

І. П. Заїкін

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВЧ

Частина 3

1997

621.39
3-17

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
Харківський авіаційний інститут ім. М.С. Жуковського

І.П. Заїкін

ПЕРЕОБЛІК 2005

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВЧ

Навчальний посібник до курсового проєктування

Частина 3

Научно-техническая
библиотека
"ХАИ"



mt0056183

НАУКОВО-ТЕХНІЧНА
БІБЛІОТЕКА
Харків ХАІ 1997

УДК 621.396.67

(075.8)

Анени та пристрої НВЧ. Ч.3 / І.П. Заїкін. - Навч. посібник до курсового проектування. - Харків: Харк. авіац. Ін-т, 1997. - 114 с.

Наведено методики розрахунку конструктивних та електричних параметрів дводзеркальних антен Кассегрена (разом з опромінювачами), рупорно-параболічних антен та перископічних антенних систем.

Для студентів, які вивчають дисципліни "Анени і пристрої ДА" та "Анени та пристрої НВЧ".

Іл. 56. Бібліогр.: 32 назви.

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, проф. М.М. Горобець,
канд. фіз.-мат. наук А.П. Касьяненко

І. ДВОДЗЕРКАЛЬНІ АНТЕНИ

Загальними недоліками однодзеркальних антен є незручність підводу виссоочастотної енергії до опромінювача, відносно великі поздовжні розміри (фокусна відстань приблизно дорівнює діаметру розкриття дзеркала) та малі можливості по скануванню при зміщенні опромінювача з фокуса. Довгий фідерний трект і система кріплення опромінювача збільшують м.су антени, затінення розкриття і розсіювання енергії. У випадку застосування окладних опромінювачів (моноімпульсні та сканувачі дзеркальні антени) цей недолік виявляється ще сильніше. При виборі розмірів антени для забезпечення необхідних параметрів у однодзеркальній антені мало ступенів свободи, їх можливості обмежені зміною співвідношення діаметра дзеркала до фокусної відстані, а також зміною у невеликих межах ДС опромінювача [1].

Ця недоліків практично позбавлені багатодзеркальні антени. Їх можна класифікувати за кількістю дзеркал і за формою їх профілю. Таких антен багато, але ми розглянемо найпростішу з них - дводзеркальну антену Кассегрена.

Дводзеркальні антени звичайно мають менші поздовжні розміри порівняно з однодзеркальними, дозволяють більш точно реалізувати необхідні параметри, оскільки можна керувати розмірами та формою більшої кількості елементів (два дзеркала, опромінювач, відстань між ними). У дводзеркальних антенах опромінювач можна розмістити безпосередньо біля вершин великого дзеркала. Це спрощує конструкцію антени (особливо якщо опромінювач складний) та скорочує довжину фідера, що сприяє зменшенню маси антени, збільшенню її КЧД та зменшенню шумової температури.

Можливості дводзеркальних простих та асиметричних систем по скануванню вилхом переміщення окремих елементів антени також вищі, ніж у однодзеркальних. У дводзеркальних антенних системах з'являються додаткові можливості для реалізації ширококутового сканування та зменшення затінення розкриття за допомогою використання малих дзеркал з паралельних провідів (трансфлексорів) та великих дзеркал з поворотом площини поляризації (таїстректорів) [2]. Затінення розкриття цілком усувається в несиметричних дводзеркальних антенах. Дводзеркальні антени зручні для побудови багатоканальних і багатофункціональних систем.

Результати сказане, можна назвати такі переваги дзеркальних антен порівняно з однодзеркальними [3]:

- менші поздовжні розміри;
- суттєво менша довжина фідерного тракту, що дозволяє збільшити відношення "сигнал/шум";
- менша шумова температура, бо розсіяна частина енергії опромінювача спрямована у передню малшумну напівсферу;
- можливість скакування променя без використання високо-частотного обертового зчленування шляхом обертання малого дзеркала;
- більша кількість ступенів свободи та полегшення внаслідок цього проблеми синтезу ДС;
- можливість істотно збільшити коефіцієнт використання поверхні (КВН).

1.1. Властивості антен Кассегрена

Схема Кассегрена була запропонована у 1672 році для побудови оптичних телескопів. Ця схема береться за основу при побудові антенних пристроїв БВЧ при достатньо великому відношенні діаметра дзеркала до довжини хвилі.

Принцип дії дзеркальних антен полягає у перетворенні сферичного хвильового фронту електричної хвилі, яку випромінює джерело, у плоский хвильовий фронт у розкриві антени внаслідок послідовного перевідбиття від двох дзеркал: допоміжного та основного з відповідними профілями.

