

ДЕРЖАВНИЙ КОМІТЕТ ЗВ'ЯЗКУ ТА ІНФОРМАТИЗАЦІЇ УКРАЇНИ

УКРАЇНСЬКА ДЕРЖАВНА АКАДЕМІЯ ЗВ'ЯЗКУ ім. О. С. ПОПОВА

КАФЕДРА ТЕХНІЧНОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ ТА СИСТЕМ РАДІОЗВ'ЯЗКУ

В.М. ДРАГАНОВ

ДЗЕРКАЛЬНІ АНТЕНИ

**Навчальний посібник з курсового та дипломного проектування
для студентів, що навчаються за спеціальністю
8. 090703 – Апаратура радіозв'язку, радіомовлення і телебачення**

ЗАТВЕРДЖЕНО
Радою факультету РЗ, РМ та ТБ.
Протокол № 4 від 28 грудня 1999 р.

Одеса 2000

УДК 621.396.67

План НМВ 2000 р.

Рецензент – М.М. Одинцов

Укладач – В.М. Драганов

Навчальний посібник з курсового та дипломного проектування з питань проектування однодзеркальних параболічних антен призначений для студентів, що вивчають дисципліну “Антенно-фідерні пристрої” і навчаються за спеціальністю “Апаратура радіозв'язку, радіомовлення і телебачення”. Розглянуто основні параметри антен, методи розрахунку геометричних розмірів проєктованих антен та їх електродинамічних характеристик. Викладено алгоритм проектування, який ілюстрований прикладом.

СХВАЛЕНО

на засіданні кафедри ТЕД та СРЗ
і рекомендовано до друку.

Протокол № 3 від 04.10.1999 р.

ПОКАЗЧИК СКОРОЧЕНЬ

$ДН$	–	діаграма направленості;
$КВП$	–	коефіцієнт використання площі;
$КНД$	–	коефіцієнт направленої дії;
$ККД$	–	коефіцієнт корисної дії;
$КП$	–	коефіцієнт підсилення антени;
D	–	КНД у головному напрямку;
$F(\theta, \varphi)$	–	нормована амплітудна ДН;
P_A	–	середня за період потужність підведена до антени;
P_Σ	–	середня за період потужність випромінювання;
η	–	ККД антени;
G	–	КП антени в головному напрямку;
S_d	–	діюча (ефективна) площа антени;
$k_{\text{вик}}$	–	КВП антени.

ЗМІСТ

ВСТУП	5
1. ДЕЯКІ ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ АНТЕН	5
2. МЕТОДИ ПРОЕКТУВАННЯ АНТЕН З ВИПРОМІНЮЮЧИМ РОЗРИВОМ	8
2.1 <i>Апертурний метод розрахунку діаграм направленості</i>	8
2.2 <i>Елементарні відомості з геометричної оптики. Оптична властивість параболи</i>	13
3. ОПРОМІНЮВАЧІ ДЗЕРКАЛЬНИХ АНТЕН	14
4. ПРОЕКТУВАННЯ ОДНОДЗЕРКАЛЬНОЇ ПАРАБОЛІЧНОЇ АНТЕНИ	15
4.1 <i>Основні геометричні співвідношення</i>	15
4.2 <i>Коефіцієнт використання площі однодзеркальної антени</i>	16
4.3 <i>Оптимальний кут розкриву</i>	17
4.4 <i>Методика розрахунку однодзеркальної параболічної антени.</i>	
<i>Приклад</i>	18
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	26
ДОДАТОК А	27

ВСТУП

Дзеркальні антени є одним із найбільш поширених типів антен у дециметровому і особливо сантиметровому діапазонах хвиль. Це пояснюється можливістю одержання за їх допомогою значної направленості, добрими діапазонними властивостями, малими активними втратами. Необхідно також відзначити, що за допомогою дзеркальних антен можуть бути отримані діаграми направленості спеціальної форми, а також здійснення сканування променя при нерухомому основному дзеркалі.

Відома значна кількість типів дзеркальних антен. На практиці набули найбільш широкого застосування такі:

- а) параболічні однодзеркальні;
- б) багатодзеркальні;
- в) антени з дзеркалами спеціального профілю;
- г) гібридні дзеркальні антени.

Слід зазначити, що дзеркальні антени класифікують також за формою діаграми направленості та за призначенням.

Даний навчальний посібник присвячений проектуванню однодзеркальних параболічних антен. Проектування проводиться з метою одержання від антени заданого коефіцієнта направленої дії в головному напрямку.

1. ДЕЯКІ ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ АНТЕН

Діаграма направленості (ДН) антени. З відомої в електродинаміці умови випромінювання Зоммерфельда випливає, що поле в дальній зоні будь-якої антени має вид [1]

$$\dot{\vec{E}}_m \sim A \frac{e^{-ikR}}{R} \dot{\vec{F}}_{\perp}(\theta, \varphi), \quad \dot{\vec{H}}_m \sim \frac{1}{Z_C} [\vec{R}_0, \dot{\vec{E}}_m], \quad R \rightarrow \infty, \quad (1.1)$$

де $\dot{\vec{E}}_m$, $\dot{\vec{H}}_m$, – комплексні амплітуди відповідно електричного і магнітного полів;

A – константа;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число;

$Z_C = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}$ – хвильовий опір середовища, що оточує антену;

R , θ , φ – сферичні координати;

\vec{R}_0 – одиничний вектор (орт) радіуса (рис. 1).

Враховуючи, що поле в дальній зоні є суто поперечним, тоді

$$\dot{\vec{F}}_{\perp}(\theta, \varphi) = \dot{F}_{\theta}(\theta, \varphi) \cdot \vec{\theta}_0 + \dot{F}_{\varphi}(\theta, \varphi) \cdot \vec{\varphi}_0, \quad (1.2)$$

де $\vec{\theta}_0$, $\vec{\varphi}_0$ – орти сферичної системи координат (рис. 1).

У подальшому функції $\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)$ і $\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)$ будемо називати *діаграмами на-*

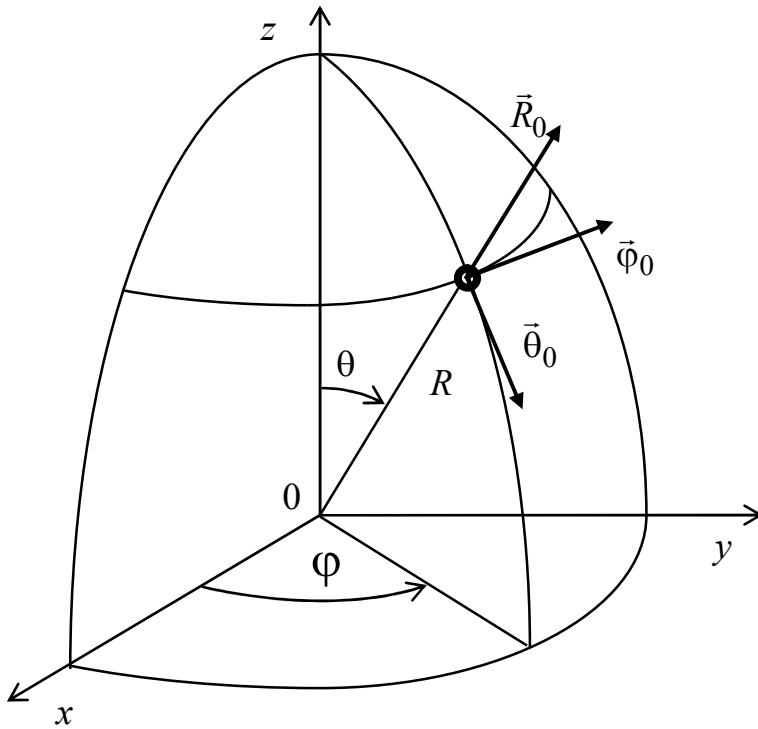


Рисунок 1

правленості по полю для відповідних компонентів електричного вектора, хоча правильно було б називати їх характеристиками направленості, а діаграми направленості – це відповідні графіки цих функцій, якщо $\varphi = \text{const}$ або $\theta = \text{const}$.

Оскільки функції $\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)$ і $\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)$ у загальному випадку комплексні, вони можуть бути представлені як *амплітудні і фазові діаграми направленості*

$$\dot{F}_\theta(\theta, \varphi) = |\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)| \cdot e^{i \arg \dot{F}_\theta(\theta, \varphi)}, \quad (1.3)$$

$\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi) = |\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)| \cdot e^{i \arg \dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)}$, де $|\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)|$ і $|\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)|$ – амплітудні, а $\arg \dot{F}_\theta(\theta, \varphi)$ і $\arg \dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)$ –

фазові діаграми відповідних компонентів.

На практиці частіше за все цікавляться амплітудними діаграмами направленості.

В антенній техніці часто користуються також поняттям *діаграми направленості по потужності*, що характеризує кутовий розподіл випромінюваної потужності і являє собою залежність випромінюваної в напрямку θ, φ потужності $P(\theta, \varphi)$, віднесеної до одиниці тілесного кута.

