження поля випромінювання параболічної антени з опромінювачем у вигляді елемента Гюйгенса отримано вирази, за якими можна побудувати діаграму напрямленості, використовуючи методи чисельного інтегрування, або суму декількох членів знакозмінного ряду. Значення характеристик напрямленості за достатньої кількості членів ряду збігаються з великою точністю. Переваги характеристики напрямленості у вигляді ряду полягають в тому, що її можна використати для обчислення коефіцієнта напрямленості.

Список літератури

1. *Айзенберг Г. З.* Антени УКВ. 4.1 / Г. З. Айзенберг, В. Г. Ямпольский, О. Н. Терезин – М.: Связь, 1977. – 382 с.
2. *Ільницький Л. Я.* Антени та пристрої надвисоких частот / Л. Я. Ільницький, О. Я. Савченко, Л. В. Сібрук. –К.: Укртелеком, 2003. – 496 с.
3. *Розет Т. А*. Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике – М.: Сов. радио, 1956. – 224 с.

Л. Я. Ильницький, И. И. Михальчук, С. П. Мартыненко

Направленные свойства параболической антенны спутникового телевидения

На основе апертурного метода выбрана характеристика направленности излучателя, аналитическое выражение, которое описывает характеристику направленности излучателя. С использованием характеристики элемента Гюйгенса как характеристики направленности излучателя определено поле излучения параболической антенны.

L. I. Ilnytsky, I. I. Mykhalchuk, S. P. Martinenko

Aimed properties of parabolic aerial for satellite television

Using an aperture method, chosen irradiator orientation description, analytical expression which describes irradiator orientation description. Using Huygens' element description as irradiator orientation description, found weeds parabolic aerial radiation.