У класичних схемах Кассегрена використовується така геометрооптична властивість відбиття сферичної хвилі від поверхонь другого порядку: сферична хвиля, яку випромінює джерело з фазовим центром, що збігається з одним із фокусів дозільної поверхні другого порядку, після відбиття від неї знову перетворюється у сферичну хвилю, але з фазовим центром, який збігається з другим фокусом [4].

Основним дзеркалом у схемі Кассегрена є симетрично зрізаний параболоїд обертання з фокусом, розташований у точці F_1 , та фокусною відстанню f , (рис. 1.1). Січня площина Ω (площина розкриву) перпендикулярна до фокальної осі параболоїда F_1F_2 , яка є одночасно віссю симетрії антени.

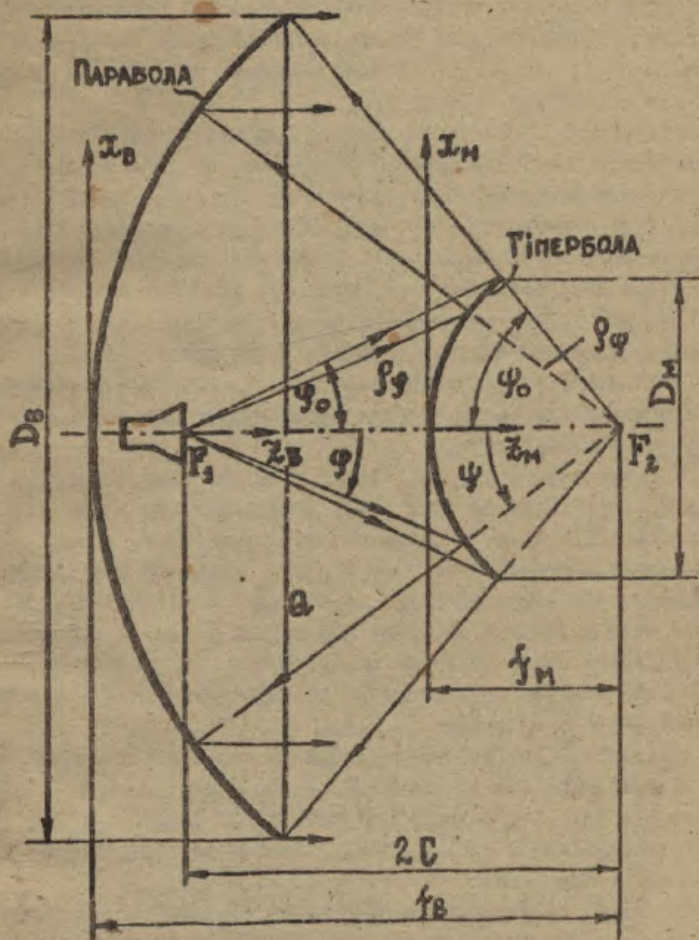


Рис. 1.1. Схема антени Кассегрена

Допоміжне дзеркало - симетрично зрізаний гіперболоїд обертання. Він співфокусний з параболоїдом у точці F_2 . Фокальні осі гіперболоїда та параболоїда збігаються. Другий фокус гіперболоїда F_1 знаходиться на осі симетрії і звичайно розміщений поблизу вершини параболоїда. На рис. 1.1 позначено: Ψ_0 - половина граничного кута розкриття параболоїда (а також гіперболоїда), f_p та f_m - фокусні відстані параболоїда та гіперболоїда відповідно.

На рис. 1.2 зображено взаємне розміщення параболі та гілок гіперболи у схемі Кассегрена. Нагадаємо, що гіперболоїд є двопорожнинною поверхнею, симетричною як відносно фокальної осі, так і відносно площини A , яка проведена перпендикулярно до осі симетрії через середню відстані між фокусами F_1 та F_2 .

Зріз двопорожнинного гіперболоїда площиною креслення показано на рис. 1.2 пунктирними лініями. Як твірна крива малого дзеркала звичайно використовується права гілка гіперболи I, оскільки система з утлутим дзеркалом, то ліва гілка гіперболи II спроможна працювати з дуже довгофокусним параболоїдом, що незручно конструктивно.

Як випливає з рис. 1.2, набір кута розкриття параболічної твірної Ψ_0 нічим не обмежений, оскільки гілки параболі та "опуклої" гіперболи I ніде між собою не перетинаються. При будь-якому значенні кута Ψ_0 промінь, відбитий від малого дзеркала, без перешкод дійде до великого і після відбиття від нього піде у вільний простір. Відповідні точки на поверхнях обох дзеркал можна узяти як крайні точки, які летять на їх кромках. Тому можлива реалізація як довгофокусних, так і короткофокусних антен Кассегрена.