Діаграма направленості по потужності пропорційна сумі $|\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)|^2$ і $|\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)|^2$, причому кожен зі складових можна інтерпретувати як парціальні діаграми направленості по потужності, що пов'язані з відповідними компонентами E_θ і E_φ . Часто використовують *нормовані амплітудні діаграми направленості по полю*¹

$$F_{\theta_{\text{норм}}}(\theta, \varphi) = \frac{|\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)|}{|\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)|_{\text{max}}}, \quad F_{\varphi_{\text{норм}}}(\theta, \varphi) = \frac{|\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)|}{|\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi)|_{\text{max}}}. \quad (1.4)$$

Аналогічно часто використовують нормовані діаграми направленості по потужності:

¹ Для зручності їх нормують так, щоб максимум нормованої діаграми направленості дорівнював одиниці.

$$\Psi(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{[P(\theta, \varphi)]_{\max}}. \quad (1.5)$$

Коефіцієнт направленої дії (КНД) антени $D(\theta, \varphi)$ служить для оцінки спроможності антени концентрувати електромагнітне випромінювання.

КНД – число, що показує, у скільки разів потужність $P(\theta, \varphi)$, випромінювана антеною в напрямку θ, φ і віднесена до одиниці тілесного кута, перевищує віднесену до одиниці тілесного кута потужність випромінювану гіпотетичною антеною, за умови рівності повних потужностей P_{Σ} , випромінюваних антенами:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{\frac{P_{\Sigma}}{4\pi}}, \quad (1.6)$$

або

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi P(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi} = \frac{4\pi \Psi(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Psi(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (1.7)$$

На практиці частіш за все цікавляться максимальним значенням коефіцієнта направленої дії, тобто КНД у напрямку максимального випромінювання. Його позначають буквою D (без аргументів):

$$D = D_{\max}(\theta, \varphi) = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Psi(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (1.8)$$

Коефіцієнт корисної дії (ККД) антени η показує, яка частина підведеної до антени потужності випромінюється в простір:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_A}, \quad (1.9)$$

де P_{Σ} – середня за період потужність випромінювання;

P_A – середня за період потужність підведена до антени.

Виграш, одержуваний у результаті застосування направлених антен, зростає з ростом КНД антени. Проте він істотно залежить також і від ККД антени. Для того, щоб врахувати обидва чинники, вводять поняття коефіцієнта підсилення.

Коефіцієнт підсилення антени $G(\theta, \varphi)$ – число, що показує, у скільки разів потужність, випромінювана реальною антеною в даному напрямку і віднесена до одиниці тілесного кута, більше потужності випроміненої в одиницю тілесного кута гіпотетичною ненаправленою антеною з ККД рівним одиниці, за умови рівності підведених до антен потужностей.

З визначення випливає, що

$$G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi) \cdot \eta. \quad (1.10)$$

Як і у випадку КНД, на практиці, звичайно, цікавляться КП в напрямку максимального випромінювання, який позначають буквою G (без аргументів).

Діюча (ефективна) площа антени S_d . У теорії антен доводиться, якщо не розглядати практично важко реалізовані наднаправлені антени, що найбільший коефіцієнт направленої дії має антена у вигляді ідеалізованої апертури, на якій дотична складова поля є сталим вектором, тобто має в різних точках апертури однакові напрямки, амплітуду і фазу. Для такої ідеалізованої апертури (розкриття) має місце формула [2]

$$D_{\text{ід}} = \frac{4\pi S}{\lambda^2}, \quad (1.11)$$

де S – геометрична площа апертури антени.

Для антен з іншим розподілом поля в розкритті КНД буде меншим і його можна записати у вигляді

$$D = \frac{4\pi S_d}{\lambda^2}, \quad (1.12)$$

де S_d – діюча площа антени.

Коефіцієнтом використання площі (КВП) $k_{\text{вик}}$ антени називається відношення

$$k_{\text{вик}} = \frac{D}{D_{\text{ід}}} = \frac{S_d}{S}. \quad (1.13)$$

2. МЕТОДИ ПРОЕКТУВАННЯ АНТЕН З ВИПРОМІНЮЮЧИМ РОЗКРИВОМ

Детальний розрахунок поля дзеркальної антени являє собою складну задачу, тому в інженерній практиці знайшли широке застосування два наближених методи розрахунку діаграм направленості дзеркальних антен – *струмовий* та *апертурний* [3, 4].

Нижче докладно описується апертурний метод розрахунку, тому що ним простіше за все користуватися при проектуванні дзеркальних антен.

2.1. Апертурний метод розрахунку діаграм направленості

З електродинаміки [1] відомий факт, іменований *теоремою еквівалентності*, або *векторизованою формулою Гюйгенса-Кірхгофа*, відповідно до якого монохроматичне поле в об'ємі V_e , що реально створюється джерелами, розташованими усередині об'єму V_i , обмеженого ззовні замкнутою поверхнею S_0 (рис. 2), може бути підраховано, якщо відомі дотичні складові електричного і магнітного полів на всій поверхні S_0 .

Для поля в дальній зоні відповідні формули мають вигляд

$$\dot{\vec{E}}_m \sim \frac{k}{4\pi i} \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \left[\left(\sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} \dot{N}_\theta(\theta, \varphi) + \dot{N}_{\mu\theta}(\theta, \varphi) \right) \vec{\theta}_0 + \left(\sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} \dot{N}_\varphi(\theta, \varphi) - \dot{N}_{\mu\varphi}(\theta, \varphi) \right) \vec{\varphi}_0 \right], \quad (2.1)$$

$$\dot{\vec{H}}_m \sim \frac{1}{Z_C} [\vec{R}_0, \dot{\vec{E}}_m], \quad (2.2)$$

де

$$\dot{N}(\theta, \varphi) = \oint_{S_0} [\vec{n}_0, \dot{H}_m] e^{ik\rho \cos \vartheta(\theta, \varphi)} dS, \quad (2.3)$$

$$\dot{N}_\mu(\theta, \varphi) = - \oint_{S_0} [\vec{n}_0, \dot{E}_m] e^{ik\rho \cos \vartheta(\theta, \varphi)} dS, \quad (2.4)$$

\vec{n}_0 – орт нормалі до поверхні S_0 ;

$$Z_C = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \text{ – хвильовий}$$

опір вільного простору;

R – відстань від початку координат до точки спостереження M ;

ρ – відстань від початку координат до точки інтегрування;

ϑ – кут між напрямками з початку координат у точці спостереження й інтегрування.

Величина $\cos \vartheta(\theta, \varphi)$, що входить у формули (2.3) і (2.4), дорівнює

$$\cos \vartheta(\theta, \varphi) = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi'),$$

де θ, φ і θ', φ' – кутові координати відповідно точок спостереження й інтегрування.

Якщо ввести позначення

$$\dot{F}_\perp(\theta, \varphi) = \dot{F}_\theta(\theta, \varphi) \cdot \vec{\theta}_0 + \dot{F}_\varphi(\theta, \varphi) \cdot \vec{\varphi}_0, \quad (2.5)$$

де

$$\dot{F}_\theta(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \dot{N}_\theta(\theta, \varphi) + \dot{N}_{\mu\theta}(\theta, \varphi), \quad (2.6)$$

$$\dot{F}_\varphi(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \dot{N}_\varphi(\theta, \varphi) + \dot{N}_{\mu\varphi}(\theta, \varphi). \quad (2.7)$$

то формули (2.1) і (2.2) можна переписати у вигляді (порівняйте з формулами (1.1)):

$$\dot{E}_m \sim \frac{k}{4\pi i} \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \cdot \dot{F}_\perp(\theta, \varphi), \quad (2.8)$$

$$\dot{H}_m \sim \frac{1}{Z_C} [\vec{R}_0, \dot{E}_m], \quad (2.9)$$

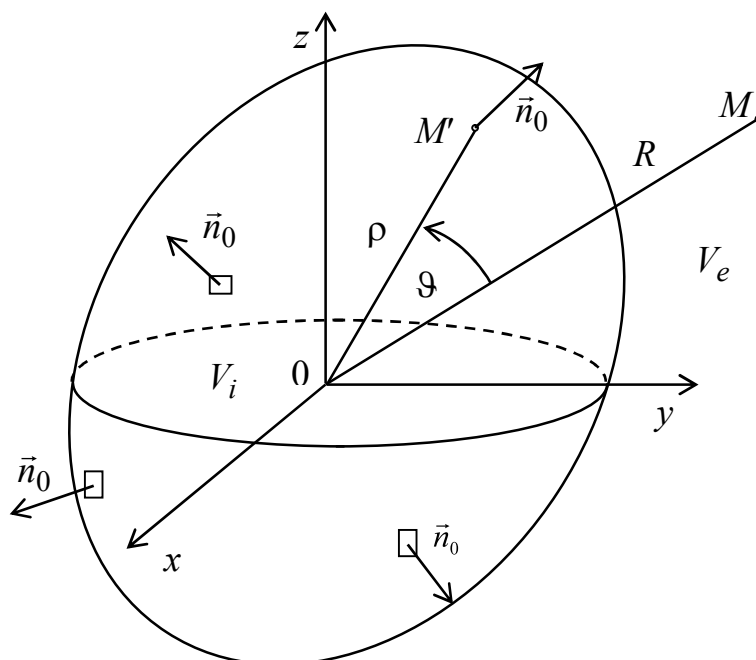


Рисунок 2

Формули (2.8) і (2.9) дозволяють зробити такі висновки про структуру поля в дальній зоні:

поле в дальній зоні являє собою неоднорідну сферичну хвилю, що "віддалюється" від антени;

поле в дальній зоні носить поперечний характер, тому що $E_R = 0$, $H_R = 0$;

вектори \vec{E} і \vec{H} у загальному випадку мають по дві (поперечні напрямку поширення \vec{R}_0) складові: E_θ і E_φ ; H_θ і H_φ . Внаслідок того, що E_θ і E_φ (H_θ і H_φ) зсунуті один щодо одного по фазі, то поле є еліптично поляризованим;

електричне і магнітне поля в дальній зоні пов'язані між собою, як у плоскій хвилі, через хвильовий опір вільного простору Z_C .

