

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ ОБЛУЧАТЕЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Мишарев Н.И., Головин В.В., Пеньков М.М.

Севастопольский национальный технический университет

99053, г. Севастополь, Стрелецкая балка, Студгородок кафедры радиотехники

E-mail: rt.sevgtu@stel.sebastopol.ua

Выведены соотношения для расчета поля излучения параболической антенны с использованием метода токов. Выполнены численные расчеты диаграмм направленности (ДН) параболической антенны при аппроксимации ДН облучателя функциями, позволяющими охватить широкий класс реальных облучателей. Проанализирован характер изменения ширины главного лепестка ДН и уровня первого бокового лепестка в зависимости от геометрических параметров зеркала.

Широкое использование параболических антенн в системах наземной и космической связи определяет актуальность теоретического исследования их поля излучения при различных видах амплитудно-фазового распределения в апертуре с целью повышения эффективности антенны. Для решения этой задачи необходимо детальное рассмотрение характеристик излучения с учетом особенностей распределения поверхностных токов и их зависимости как от геометрии зеркала, так и от диаграммы направленности облучателя. В основе рассмотрения будем использовать метод токов.

Поле излучения параболической антенны в каждой точке пространства представляет собой сумму полей облучателя ($\vec{E}_0, \vec{H}_0$) и поля вторичного излучения плотности токов $\vec{J}$, наведенных на поверхность зеркала S полем облучателя. Составляющие суммарного поля имеют вид:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - 120\pi \frac{jk}{4\pi} \iint_S \left[\vec{J} - \vec{r}_0 \left(\vec{r}_0 \vec{J} \right) \right] \frac{e^{-jkr}}{r} dS; \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \frac{jk}{4\pi} \iint_S [\mathbf{r}_0 \mathbf{J}] \frac{e^{-jkr}}{r} dS, \quad (2)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; r_0 – расстояние до точки наблюдения, отсчитываемое от центра апертуры параболы; r – расстояние от точки на поверхности зеркала до точки наблюдения.

Чтобы воспользоваться данными формулами, нужно знать распределение плотности токов $\mathbf{J}$ на поверхности зеркала. Эта задача сводится к решению интегрального уравнения, вытекающего из соотношения (2)

$$\mathbf{r} = 2[\mathbf{r} \mathbf{H}_0] - \frac{1}{2\pi} \iint_S [\mathbf{r} \mathbf{r}_0 \mathbf{J}] \left(ik + \frac{1}{r} \right) \frac{e^{-jkr}}{r} dS, \quad (3)$$

где $[\mathbf{r} \mathbf{H}_0]$ – составляющая вектора магнитного поля облучателя касательная к поверхности зеркала.

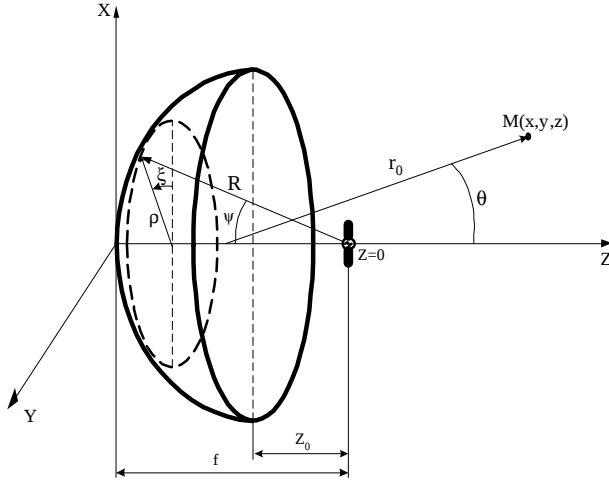
Если радиусы кривизны поверхности и размеры апертуры зеркала значительно превышают длину волны λ , то на основании (3) можно показать, что плотность тока на освещенной и теневой сторонах поверхности зеркала с достаточной степенью точности равна:

$$\mathbf{J}_{осв} = 2[\mathbf{r} \mathbf{H}_0]; \quad \mathbf{J}_{тен} = 0. \quad (4)$$