Різниця відстаней від фокусів до довільної точки на поверхні гіперболоїда стала, тобто $r_2 - r_1 = 2a$, де $2a$ - відстань між його вершинами (див. рис. 1.2). Відстань між фокусами гіперболоїда $2c = 2a + 2f_m$. Ексцентриситет твірної гіперболи $e = c/a > 1$.

У схемі Кассегрена фазовий центр дзеркала сполучається з другим фокусом гіперболоїда F_1 . Внаслідок зазначеної вище властивості відбита від поверхонь другого порядку хвиля, яку створює дзеркало, після відбиття від поверхні гіперболоїда знову



Рис. 1.2. Взаємне розміщення параболи та гілок гіперболи

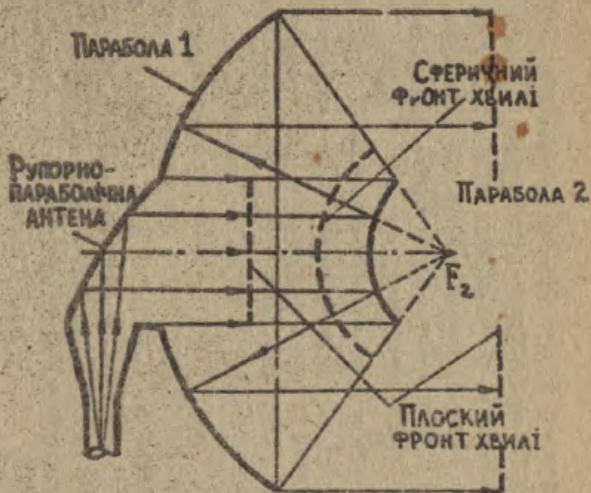


Рис. 1.3. Опромінення допоміжного дзеркала плоскою хвилею

стає сферичною з уявним фазовим центром F_2 . Але, оскільки цей центр сполучений з фокусом параболоїда, дальший хід променів у антені виявляється таким самим, як і у звичайної однодзеркальної антени з параболічним рефлектором, який опромінюється з фокуса. Отже, у площині розкриття дводзеркальної антени утвориться плоский хвильовий фронт.

Зазначимо, що поодиноким випадком описаної схеми є схема з опромінюванням допоміжного дзеркала плоскою хвилею. Схема дводзеркальної антени з відбивними дзеркалами у вигляді двох конфокальних параболоїдів 1 та 2 і з опромінювачем у вигляді рупорно-параболічної антени зображено на рис. 1.3. Формально таку схему можна одержати шляхом віддалення другого фокуса гіпербола F_1 у нескінченність. При цьому гіперболоїд трансформується у параболоїд 2 ($e = 1$) з фокусом у точці F_1 . Параболоїд 2 опромінюється плоскою хвилею, яка поширюється уздовж фокальної осі. Внаслідок властивості відбиття від поверхонь другого порядку відбита хвиля стає сферичною з уявним фокусом у точці F_2 , а тому параболоїд 1 буде формувати плоский фронт хвилі.

Якщо значення ексцентриситету нескінченне, гіперболічна поверхня вироджується у площину. Допоміжне дзеркало схеми Кассегрена у цьому випадку є диском, а фазовий центр опромінювача та уявний фокус відбитої хвилі F_2 (дзеркальне відображення джерела) розміщені на однаковій відстані від диска (рис. 1.4).

1.2. Аналіз антени Кассегрена

1.2.1. Формули, які характеризують геометрію дзеркал

Криві другого порядку - твірні криві поверхонь відбивних дзеркал - мають ряд загальних закономірностей.

Рівняння кривої другого порядку (рис. 1.5), записано у полярних координатах ρ , ψ відносно ближнього фокуса F_2 , має вигляд

$$\rho_{\psi} = \frac{f_m(1+e)}{1+e\cos\psi}, \quad (1.1)$$



Рис. 1.4. Схема з плоским допоміжним дзеркалом



Рис. 1.5. Геометрія основного та допоміжного дзеркал

10

де f_M - фокусна відстань кривої, тобто відстань від вершини кривої до ближнього до неї фокуса; e - ексцентриситет кривої.

Залежно від значення ексцентриситету рівняння (I.1) описує такі криві: $e = 0$ - коло; $e = 1$ - парабола; $0 < e < 1$ - сім'ю гіпербол, $e = \infty$ - пряму.