Користь застосування векторизованих формул Гюйгенса-Кірхгофа полягає в тому, що іноді з фізичних понять можна приблизно визначити поле на замкнутій поверхні S_0 , отже, приблизно знайти поле в об'ємі V_e і, зокрема, діаграму направленості антени.

Наведемо приклад таких фізичних понять для випадку дзеркальної антени, показаної на рис. 3, де: 1 – дзеркало антени, 2 – опромінювач, до якого підводиться енергія від високочастотного генератора.

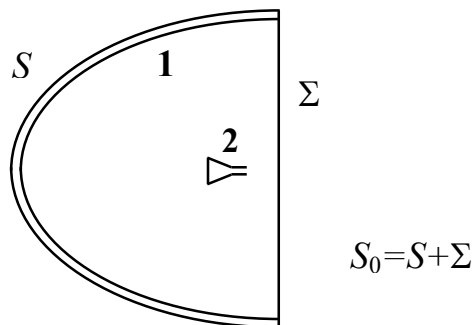


Рисунок 3

Поле в просторі, що оточує антену, створюється струмами на поверхнях опромінювача, дзеркала, елементах кріплення тощо. Щоб знайти поле випромінювання, необхідно визначити ці струми, що не просто. Проте можна уникнути розрахунку цих струмів, якщо скористатися такими розуміннями.

Оточимо розглянуту антену замкнутою поверхнею S_0 , що складається з по-

верхні S , яка прилягає до антени з зовнішньої сторони, і плоскою поверхнею Σ (апертурою), що обмежена краями дзеркала. Тоді, вважаючи дзеркало ідеально провідним, на підставі граничних умов на поверхні S ідеального провідника $[\vec{n}_0, \vec{E}] = 0$, одержимо, що тангенціальна (дотична) складова електричного поля на S дорівнює нулю.

Дотична складова магнітного поля на S не дорівнює нулю, але зважаючи, що дзеркало екранує електромагнітне випромінювання, цією складовою магнітного поля можна знехтувати. Оскільки дотична складова магнітного поля пов'язана з поверхневим струмом, то іноді кажуть, що, прийнявши $[\vec{n}_0, \vec{H}] = 0$ на S , тим самим знехтують струмом, який затікає на зовнішню поверхню дзеркала.

Таким чином, як впливає з викладеного, поле визначається тільки через дотичні складові електричного і магнітного полів на апертурі Σ . Звідси впливає і назва методу – апертурний – тому що він дозволяє розрахувати поле випромінювання антени за відомими полями в апертурі.

На практиці часто дотичні складові полів \vec{E}_τ і \vec{H}_τ в апертурі пов'язані між собою приблизним співвідношенням як у плоскій хвилі, тобто взаємно перпендикулярні і відрізняються коефіцієнтом, що має зміст хвильового опору

$$\vec{E}_\tau = Z_C [\vec{n}_0, \vec{H}_\tau]. \quad (2.10)$$

У цьому випадку діаграма направленості може бути визначена тільки через дотичну складову електричного або магнітного полів.

Необхідно чітко пам'ятати, що відповідні формули для розрахунку діаграми направленості є наближеними, тому що при їхньому одержанні зроблені такі два припущення:

- $\vec{H}_\tau = 0$ на S , що невірно;
- \vec{E}_τ і \vec{H}_τ пов'язані формулою (2.10), що також невірно.

Важливо відзначити, що з цієї причини навіть абсолютно точне знання \vec{E}_τ в апертурі не дозволяє розрахувати діаграму направленості в широкому діапазоні кутів за допомогою апертурного методу.

Досвід і детальні розрахунки в тих випадках, коли вони можливі, показують, що у випадку великих (порівняно з довжиною хвилі) лінійних розмірів апертури, тобто для гостронаправлених антен, ці формули дають збіг із дійсною діаграмою направленості для головної і перших бічних пелюсток. З цього приводу такі пелюстки називають іноді апертурними. Апертурний метод дозволяє також розрахувати вплив на апертурні пелюстки різних елементів, що затінюють розкриття.

Сьогодні є достатні матеріали з розрахунків ДН плоских випромінюючих розкриттів при різних амплітудних і фазових розподілах поля у розкритті. Докладно ці результати наведені в [3].

Нижче в табл. 1 наведені деякі результати для конкретного випадку синфазно збудженої круглій плоскій апертури радіуса a , з осісиметричним амплітудним розподілом $f\left(\frac{R}{a}\right)$,

де R – відстань від центру апертури до поточної точки на ній;

a – радіус апертури;

$\Lambda_n(u)$ – лямбда-функція n -го порядку;

$u = ka \sin \theta$ – аргумент лямбда-функція;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число;

θ – кут між нормаллю до апертури і напрямком на точку спостереження.

Таблиця 1

Закон розподілення амплітуди поля	Діаграма направленості (без урахування направлених властивостей елемента Гюйгенса)	Ширина ДН на рівні половинної потужності, град.	Положення першого нуля ДН, град.	Рівень першої бічної пелюстки, дБ	Апертурний коефіцієнт використання площі розкриття	
$f\left(\frac{R}{a}\right) = 1$	$\Lambda_1(u)$	$58,9 \frac{\lambda}{2a}$	$69,8 \frac{\lambda}{2a}$	- 17,6	1	
$f\left(\frac{R}{a}\right) = \left[1 - \left(\frac{R}{a}\right)^2\right]^n$	$\Lambda_{n+1}(u)$	$n = 1$	$72,2 \frac{\lambda}{2a}$	$\arcsin\left(93,4 \frac{\lambda}{2a}\right)$	- 24,6	0,750
		$n = 2$	$84,2 \frac{\lambda}{2a}$	$\arcsin\left(116 \frac{\lambda}{2a}\right)$	- 30,6	0,560
		$n = 3$	$94,5 \frac{\lambda}{2a}$	$\arcsin\left(138 \frac{\lambda}{2a}\right)$	-	0,440
		$n = 4$	$103,7 \frac{\lambda}{2a}$	$\arcsin\left(160 \frac{\lambda}{2a}\right)$	-	0,360
$f\left(\frac{R}{a}\right) = 1 - (1 - \alpha)\left(\frac{R}{a}\right)^2$	$\frac{2\alpha\Lambda_1(u) + (1 - \alpha)\Lambda_2(u)}{1 + \alpha}$	$\alpha = 0,8$	$60 \frac{\lambda}{2a}$	-	- 18,6	0,996
		$\alpha = 0,6$	$61,9 \frac{\lambda}{2a}$	-	- 19,8	0,980
		$\alpha = 0,4$	$64,2 \frac{\lambda}{2a}$	-	- 21,5	0,900
		$\alpha = 0,2$	$67 \frac{\lambda}{2a}$	-	- 23,5	0,870

2.2. Елементарні відомості з геометричної оптики. Оптична властивість параболи

У п 2.1 наведені основні відомості, необхідні для проведення розрахунку ДН антени за відомим розподілом поля у розкритті в наближенні апертурної теорії. Тим самим в апертурному наближенні можна вирішити зовнішню задачу теорії антен. Проте для реалізації цієї програми необхідно попередньо знайти розподіл поля у розкритті антени за відомою діаграмою направленості опромінювача і формою дзеркала, тобто вирішити так звану внутрішню задачу теорії антен (таке "поетапне" розв'язання задачі пов'язано зі складністю розв'язання задачі знаходження поля дзеркальної антени в точній постановці).

Визначення розподілу поля у розкритті дзеркальної антени проводиться звичайно методом геометричної оптики.

Нижче коротко викладені тільки ті питання геометричної оптики, які необхідні для розрахунку дзеркальних антен, тобто питання геометричної оптики, пов'язані з поширенням електромагнітних хвиль в однорідних середовищах і відбитих від ідеальних провідників, що знаходяться в однорідному середовищі.

Геометрична оптика – це наближена теорія. Геометро-оптичне розв'язання задачі тим точніше, чим менше довжина хвилі порівняно з характерними розмірами тіла. Слід особливо відзначити, що наближення геометричної оптики непридатне для розрахунку поля поблизу фокусів, каустик (для будь-якої малої довжини хвилі) [1].

Система рівнянь Максвелла, у наближенні геометричної оптики, переходить в іншу систему рівнянь. При цьому користуються поняттям променів, що являють собою лінії, перпендикулярні до *фронтів (поверхонь рівних фаз)*. У випадку неоднорідного середовища промені є кривими лініями, у випадку однорідного середовища, який нас цікавить, промені є прямими лініями.

Для розрахунків за методом геометричної оптики широко користуються поняттям променевої трубки, що являє собою поверхню, утворену променями, які проходять через кожену точку деякої замкненої лінії.