Рассмотрим простейший случай, когда в качестве облучателя используется элементарный электрический диполь (см. рисунок 1). При условии $kR \gg 1$ поле на поверхности зеркала запишется как

$$\mathbf{E}_0 = j30kI_l l_o [\mathbf{R}_0 [\mathbf{R}_0, \mathbf{r}]] \frac{e^{-jkr}}{R}, \quad (5)$$

где I_l – ток на зажимах диполя; l_o – действующая длина диполя; $\mathbf{R}_0, \mathbf{x}_0$ – соответствующие орты для R и x ; R – расстояние от точки фокуса до точки интегрирования на поверхности;



$$\vec{r} H_0 = \frac{j30kI_l l_\partial}{120\pi} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \frac{e^{-jkR}}{R}. \quad (6)$$

Поле вторичного излучения зеркала, облучаемого диполем, можно найти, воспользовавшись соотношениями (1) – (6)

$$\vec{r} E = \frac{30k^2 I_l l_\partial}{2\pi} \iint_S \left\{ \left[\vec{n} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \right] - \vec{r}_0 \left(\vec{r}_0 \left[\vec{n} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \right] \right) \right\} \frac{e^{-jk(r+R)}}{rR} dS; \quad (7)$$

$$\vec{r} H = \frac{30k^2 I_l l_\partial}{240\pi^2} \iint_S \left\{ \vec{r}_0 \left[\vec{n} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \right] \right\} \frac{e^{-jk(r+R)}}{rR} dS, \quad (8)$$

где $\vec{n}$ – нормаль к поверхности.

На основании (7) и (8) можем вычислить составляющие поля в апертуре зеркала $\vec{r} E_S$ и $\vec{r} H_S$ при условии, что точка наблюдения находится в плоскости апертуры

Вычисление интегралов (7) и (8) удастся выполнить с использованием метода стационарной фазы [1] и в результате получить аналитические соотношения в следующем виде

$$\vec{r} E_S = \frac{j60kI_l l_\partial}{\sqrt{p^2 + \rho^2}} \left\{ \left[\vec{n} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \right] - z_0 \left(\vec{n} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \right) \right\} e^{-jk(\rho+z_0)}; \quad (9)$$

$$\vec{r} H_S = \frac{j60kI_l l_\partial}{120\pi\sqrt{p^2 + \rho^2}} \left\{ z_0 \left(\vec{n} \left[\frac{\vec{r}}{R_0 x_0} \right] \right) \right\} e^{-jk(\rho+z_0)} = \frac{\left[\vec{r} \vec{r}_0 \vec{E}_S \right]}{120\pi}, \quad (10)$$

где $p=2f$ – параметр параболоида.

Согласно соотношению (9) поле в апертуре $\vec{E}_S$ имеет три составляющие, однако в главном направлении основную роль играет E_{sx} , а E_{sy} и E_{sz} оказывают влияние на формирование боковых лепестков и кроссполяризационной составляющей. Рассмотрим характер изменения E_{sx} и E_{sy} :

$$E_{sx} = \frac{j60kI_l l_\phi p}{(p^2 + \rho^2)^2} (p^2 - \rho^2 \cos 2\xi) e^{-jk(p+z_0)} = 120\pi H_{sy}. \quad (11)$$

$$E_{sy} = -j60kI_l l_\phi p \frac{\rho^2 \sin 2\xi}{(p^2 + \rho^2)^2} e^{-jk(p+z_0)} = -120\pi H_{sx}. \quad (12)$$

Анализ (11) и (12) показывает следующее

1) с увеличением отношения ρ к p компонента E_{sx} убывает, причем по оси X быстрее, чем по оси Y ; это объясняется различной направленностью излучения диполя в E и H -плоскостях;

2) компонента E_{sy} в точках апертуры, симметричных относительно координат x и y , имеет одинаковую амплитуду, но противоположную фазу, поэтому при исследовании поля излучения параболической антенны достаточно принимать во внимание только E_{sx} .