Рівняння тієї самої кривої другого порядку, але записане відносно дальнього фокуса F_2 , має вигляд

$$\rho_{\psi} = \frac{f_M(1+e)}{|1-e \cos \psi|}, \quad (I.2)$$

відстань від вершини кривої до дальнього фокуса -

$$\rho_0 = f_M \left(\frac{1+e}{1-e} \right).$$

Кути φ та ψ (див. рис. I.5) зв'язані між собою та ексцентриситетом кривої загальним співвідношенням

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \left(\frac{e+1}{e-1} \right) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}. \quad (I.3)$$

На рис. I.6 взаємозв'язок між φ та ψ (а тому між φ_0 та ψ_0) подано графічно. Як параметр узято ексцентриситет гіперболи.

I.2.2. Еквівалентний параболоїд

У наближенні геометричної оптики дводзеркальна антена може бути зведена до еквівалентної їй за розподілом поля у розкритій однодзеркальній антені такого самого діаметра. Продовжимо довільний промінь I джерела (рис. I.7) за поверхню допоміжного дзеркала. Продовжений промінь I' у деякій точці Q перетнеться з дійсним променем I , відбитим від основного дзеркала. З рис. I.7 видно, що

$$\rho_n \sin \psi = \rho_s \sin \varphi. \quad (I.4)$$

Згідно з рівнянням параболоїда [2] або за формулою (I.1) при $e = 1$

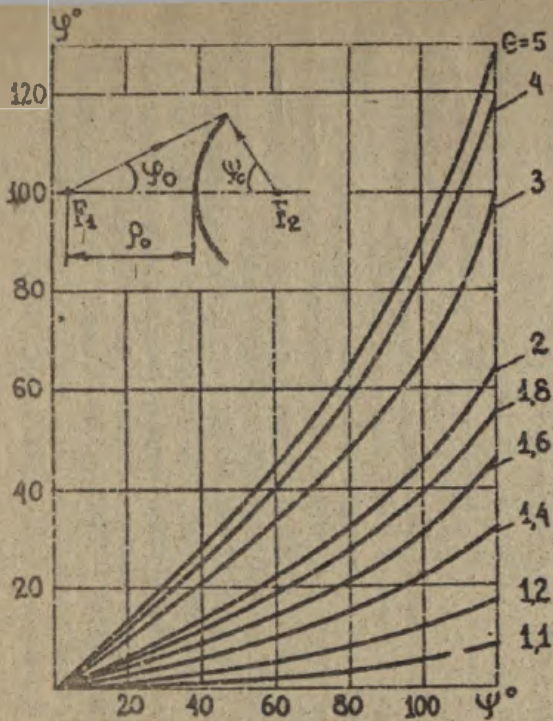


Рис. 1.6. Взаємозв'язок між кутами ψ та ψ_0 у схемі Кассегрена

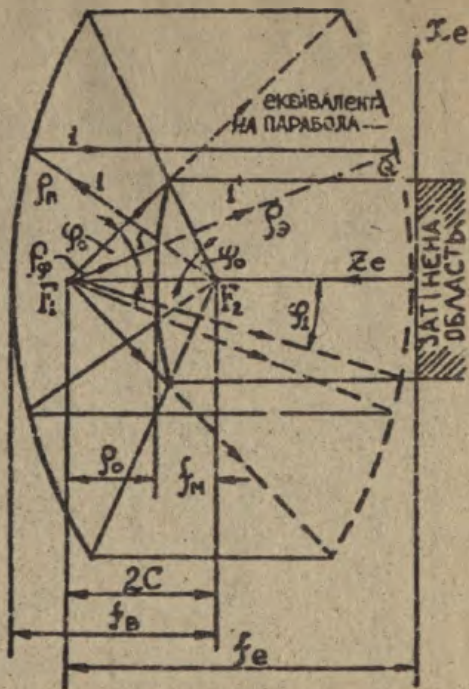


Рис. 1.7. Еквівалентная парабола

$$\rho_n = \frac{2f_a}{1 + \cos \psi}$$

Після підстановки ρ_n у (I.4) знаходимо

$$\rho_z = 2f_a \frac{\operatorname{tg} \psi/2}{\sin \psi}, \quad (\text{I.5})$$

а після використання (I.3) -

$$\rho_z = \frac{2f_e}{1 + \cos \psi}, \quad (\text{I.6})$$

де

$$f_e = f_a \left(\frac{e+1}{e-1} \right). \quad (\text{I.7})$$

Рівняння (I.6) описує параболу з фокусною відстанню f_e . Побудована таким чином параболу є твірною кривою так званого еквівалентного параболоїда. Із залежності (I.7) випливає, що еквівалентна параболу довгофокусніша, ніж вихідна, але розподіля амплітуд у розкривах дводзеркальної антени та еквівалентної їй однодзеркальної будуть однакові [4].