Основним фактом, що дозволяє просто розраховувати зміну величини поля вздовж променя, є те, що в першому наближенні геометричної оптики енергія за межі променевої трубки не виходить.

Іншим фактом, необхідним для розрахунку дзеркальних антен, є закон відбиття від ідеально провідного тіла в наближенні геометричної оптики.

Добре відомо, що при падінні плоскої електромагнітної хвилі на плоску межу поділу двох середовищ відбита хвиля залишається плоскою і виконується *закон відбиття Снелліуса*: кут падіння дорівнює куту відбиття.

Нехай задана не плоска, а скривлена відбиваюча поверхня. При довільних співвідношеннях радіусів кривини тіла порівняно з довжиною хвилі, характер відбитого поля є дуже складним. Розв'язання задачі значно спрощується, якщо радіус кривини тіла і фронту падаючої хвилі (поблизу тіла) великі в порівнянні з довжиною хвилі. У цьому випадку, відповідно до ідеї геометричної оптики, відбиваючу поверхню вважають локально плоскою і систему відбитих променів за заданою системою променів, що описують падаючу хвилю², відшукують за

² Для того, щоб хвильове поле можна було описувати за допомогою променевого трактування, необхідно, щоб воно було локально плоским, тобто, практично кажучи, щоб радіуси кривини фронту хви-

допомогою такого прийому: у точці падіння променя на відбиваючу поверхню

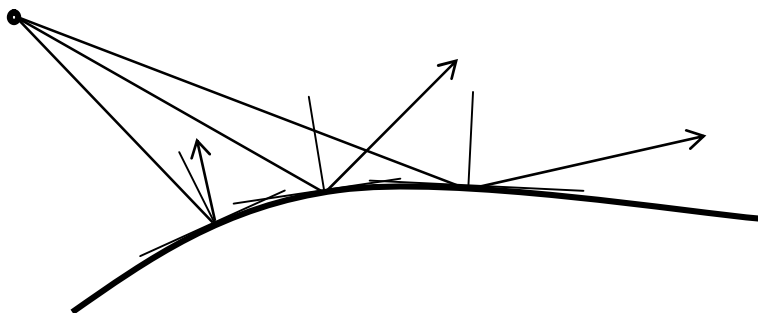


Рисунок 4

проводять площину, дотичну до цієї поверхні, і відбитий промінь шукають за законом Снелліуса, вважаючи, що відбиття відбувається від дотичної площини. Сказане ілюструє рис. 4.

Як приклад застосування методу геометричної оптики наведені зведення про

відбиття сферичної хвилі від ідеально провідного параболоїда, потрібні для розуміння роботи дзеркальної антени. При цьому використовується так звана оптична властивість параболи: нормаль до параболи є бісектрисою кута між фокальним радіусом-вектором і діаметром (рис. 5).

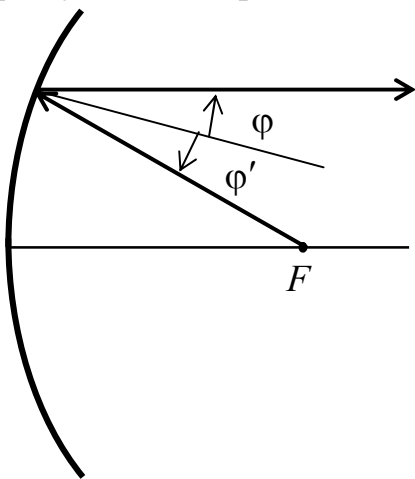


Рисунок 5

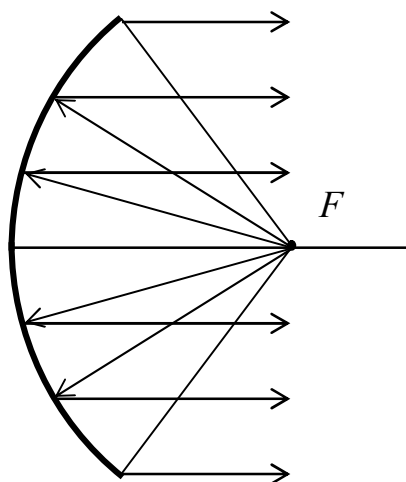


Рисунок 6

Розмістимо у фокусі F ідеально провідного параболоїда обертання джерело сферичної хвилі і припустимо, що мінімальний радіус кривини параболоїда багато більше довжини хвилі. Тоді, як впливає з наведеної властивості параболи в наближенні геометричної оптики, параболоїд обертання перетворить сферичну хвилю в плоску – пучок розбіжних променів трансформується в пучок рівнобіжних променів (рис. 6).

3. ОПРОМІНЮВАЧІ ДЗЕРКАЛЬНИХ АНТЕН

Опромінювач дзеркальної антени є найважливішим її елементом. Тому при проектуванні антени виборі опромінювача слід приділяти значну увагу.

Надалі (див. п. 4) у випадку однодзеркальної параболічної антени саме діаграма направленості опромінювача визначає так званий оптимальний кут розкиву дзеркала, за якого коефіцієнт використання поверхні досягає максимуму.

Опромінювач звичайно являє собою невеличку (порівняно з дзеркалом) антену, що повинна задовольняти цілій низці вимог, з яких можна виділити такі:

- а) мати діаграму направленості, що забезпечує належне опромінення дзеркала і достатньо малий рівень бічних пелюсток;
- б) мати достатньо малі розміри;
- в) якщо дзеркало фокусує пучок променів у точку (фокус) – мати фазовий центр;
- г) зберігати електродинамічні параметри в заданій смузі частот – мати необхідну діапазонність;
- д) пропускати без електричного пробою задану потужність;
- е) забезпечувати можливість повної герметизації фідерного тракту.

Ясно, що поляризаційні характеристики антен також значною мірою визначаються опромінювачем.

На практиці найбільш широкого застосування набули опромінювачі таких типів:

- а) хвилеводно-рупорні; б) вібраторні, що живляться коаксіальним кабелем або хвилеводом; в) щілинні; г) спіральні.

4. ПРОЕКТУВАННЯ ОДНОДЗЕРКАЛЬНОЇ ПАРАБОЛІЧНОЇ АНТЕНИ

Наведемо методику розрахунку однодзеркальної параболічної антени. Завдання на проектування може бути різним. Наприклад, можуть задаватися довжина хвилі, ширина діаграми направленості, рівень бічних пелюсток, поляризаційні характеристики тощо. Для зв'язкових антен часто потрібно, щоб антена на заданій довжині хвилі забезпечувала необхідний коефіцієнт спрямованої дії в головному напрямку.

4.1. Основні геометричні співвідношення

Поверхня параболоїда обертання (див. рис. 7) утворюється обертанням навколо осі z параболи

$$x^2 = 4f_A z, \quad (4.1)$$

де f_A – фокусна відстань.

Надалі використовується також рівняння параболи в полярній системі координат з центром у фокусі

$$\rho = \frac{2f_A}{1 + \cos\psi}. \quad (4.2)$$

Зміст величини ρ і ψ зрозумілий з рис. 7.

Кут ψ_0 називається *кутом розкриву* параболи. Положення точки в апертурі параболи визначається полярними координатами R і ψ_0 (рис. 8), при цьому

$$R = 2f_A \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (4.3)$$

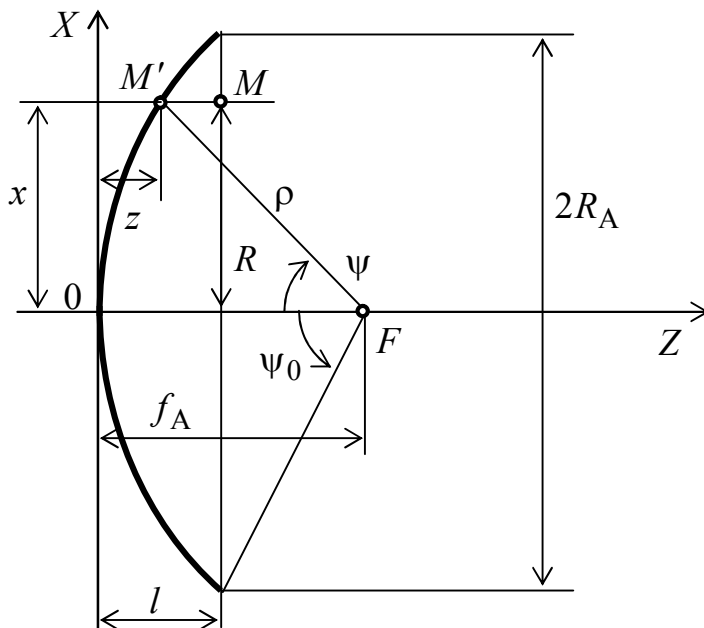


Рисунок 7

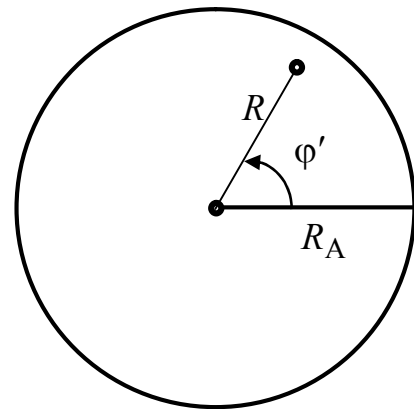


Рисунок 8

Тому радіус розкриву R_A і кут ψ_0 пов'язані співвідношенням

$$R_A = 2f_A \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (4.4)$$

У випадку, коли $\psi_0 < \frac{\pi}{2}$, радіус задовольняє нерівності $R_A < 2f_A$ і такі дзеркала називаються *дрібними*, якщо $\psi_0 > \frac{\pi}{2}$ дзеркало називається *глибоким*.