Проведем анализ поля излучения круглого раскрыва с заданным распределением E_{sx} . В качестве исходной формулы воспользуемся соотношением [2]

$$\vec{E} = \frac{jk}{4\pi} \iint_{S_a} [\vec{r}_0 [\vec{n} \vec{E}_S]] \frac{e^{-jkr}}{r} dS - 120\pi \frac{jk}{4\pi} \iint_{S_a} \{ [\vec{n} \vec{H}_S] - \vec{r}_0 (\vec{r}_0 [\vec{n} \vec{H}_S]) \} \frac{e^{-jkr}}{r} dS, \quad (13)$$

где S_a – площадь апертуры параболоида.

После ряда преобразований получим компоненты поля в ортогональных сечениях

$$E_\varphi = -30k^2 I_l l_\phi \frac{e^{-jk(r+\rho+z_0)}}{r} \frac{pa^2}{p^2 + a^2} \Lambda_1(ka \sin \theta) \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (14)$$

$$E_\theta = -30k^2 I_l l_\phi \frac{e^{-jk(r+\rho+z_0)}}{r} \left(\frac{pa^2}{p^2 + a^2} \right) \times \\ \times \left[\Lambda_1(ka \sin \theta) + \frac{(ka \sin \theta)^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{2n} \Lambda_{n+2}(ka \sin \theta)}{(n+1)(n+2)(p^2 + a^2)^n} \right] \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (15)$$

где $\Lambda_1(x)$ – лямбда-функция; a – радиус апертуры

Выражение, стоящее в квадратных скобках соотношения (15) – нормированная диаграмма направленности (ДН) в E -плоскости

$$f_E(\theta) = \Lambda_1(ka \sin \theta) + \frac{(ka \sin \theta)^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t_0^{2n}}{(1+t_0^2)^n} \cdot \frac{\Lambda_{n+2}(ka \sin \theta)}{(n+1)(n+2)}, \quad (16)$$

где $t_0 = \frac{a}{p}$.

Из (16) видно, что при $t_0 \rightarrow 0$

$$\lim_{t_0 \rightarrow 0} f_E(\theta) = f_H(\theta) = \Lambda_1(ka \sin \theta). \quad (17)$$

Это означает совпадение $f_E(\theta)$ и $f_H(\theta)$ для мелких зеркал, так как распределение E_{sx} становится равномерным.

Достаточно наглядные соотношения можно получить для облучателя в виде активного вибратора и рефлектора, разнесенных на расстояние d .

На основании (14) и (15) после интегрирования получим:

$$E_\varphi = -j60k^3 I_l l_o p d \frac{e^{-jk(r+p+z_0)}}{r} \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{a^2}{p^2 + a^2} \times \\ \times \left[\frac{p^2 - a^2}{p^2 + a^2} \Lambda_1(ka \sin \theta) + \frac{p^2}{a^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{a^{2n} \Lambda_n(ka \sin \theta)}{(p^2 + a^2)^n} \right], \quad (18)$$

$$E_\theta = -j60k^3 I_l l_o p d \frac{e^{-jk(r+p+z_0)}}{r} \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{a^2}{p^2 + a^2} \times \\ \times \left[\left(\frac{p^2 - a^2}{p^2 + a^2} \right)^2 \Lambda_1(ka \sin \theta) + \right. \\ \left. + \frac{p^2}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{2n} [(2n+1)a^2 - 3a^2] \Lambda_{n+1}(ka \sin \theta)}{(p^2 + a^2)^{n+1}} \right]. \quad (19)$$

В результате численного анализа (18) и (19) найдены приближенные формулы для определения ширины главного лепестка:

$$2\Delta\theta_H^0 = 29,6 \frac{\lambda}{a} \left(1 + 0,2 \frac{a}{p} \right), \quad (20)$$

$$2\Delta\theta_E^0 = 29,6 \frac{\lambda}{a} \left(1 + 0,5 \frac{a}{p} \right). \quad (21)$$

Формулы (18) – (21) позволяют оценить влияние спадающего распределения поля в апертуре антенны, при этом для случая активного вибратора с рефлектором по сравнению с одиночным вибратором получен меньший уровень боковых лепестков при незначительном расширении главного лепестка.