Можливість побудови однодзеркальної антени, еквівалентної за розподілом поля у розкриві вихідній дводзеркальній, у ряді випадків спрощує аналіз останньої та дозволяє краще зрозуміти характерні особливості роботи дводзеркальних антен. Зокрема, переобладнання однодзеркальної антени у дводзеркальну еквівалентне заміни вихідної однодзеркальної іншою однодзеркальною такого самого діаметра, але із збільшеною фокусною відстанню. Це є важливою позитивною особливістю дводзеркальних антен, бо збільшення фокусної відстані полегшує одержання високого апертурного КВЛ, накладає менш жорсткі вимоги на устанавлення опромінювача в антені та їн. У той же час потрібно відзначити, що можливість заміни дводзеркальної антени еквівалентною однодзеркальною впливає із законів геометричної оптики і ними ж обмежена. Зокрема, дифракційні ефекти у дводзеркальній антені (крос-поляризація, рівень бокових пелюток та їн.) не можуть бути визначені шляхом аналізу еквівалентної однодзеркальної схеми.

1.2.3. Трансформація амплітуд поля внаслідок послідовного відбиття від допоміжного та основного дзеркал

Форма ДС поля, відбитого від малого дзеркала, визначається із співвідношення [4]

$$F_1(\psi) = \frac{R_{\psi_0} R_{\psi}}{R_{\psi_0} R_{\psi}} F_{\text{опр}}(\psi) = q_r(\psi) F_{\text{опр}}(\psi), \quad (1.8)$$

де $F_{\text{опр}}(\psi)$ - нормована ДС дзеркала, яку для спрощення вважаємо осесиметричною; $R_{\psi_0} = R_0$ та $R_{\psi_0} = f_m$ - відповідно значення R_{ψ} та R_{ψ} при $\psi = \psi = 0$. З цієї залежності видно, що величина $q_r(\psi)$ являє собою коефіцієнт перетворення (трансформації) однієї діаграми у другу.

Використавши співвідношення (див. рис. 1.5)

$$R_{\psi} \sin \psi = R_{\psi} \sin \psi$$

та залежність

$$\frac{\sin \psi}{\sin \psi} = \frac{\sqrt{1 - \mu^2}}{1 + \mu \cos \psi},$$

де $\mu = 2e / (1 + e^2)$, яка впливає з (1.3), знайдемо для величини $q_r(\psi)$, нормованої до значення при $\psi = 0$, вираз

$$q_r(\psi) = \frac{1 + \mu}{1 + \mu \cos \psi}. \quad (1.9)$$

Графік цієї залежності для різних фіксованих значень ексцентриситету e зображено на рис. 1.8. З нього видно, що у відбитому від малого дзеркала полі відбувається відносний перерозподіл амплітуд, еквівалентний концентрації енергії поля у площині розкриву в напрямку від центра основного дзеркала до його периферії. Оскільки у формі ДС рулорних опромінювачів розподіл амплітуд звичайно має зворотний характер, сумарна дія обох факторів дозволяє дещо підняти рівень опромінювання периферії основного дзеркала порівняно з рівнем опромінювання периферії в однодзеркальній схемі.