4.2. Коефіцієнт використання площі однодзеркальної антени

Поняття коефіцієнта використання площі було уведено у розд. 1.

У випадку однодзеркальної параболічної антени результуючий коефіцієнт використання поверхні дорівнює

$$k_{\text{вик}} = k_1 \cdot k_2 \cdot g, \quad (4.5)$$

де k_1 – апертурний коефіцієнт використання поверхні;

k_2 – коефіцієнт використання енергії опромінювача, що показує, яка частина випромінюваної опромінювачем енергії перехоплюється дзеркалом;

g – коефіцієнт, що враховує розсіювання потужності краями дзеркала, опромінювачем, деталями кріплення, а також неточності виготовлення дзеркала.

4.3. Оптимальний кут розкриву

У випадку параболічної антени при заданому діаметрі дзеркала і діаграмі направленості опромінювача добуток $k_1 \cdot k_2$ залежить тільки від кута розкриву дзеркала ψ_0 [3].

У припущенні осьової симетрії діаграми направленості опромінювача оптимальний кут розкриву опромінювача знаходиться з рівняння

$$\sin^2 \frac{\Psi_0}{2} [D(\Psi_0)]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \int_0^{\Psi_0} [D(\Psi)]^{\frac{1}{2}} \operatorname{tg} \frac{\Psi}{2} d\Psi, \quad (4.6)$$

де $D(\Psi)$ – коефіцієнт направленої дії опромінювача в напрямку Ψ .

Діаграми направленості багатьох опромінювачів в основній частині головної пелюстки можуть бути апроксимовані функцією виду $\cos^n \Psi$.

Тому, щоб уникнути необхідності розв'язання рівняння (1.1) звичайно вважають, що діаграма направленості задовольняє умовам

$$F(\Psi) = \begin{cases} \cos^n \Psi, & 0 \leq \Psi \leq \frac{\pi}{2} \\ 0, & \Psi > \frac{\pi}{2}. \end{cases} \quad (4.7)$$

У цьому випадку добуток $k_1 \cdot k_2$ залежить від кута розкриву ψ_0 , як це показано на рис. 9.

З рис. 9 видно, що для кожної діаграми направленості опромінювача існує оптимальний кут розкриву параболі $\psi_{0\text{опт}}$, за яким досягається максимальний коефіцієнт використання площі.

Хід кривих й існування максимуму пояснюється тим, що за заданою діаграмою направленості опромінювача зі зростанням ψ_0 збільшується частка потужності, що перехоплюється дзеркалом, і це призводить до зростання k_2 , але одночасно зростає нерівномірність розподілу поля в апертурі, що веде до зменшення k_1^3 . Наявність максимуму у кривих є результатом протилежної дії згаданих чинників.

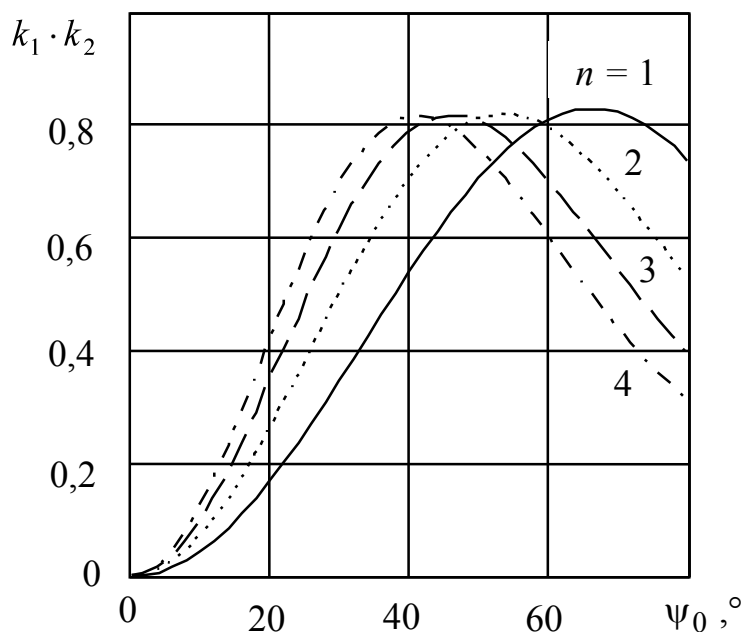


Рисунок 9

³ Див. колонку 7 табл. 1, в якій наведені значення k_1 для різних амплітудних розподілень поля в апертурі.

Слід зазначити, що одержуване з графіків рис. 9 значення для добутку $k_1 \cdot k_2$, яке відповідає оптимальному кутів розкриву $\psi_{\text{опт}}$, є завищеним. Це пояснюється прийнятою ідеалізацією діаграми направленості опромінювача, а саме, при побудові цих графіків було прийнято, що випромінювання при кутах $\psi_0 > \frac{\pi}{2}$ відсутнє.

У зв'язку з викладеним, результуючий коефіцієнт використання площі k_u одностеркальної антени звичайно дорівнює 0,5. Саме ця обставина спочатку стимулювала розробку двостеркальних антен, у яких результуючий коефіцієнт використання площі істотно вище – близько 0,7.

4.4. Методика розрахунку одностеркальної параболічної антени.

Приклад

Нехай необхідно спроектувати одностеркальну антену у вигляді параболоїда обертання, яка повинна забезпечити в головному напрямку коефіцієнт направленої дії $D_{\text{дБ}} = 40$ дБ на середній (робочій) частоті $f = 10$ ГГц. Поляризація поля випромінювання в головному напрямку – лінійна. Опромінювач – конічний рупор. Перетин проектованої антени площиною, що проходить через її оптичну вісь з усіма позначеннями, показано на рис. 7.

При проектуванні можна рекомендувати таку послідовність розрахунку.

1) *Визначення розміру апертури антени.*

За заданим коефіцієнтом направленої дії (КНД) і частотою f знаходимо площу дзеркала. Площа апертури дзеркала, як це впливає з формул (1.10) і (1.11), дорівнює

$$S_A = \frac{D \cdot \lambda^2}{4\pi \cdot k_{\text{вик}}}. \quad (4.8)$$

Для розрахунку площі апертури S_A за формулою (4.8) необхідно попередньо задатися практично досяжним значенням коефіцієнта використання поверхні $k_{\text{вик}}$. Враховуючи, що проектується одностеркальна параболічна антена, величину $k_{\text{вик}}$ звичайно вибирають рівною 0,5 (див. п. 4.2).

Для інших величин, що входять у співвідношення (4.1) мають місце формули

$$D = 10^{\frac{D_{\text{дБ}}}{10}} = 10^{\frac{40}{10}} = 10000,$$

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{10 \cdot 10^9} = 0,03 \text{ м}, \quad c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Тому

$$S_A = \frac{10000 \cdot (0,03)^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 0,5} = 1,432 \text{ м}^2.$$

Апертура антени являє собою коло радіуса R_A

$$R_A = \sqrt{\frac{S_A}{\pi}} = \sqrt{\frac{1,432}{3,14}} = 0,675 \text{ м.}$$

2) *Вибір опромінювача.*

Вище відзначалося, що електричні характеристики дзеркальної антени значною мірою визначаються правильним вибором опромінювача. При виборі опромінювача для антени у вигляді параболоїда обертання варто звернути увагу на те, щоб діаграми направленості опромінювача в площинах векторів E і H були більш близькими одна до одної.

У завданні на проектування заданий опромінювач у вигляді конічного рупора. У Додатку А, де наведені експериментальні діаграми направленості різних опромінювачів, обраному рупору відповідає діаграма направленості на рис. А3.

3) *Визначення геометричних величин опромінювача.*

Враховуючи, що експериментальні виміри діаграми направленості конічного рупорного опромінювача здійснювалися на довжині хвилі $\lambda_{\text{експ}} = 3,2$ см, то для визначення геометричних розмірів опромінювача, який на заданій довжині хвилі λ мав би таку саму діаграму направленості, необхідно його геометричні розміри збільшити в $\lambda/\lambda_{\text{експ}}$ разів, де λ – знайдена раніше робоча довжина хвилі. З огляду на сказане, одержуємо:

$$D_{\text{руп}} = 35 \frac{\lambda}{\lambda_{\text{експ}}} = 35 \frac{0,03}{0,032} = 32,8 \text{ мм,}$$

$$d = 22 \frac{\lambda}{\lambda_{\text{експ}}} = 22 \frac{0,03}{0,032} = 20,6 \text{ мм,}$$

$$L = 30 \frac{\lambda}{\lambda_{\text{експ}}} = 30 \frac{0,03}{0,032} = 28,1 \text{ мм.}$$

Ескіз конічного рупора наведений на рис. А4 Додатку А.