Можно охватить достаточно широкий класс облучателей, при аппроксимации их ДН функциями вида [2]:

$$f_1(\psi) = \cos \frac{\psi}{2}; \quad f_2(\psi) = \cos \psi; \quad f_3(\psi) = \cos^2 \psi; \quad f_4(\psi) = \cos^3 \psi.$$

Следуя изложенной выше методике, получаем следующие соотношения

для ДН параболической антенны:

$$f_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t_0^{2n} (2n-1)!}{(1+t_0^2)^n \cdot 2n!!} \Lambda_n(ka \sin \theta), \quad (22)$$

при $f_1(\psi) = \cos \frac{\psi}{2}$;

$$f_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t_0^{2n} (2n-1-t_0^2)}{(1+t_0^2)^n \cdot n} \Lambda_n(ka \sin \theta), \quad (23)$$

при $f_2(\psi) = \cos \psi$;

$$f_3(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t_0^{2n} (1+2n(n-1)+2(1-2n)t_0^2+t_0^4)}{(1+t_0^2)^n \cdot n} \Lambda_n(ka \sin \theta), \quad (24)$$

при $f_3(\psi) = \cos^2 \psi$;

$$f_4(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t_0^{2n}}{(1+t_0^2)^n \cdot n} \left[4(n+2)(n+1)n - 18n(n+1)(1+t_0^2) + \right. \\ \left. + 18n(1+t_0^2)^2 - 3(1+t_0^2)^3 \right] \Lambda_n(ka \sin \theta), \quad (25)$$

при $f_4(\psi) = \cos^3 \psi$.

На основании (21) – (25) проведены численные расчеты ДН параболической антенны при изменении параметра t_0 от 0 до 1,6. Результаты расчетов, представленные в таблице 1, позволяют определить основные параметры ДН: ширину главного лепестка ДН $\Delta\theta_{0,5}$ по уровню половинной мощности относительно максимума ДН:

$$\Delta\theta_{0,5} = \arcsin \frac{U_{0,5}}{ka}$$

и уровень бокового излучения (УБИ) в максимуме первого бокового лепестка ДН.

Используя полученные результаты, можно провести оптимизацию как геометрических параметров зеркала (t_0), так и выбрать ДН облучателя

Таблица 1 – Основные параметры ДН, рассчитанных по соотношениям

(21)–(25)

t_0	$f_1(\theta)$		$f_2(\theta)$		$f_3(\theta)$		$f_4(\theta)$	
	$U_{0,5}$, рад	УБИ, дБ	$U_{0,5}$, рад	УБИ, дБ	$U_{0,5}$, рад	УБИ, дБ	$U_{0,5}$, рад	УБИ, дБ
0,2	1,30	-17,7	1,49	-18,3	1,49	-18,7	1,45	-19,2
0,4	1,36	-18	1,49	-20	1,49	-21,3	1,72	-23
0,6	1,42	-19,2	1,57	-23,8	1,71	-31	1,79	-38
0,8	1,53	-20	1,60	-31	1,98	-44	2,24	-
1,0	1,53	-21,7	2,24	-34	2,69	-	2,84	-
1,2	1,49	-23,4	2,69	-36	2,5	-	3,47	-
1,4	1,64	-25,5	-	-	2,72	-	-	-
1,6	1,64	-28,1	-	-	-	-	-	-

Библиографический список

1. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны / Л.А. Вайнштейн. — М.: Радио и связь, 1988. — 440 с.

2. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот / А.З. Фрадин. — М.: Советское радио, 1957. — 648 с.

Поступила в редакцию 25.12.2001 г.