Розподіл амплітуд $R_0(\psi)$ на параболічному дзеркалі визначається залежністю

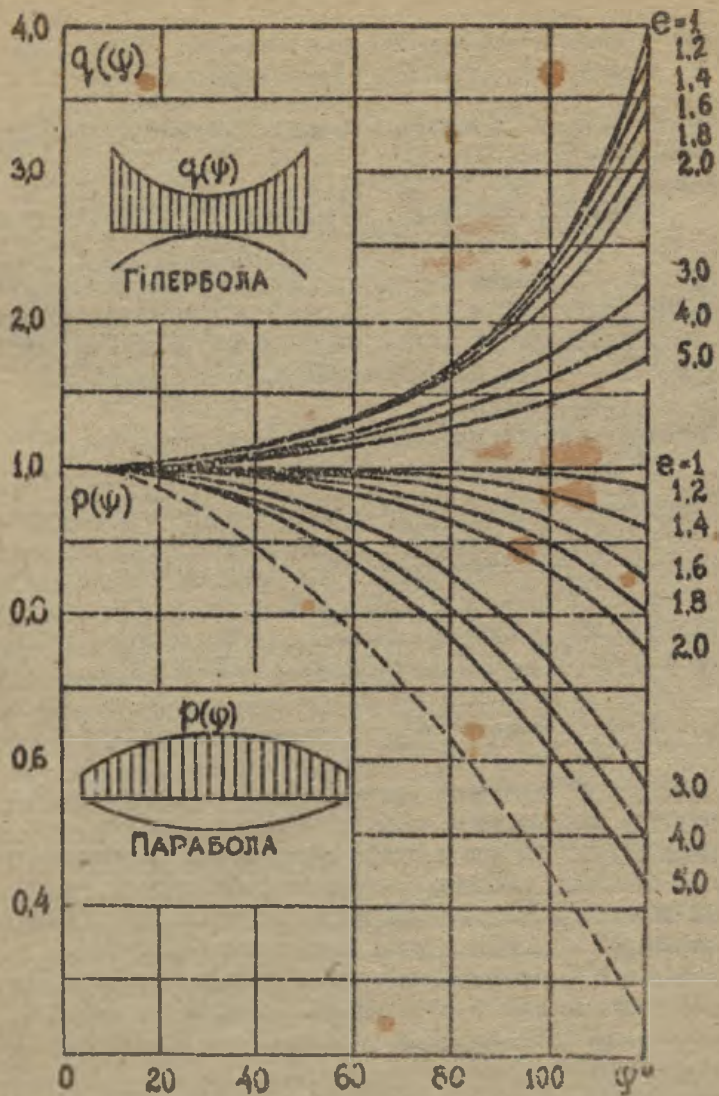


Рис. 1.8. Амплітудний розподіл у розкривах малого та великого дзеркал при непрямоному опроміненні $F_0(\psi) = 1$.

$$\rho_0(\psi) = \frac{I_0}{\rho_n} F_1(\psi).$$

Підстановка сюда значень ρ_n та $F_1(\psi)$ з (I.8) дає

$$\rho_0(\psi) = \frac{(1+\mu)\cos^2\psi/2}{1+\mu\cos\psi} F_{\text{опр}}(\psi). \quad (\text{I.10})$$

Для заданого ψ відповідні йому значення ρ розраховуються за формулою (I.3) або за графіками рис. I.6.

Як відомо із геометричної оптики і з того, що випливає із співвідношення (I.10), розподіл амплітуд на поверхні параболоїда ($e = 1$) переноситься без спотворення (трансформації) у розкрив антени. Відповідно до цього вираз (I.10) характеризує розподіл амплітуд поля у розкритій антені, а також у розкритій еквівалентного параболоїда. На рис. I.8 зображена нормована функція перерахунку амплітуд поля джерела до розподілу амплітуд у розкритій

$$\rho(\psi) = \frac{(1+\mu)\cos^2\psi/2}{1+\mu\cos\psi} \quad (\text{I.11})$$

для різних фіксованих значень ексцентриситету допоміжного дзеркала, причому $\rho(\psi) \leq 1$. Як виходить з рис. I.8, коефіцієнт $\rho(\psi)$ при $e \neq 1$ зменшується у напрямку від центра розкриття до периферії тим більше, чим більшим вибрано кут розкриття основного параболічного дзеркала ψ_0 .

Треба відзначити, що ДС первинних джерел в однодзеркальній та дводзеркальній антенах при однаковому куті розкриття параболоїда повинні бути суттєво різними. Дійсно, в однодзеркальній антені кут опромінювання великого дзеркала з фокуса дорівнює повному куту розкриття параболоїда $2\psi_0$, а в дводзеркальній - $2\psi_0$ (еквівалентний параболоїд). Кут ψ_0 завжди помітно менший за кут ψ_0 . Тому для однодзеркальних антен потрібні опромінювачі з ширококутовими ДС, а для дводзеркальних - з більш вузькими ДС, причому варіація їх ширини можлива у достатньо широкі межах. У дводзеркальних антенах як опромінювачі широко використовуються рупорні антени та їх модифікації. Це значно розширює можливості вибору оптимального рішення при проектуванні дводзеркальної антени.

1.2.4. Зведення розрахункових формул

Дано зведення формул, згідно з якими можна розраховувати симетричні характеристики антени:

$$e = \frac{\sin [(\psi_0 + \varphi_0)/2]}{\sin [(\psi_0 - \varphi_0)/2]} ; \quad (1.12)$$

$$\frac{4f_B'}{D_M} = \frac{f_e}{f_B} = \frac{f_0}{f_M} = \frac{e+1}{e-1} ; \quad (1.13)$$

$$f_M = \frac{D_M}{4} \frac{\cos [(\psi_0 + \varphi_0)/2]}{\sin \psi_0/2 \cos \varphi_0/2} ; \quad (1.14)$$

$$\frac{R_B}{2f_M} = \operatorname{tg} \frac{\psi_e}{2} ; \quad (1.15)$$

$$2C = \frac{D_M}{2} \frac{\sin (\psi_0 + \varphi_0)}{\sin \psi_0 \sin \varphi_0} ; \quad (1.16)$$

$$2a = \frac{D_M}{2} \left(\frac{1}{\sin \varphi_0} - \frac{1}{\sin \psi_0} \right) ; \quad (1.17)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\psi_1}{2} = \left(\frac{e-1}{e+1} \right)^2 ; \quad (1.18)$$

$$\frac{D_M}{D_B} = \frac{e-1}{e+1} \operatorname{ctg} \frac{\psi_1}{2} . \quad (1.19)$$