4) *Апроксимація діаграми направленості опромінювача.*

Для наступного визначення оптимального кута розкриття параболоїда ψ_0 необхідно провести апроксимацію діаграми направленості опромінювача в одній з площин функцією виду $\cos^n \psi$, де n – ціле число. Для визначення числа n , за яким апроксимація виявляється найбільш задовільною, доцільно заповнити табл. 2.

Таблиця 2

$\psi, ^\circ$	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$F_{\text{опр}}(\psi)$	1	0,99	0,96	0,91	0,83	0,75	0,66	0,56	0,45	0,36	0,29
$\cos \psi$	1	0,99	0,99	0,97	0,94	0,91	0,87	0,62	0,77	0,71	0,64
$\cos^2 \psi$	1	0,99	0,97	0,93	0,88	0,82	0,75	0,67	0,59	0,50	0,41
$\cos^3 \psi$	1	0,99	0,96	0,90	0,83	0,74	0,65	0,55	0,45	0,35	0,27
$\cos^4 \psi$	1	0,99	0,94	0,87	0,78	0,68	0,56	0,45	0,34	0,25	0,17

Дані для другого рядка табл. 2 ($F_{\text{опр}}(\psi)$) знаходяться за допомогою графіка діаграми направленості заданого опромінювача в одній з площин. Відповідні графіки наведені на рис. А1...А3.

Відповідно до даних табл. 2 на рис. 10 наведені діаграми направленості обраного опромінювача і графіки розрахованих функцій $\cos^n \psi$, $n=1, 2, 3, 4$.

Як видно, найкраща апроксимація відповідає $n = 3$. Це значення n ми використаємо у подальших розрахунках.

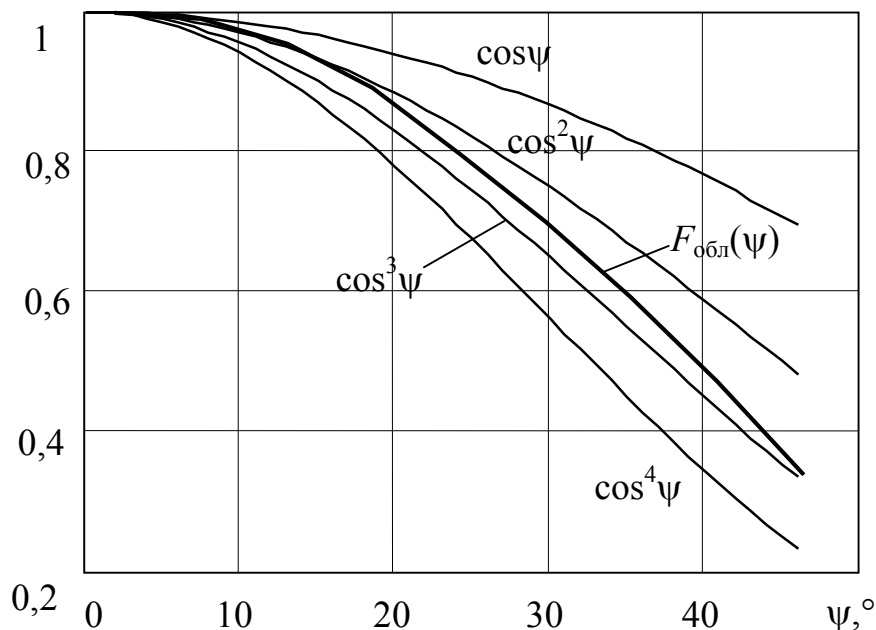


Рисунок 10

5) *Визначення оптимального кута розкриття дзеркала.*

Для визначення оптимального кута розкриття використаємо графіки залежності добутку $k_1 \cdot k_2$ від кута розкриття, наведені на рис. 9 і визначені в попередньому пункті значення $n = 3$.

Як видно з рис. 9, для розглянутого прикладу оптимальний кут розкриття дорівнює $\psi_0 = 46^\circ$.

6) *Визначення фокусної відстані дзеркала.*

Як згадувалося вище, радіус розкриття дзеркала R_A , фокусна відстань f_A і кут розкриття ψ_0 пов'язані співвідношенням

$$f_A = \frac{R_A}{2 \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}}. \quad (4.9)$$

Враховуючи, що радіус розкриття R_A і кут розкриття дзеркала ψ_0 уже визначені, із співвідношення (4.9) знаходимо фокусну відстань антени

$$f_A = \frac{0,675}{2 \operatorname{tg} \frac{46^\circ}{2}} = 0,795 \text{ м.}$$

Таким чином, геометрія антени цілком визначена.

7) Розрахунок профілю дзеркала.

Профіль дзеркала розраховуємо за формулою

$$\rho(\psi) = \frac{2f_A}{1 + \cos \psi} = \frac{2 \cdot 0,795}{1 + \cos \psi}, \quad 0 \leq \psi \leq \psi_0, \quad (4.10)$$

Для розрахунків зручно використовувати таку таблицю.

Таблиця 3

$\psi, ^\circ$	0	5	10	15	20	25	30	35	40	46
$\cos \psi$	1	1	0,99	0,97	0,94	0,91	0,87	0,82	0,77	0,70
$\rho(\psi)$	0,80	0,80	0,80	0,81	0,82	0,83	0,85	0,87	0,90	0,94

Профіль дзеркала за результатами розрахунку показаний на рис. 11.

8) Розрахунок розподілу поля в апертурі антени.

Розподіл поля в апертурі зручно будувати в залежності від нормованої координати $r = R/R_A$. Зміст величин R і R_A зрозумілий з рис. 8. Очевидно, що в той самий час як R змінюється від 0 до R_A , розмір r змінюється від 0 до 1.

Поле в апертурі розраховуємо в наближенні геометричної оптики, про яке говорилося в п. 2.2. При цьому вважаємо, що опромінювач має фазовий центр, який розміщений у фокусі параболоїда. Крім того, вважаємо, що точки поверхні параболоїда розташовані в дальній зоні опромінювача.

Відомо, що параболоїд перетворює сферичну хвилю в плоску, тоді амплітуда поля в точці M в апертурі антени в першому наближенні дорівнює амплітуді поля у відповідній точці M' на поверхні параболоїда (див. рис. 7).

Амплітуда поля в точці M дорівнює

$$A(M) = A(M') = \frac{f_A}{\rho(\psi)} \cdot F_{\text{опр}}(\psi). \quad (4.11)$$

Відповідно до викладеного, для розрахунку розподілу поля в апертурі можна використовувати табл. 4. У другий рядок табл. 4 заносяться значення нормованої діаграми направленості по полю обраного опромінювача.

Таблиця 4

$\psi, ^\circ$	0	5	10	15	20	25	30	35	40	46
$F_{\text{опр}}$	1	0,990	0,960	0,910	0,830	0,750	0,660	0,560	0,450	0,360
f_A / ρ	1	0,997	0,993	0,983	0,970	0,953	0,933	0,910	0,882	0,848
r	0	0,101	0,206	0,310	0,415	0,522	0,631	0,743	0,858	1,000
$A(r)$	1	0,982	0,953	0,890	0,605	0,715	0,616	0,510	0,397	0,301

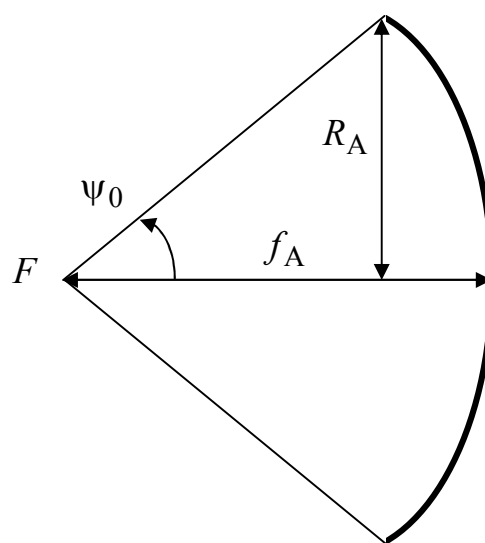


Рисунок 11

За результатами розрахунку будуємо графік залежності поля в апертурі від координати (рис. 12). Для побудови використані дані рядків 4 і 5 табл. 4. Величина α на рис. 12 характеризує рівень поля на краю дзеркала.

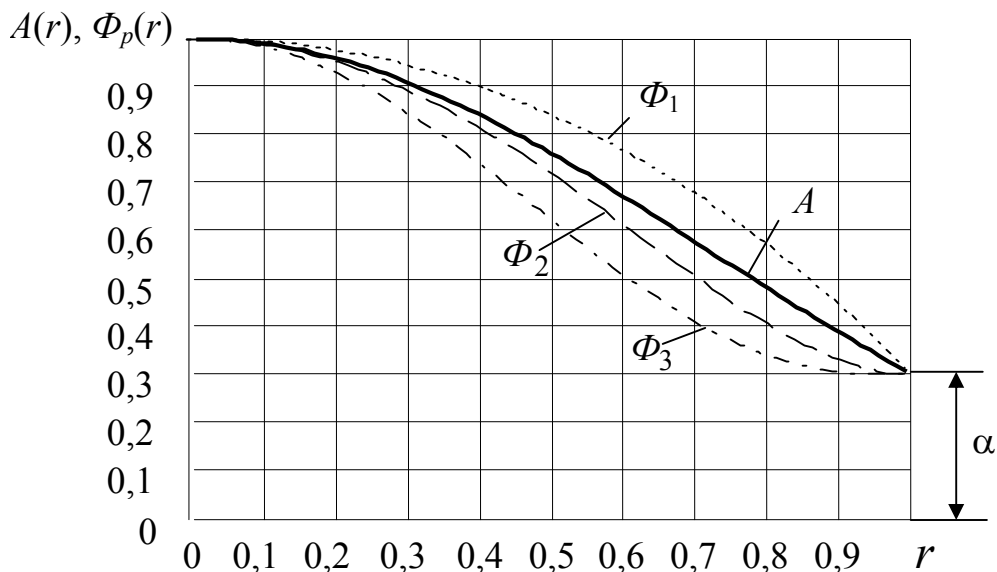


Рисунок 12

9) Апроксимація поля в апертурі антени.

Наступним кроком в розрахунку параболічної антени є апроксимація поля в апертурі функцією $\Phi(r)$, для якої діаграма направленості може бути обчислена в явному вигляді. Прикладом такої функції є функція виду

$$\Phi_p(r) = \alpha + (1 - \alpha) \cdot (1 - r^2)^p, \quad (4.12)$$

де α – рівень опромінення краю дзеркала (рис. 12);

p – ціле число.

Значення числа p знаходиться способом, аналогічним використаному в п. 4. Для визначення p зручно скористатися табл. 5.

За результатами розрахунків будуємо графік розподілу поля в апертурі $A(r)$ і функцій $\Phi_1(r)$, $\Phi_2(r)$, $\Phi_3(r)$, $\Phi_4(r)$, розрахованих за формулою 4.12, наведені на рис. 12.

Таблиця 5

r	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
r^2	0	0,01	0,04	0,09	0,16	0,25	0,36	0,49	0,61	0,81	1,0
$1 - r^2$	1	0,99	0,96	0,91	0,84	0,75	0,64	0,51	0,36	0,19	0
$\Phi_1(r)$	1	0,99	0,87	0,937	0,888	0,825	0,748	0,657	0,552	0,433	0,301
$\Phi_2(r)$	1	0,99	0,95	0,88	0,794	0,694	0,587	0,487	0,390	0,325	0,301
$\Phi_3(r)$	1	0,98	0,92	0,83	0,71	0,60	0,48	0,39	0,33	0,305	0,301

За допомогою цих графіків вибираємо значення $p = 2$, за якого апроксимація виявляється найкращою.

Нормована діаграма направленості, що відповідає розподілу поля (4.12), визначається формулою

$$F(\theta) = \frac{\alpha(1+p)\Lambda_1(u) + (1-\alpha)\Lambda_{h+1}(u)}{\alpha(1+p) + (1-\alpha)}, \quad (4.13)$$

де $u = k \cdot R_A \cdot \sin\theta$, θ – кут між нормаллю до площини апертури антени і напрямком у точку спостереження;

$\Lambda_m(u)$ – лямбда-функція m -го порядку.

Значення функцій $\Lambda_m(u)$, $\Lambda_m(u)$, $\Lambda_m(u)$, $\Lambda_4(u)$ і відповідні графіки наведені у табл. 6 і на рис. 13.

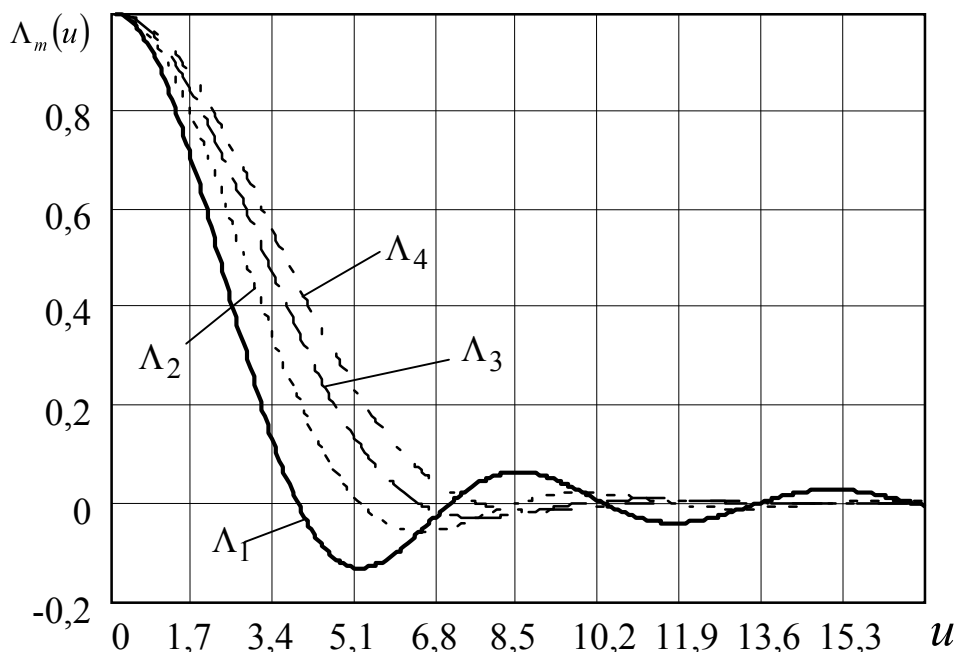


Рисунок 13

10) Розрахунок діаграми направленості антени.

Розрахунок проводимо за формулою (4.13), яка отримана в наближенні апертурної теорії, і дозволяє надійно розраховувати тільки головну пелюстку і декілька найближчих до неї бічних пелюсток (див. п. 2.1).

Проектована антена є гостронаправленою, тому перед проведенням обчислень слід визначити крок зміни кута $\Delta\theta$, з яким доцільно проводити обчислення. Враховуючи, що положення першого нуля діаграми направленості (при рівномірному розподілі поля в апертурі) визначається формулою $\theta_0 = 70 \frac{\lambda}{2R_A}$

град., для розрахунку діаграми направленості можна рекомендувати величину кроку меншу, ніж θ у 4...5 разів, тобто крок доцільно обрати рівним $\Delta\theta = 7 \frac{\lambda}{R_A}$

град. Доцільно також розрахувати діаграму направленості додатково при таких

значеннях аргументу, що дозволили б приблизно встановити положення нулів і максимумів перших двох пелюсток. Визначення положення нулів спрощується тим, що значення діаграми направленості в сусідніх пелюстках відрізняються знаком. Для проведення розрахунку діаграми направленості потрібно знати величини kR_A , α , $\Delta\theta$, p :

$$kR_A = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot R_A = \frac{2 \cdot 3,14}{0,03} \cdot 0,675 = 141,37;$$

$$\alpha = 0,301; \quad \Delta\theta = 7 \cdot \frac{0,03}{0,675} = 0,3^\circ; \quad p = 2.$$

Розрахунки діаграми направленості проводимо з використанням табл. 6.

Кут θ потрібно змінити в таких границях значень, щоб розрахувати головну пелюстку і найближчі до неї дві бічних пелюстки діаграми направленості. За результатами розрахунків побудуємо графік (рис. 12). Для цього використовуємо дані колонок 1 і 6 табл. 6.

Таблиця 6

θ , °	$\sin\theta$	u	$\Lambda_1(u)$	$\Lambda_3(u)$	$F(\theta)$
0	0	0	1	1	1
0,3	0,0052	0,743	0,933	0,966	0,947
0,5	0,0105	1,485	0,749	0,870	0,601
0,9	0,0157	2,227	0,496	0,726	0,596
1,2	0,0210	2,970	0,236	0,557	0,376
1,5	0,0260	3,712	0,026	0,385	0,183
1,8	0,0314	4,454	- 0,098	0,232	0,046
2,1	0,0366	5,196	- 0,132	0,112	- 0,026
2,4	0,4190	5,938	- 0,097	0,031	- 0,041
2,7	0,0470	6,680	- 0,030	- 0,014	- 0,023
3,0	0,0520	7,421	0,031	- 0,029	0,005
3,3	0,0576	8,163	0,062	- 0,025	0,024
3,6	0,0626	8,904	0,057	- 0,014	0,026
3,9	0,0680	9,644	0,027	- 0,002	0,014
4,2	0,0730	10,35	0	0,003	0,003

Використовуючи графіки рис. 14 знайдемо такі параметри розрахованої діаграми направленості:

а) ширину діаграми направленості за половинним рівнем потужності

$$2\theta_{0,5} = 2 \cdot 0,75^\circ = 1,5^\circ;$$

б) ширину діаграми направленості за нульовим рівнем випромінювання

$$2\theta_0 = 2 \cdot 1,95^\circ = 3,9^\circ;$$

в) рівень першої бічної пелюстки

$$\xi_1 = 0,04 .$$

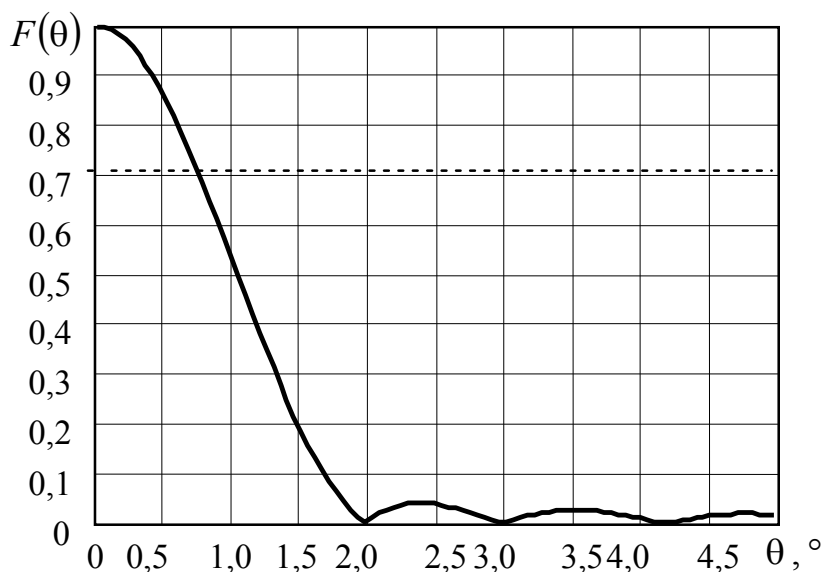


Рисунок 14

11) Розрахунок допусків на виготовлення дзеркала й установку опромінювача.