Як незалежні змінні взято такі параметри: D_B та D_M - діаметри великого та малого дзеркал відповідно; ψ_0 - кут розкриття твірної параболі; φ_0 - кут опромінювання джерелом країв

малого дзеркала.

Діаметр допоміжного дзеркала D_M має бути малим для зменшення затінення розкриву параболоїда. Але при зменшенні допоміжного дзеркала необхідно зужувати ДС опромінювача, що призводить до збільшення його розмірів, а тому і ко збільшування затінення розкриву опромінювачем. Оптимальними співвідношення будуть у випадку, коли затінення, яке створить мале дзеркало, дорівнюватиме затіненню розкриву опромінювачем (рис. 1.9) [3].

$$D_M / f_0 = D_0 / 2C, \quad (1.20)$$

$$2\varphi_0 \approx D_M / 2C, \quad (1.21)$$

де D_0 - розмір розкриву опромінювача.

Якщо $2\theta_0 = 2\alpha \cdot \lambda / D_0$ - ширина ДС опромінювача "за нулями" ($\alpha = 1, 1.1 \dots 1.3$ - коефіцієнт, який враховує амплітудний розподіл у розкриві опромінювача), то вимога

$$2\varphi_0 \approx 2\theta_0$$

дає

$$2\alpha \lambda (2C) \approx D_M \cdot D_0. \quad (1.22)$$

Розв'язавши сумісно (1.20) та (1.22), знайдемо співвідношення для оптимальних розмірів дводзеркальної антени:

$$D_M = \sqrt{2\alpha \lambda f_0}; \quad (1.23)$$

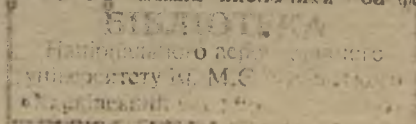
$$D_0 = 2C \sqrt{2\alpha \lambda / f_0}. \quad (1.24)$$

Тоді згідно з (1.13) ексцентриситет дорівнюватиме

$$e = \left(1 + \frac{4f_0}{D_M}\right) / \left(\frac{4f_0}{D_M} - 1\right). \quad (1.25)$$

На рис. 1.10 наведено залежність ексцентриситету твірної гіперболи від значень кутів φ_0 та ψ_0 . Значення e , які найчастіше використовуються, знаходяться у межах $e = 1.2 \dots 2$.

Зв'язок між кутами φ_0 та ψ_0 можна визначити за формулою (1.3):