При визначенні допусків на точність виготовлення дзеркала виходять із максимально допустимої фазової похибки в розкриві дзеркала. Якщо прийняти її рівною $\frac{\pi}{4}$, тоді допустиме відхилення радіуса-вектора поверхні дзеркала $\Delta\rho$ знаходиться з умови

$$\Delta\rho \leq \frac{\lambda}{8(1 + \cos\psi)}, \quad 0 \leq \psi \leq \psi_0 \quad (4.14)$$

де ψ_0 – кут розкриву дзеркала.

Таким чином, допуск у центральній частині поверхні дзеркала дорівнює $\frac{\lambda}{16}$, а з наближення до краю дзеркала допуск стає менш жорстким.

Допустимий зсув фазового центру з фокуса вздовж фокальної осі знаходиться за формулою

$$\Delta f \leq \frac{\lambda}{8(1 - \cos\tau_0)} = \frac{0,03}{8(1 - \cos 46^\circ)} = 0,0123, \text{ м.} \quad (4.15)$$

У свою чергу, допуск на зміщення опромінювача за нормаллю до фокальної осі дорівнює

$$\Delta x \leq \frac{\lambda}{8\sin\psi_0} = \frac{0,03}{8\sin 46^\circ} = 0,0052, \text{ м.} \quad (4.16)$$

З формул (4.15), (4.16) випливає, що для глибоких дзеркал допуск є більш жорстким, ніж для дрібних.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1971.
2. Кочержевский Г.Н. Антенно-фидерные устройства. – М.: Связь, 1972.
3. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. – М.-Л.: Энергия, 1966.
4. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. – Ч. 1. – М.: Связь, 1977.
5. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. – М.: ГИТТЛ, 1956.

ДОДАТОК А

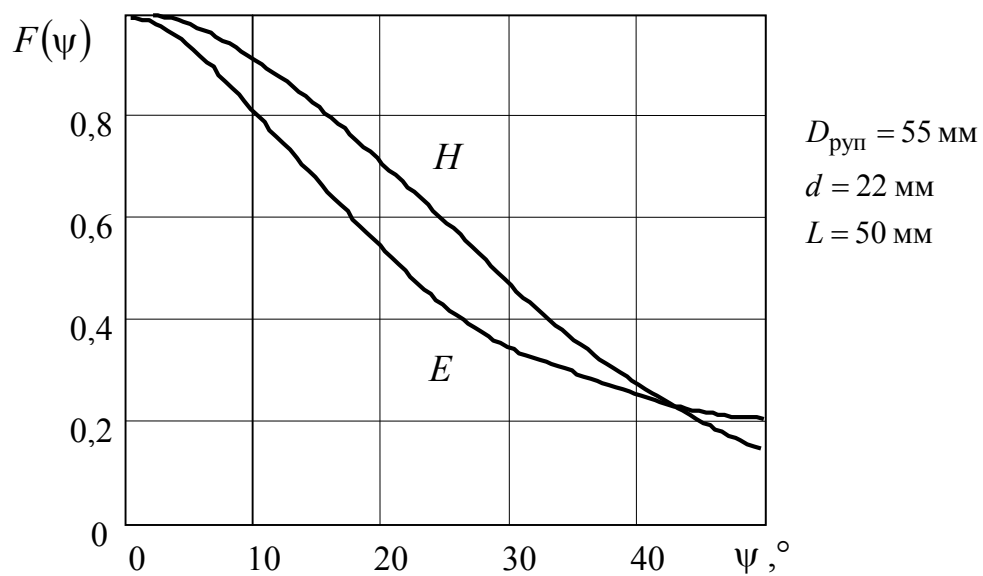


Рисунок А1

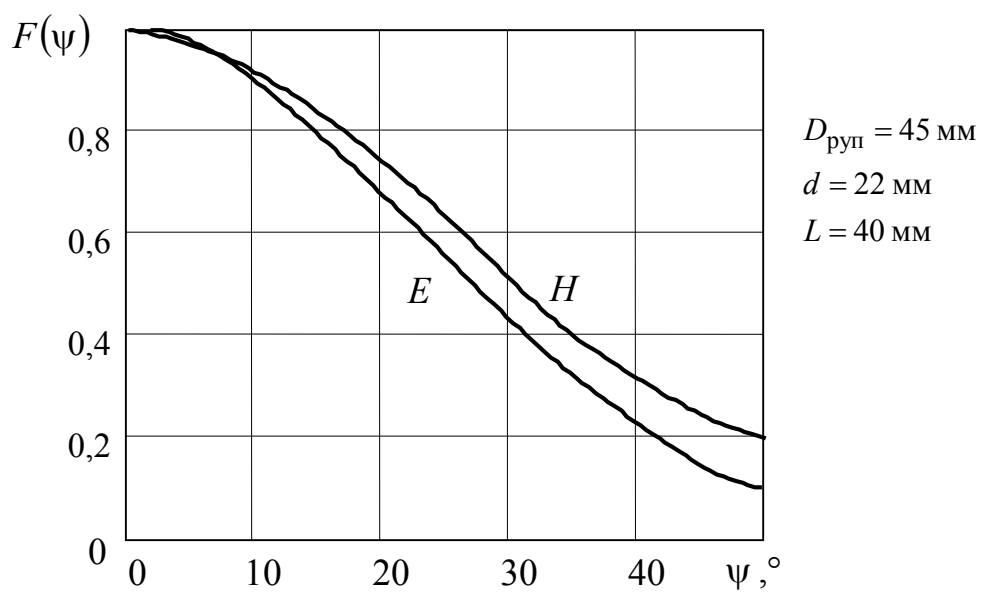


Рисунок А2

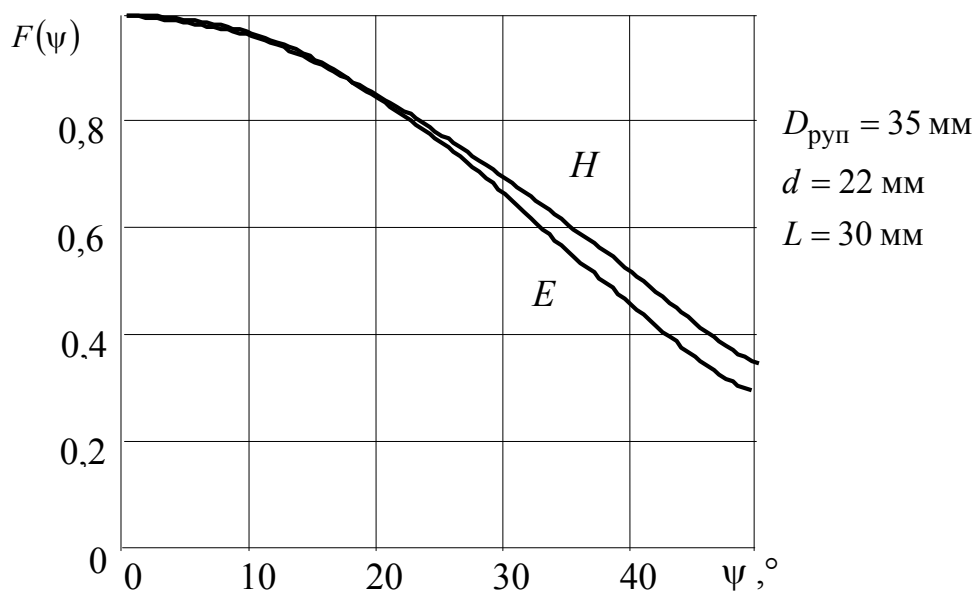


Рисунок А3

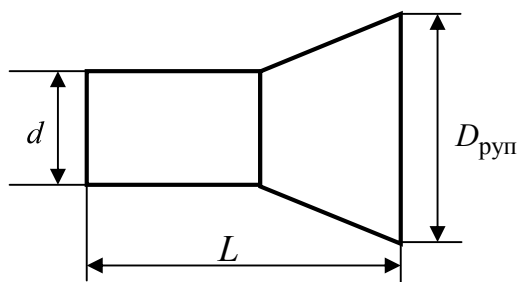


Рисунок А4