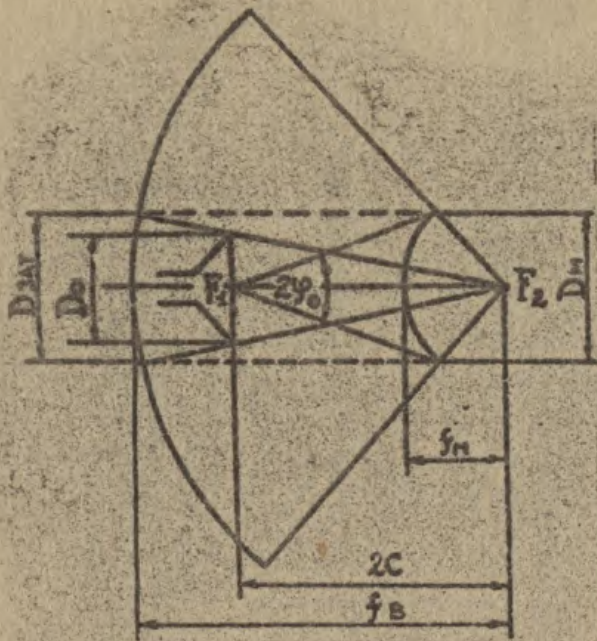


Рис. 1.9. Затінення основного дзеркала

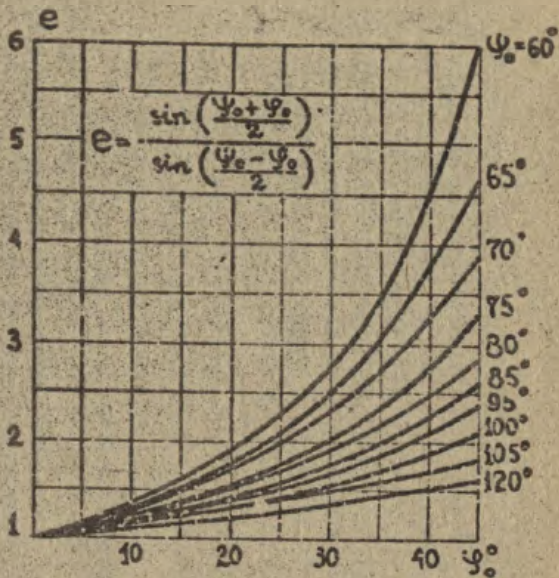


Рис. 1.10. Залежність ексцентриситету твірної гіперболи від кутів розкриття ψ_0 та ψ_0

$$\varphi_0 = 2 \arctg \left[\left(\frac{e-1}{e+1} \right) \operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2} \right]. \quad (1.26)$$

У формулі (1.18) фігурує кут φ_0 . Це кут опростинження джерелом кромки затіненої частини еквівалентного параболоїда (див. рис. 1.7).

Значення наведених параметрів звичайно визначаються заздалегідь з конструктивних вимог та необхідного підсилення антени.

1.2.5. Результуючий КВЧ антени Кассегрена

Дводзеркальні антени складніші за конструкцією, ніж однодзеркальні, і відповідно є більше причин, внаслідок яких КСД антени може спадати, а ДС погіршуватися. Це, наприклад, затінення площини розкриття малим дзеркалом та конструкціями його кріплення на великому, розсіянні полх джерела на малому дзеркалі та ін. Але у дводзеркальних антенах є додаткові і досить суттєві можливості покращення їх характеристик: регулювання у певних межах амплітудного розподілу в розкритті, застосування опромінювачів з кращими електричними характеристиками та ін.

Для дводзеркальної антени коефіцієнт підсилення

$$G_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_p \nu_{рез} = \frac{\pi^2 D_A^2}{\lambda^2} \nu_{рез}, \quad (1.27)$$

де S_p - площа розкриття антени; $\nu_{рез}$ - результуючий КВЧ, що визначається як добуток ряду співмножників, хочен з яких ураховує вплив одного будь-якого фактора, а саме

$$\nu_{рез} = \nu_a \cdot \eta_0 \cdot \eta_\varphi \cdot \eta_\alpha \cdot \eta_\beta \cdot \eta_\gamma \cdot \eta_\delta \cdot \eta_\epsilon \cdot \eta_\zeta \cdot \eta_\eta = \nu_a \eta_A, \quad (1.28)$$

де η_A - результуючий ККД антени.

Формула (1.28) справедлива, якщо жоден із співмножників достатньо близький до одиниці.

Величина ν_a - апертурний КВЧ - ураховує втрати підсилення внаслідок нерівномірності амплітудного розподілу в площині розкриття. Використовуючи наведене вище поняття еквівалентного параболоїда та формулу для визначення ν_a однодзеркальної антени [2], знаходимо

$$V_a = 2 \operatorname{ctg} \frac{\varphi_a}{2} \frac{\left| \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}^2(\varphi, \xi) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} d\varphi d\xi \right|^2}{2\pi \int_{\varphi_1}^{\pi} \int_0^{2\pi} |F_{\text{опр}}(\varphi, \xi)|^2 \sin \varphi d\varphi d\xi}, \quad (I.29)$$

де ξ - кут, який відлічується від осі OX у площині розкриття. Якщо поле джерела має осьову симетрію, то інтеграл по ξ дорівнює 2π і вираз (I.29) спрощується.

Формула (I.29) ураховує ефект затінення площини розкриття малим дзеркалом. Треба відзначити, що у гнзодзеркальних антенах наявність малого дзеркала, яке створить тінюву пилу в розкритті, не дає можливості одержати стабільний розподіл уздовж усієї площини розкриття.

Величина апертурного КВН, що відповідає сталому розподілу амплітуд уздовж освітленої частини площини розкриття V_a^p при осесиметричній ДС джерела, можна знайти, якщо у (I.29) підставити вираз $F_{\text{опр}}(\varphi) = 1/\cos^2 \varphi/2$. Тоді

$$V_a^p = 1 - \left(\frac{D_M}{D_B} \right)^2.$$

В останній формулі, проте, не взято до уваги, що в антені Кассегрена частина потужності джерела втрачається двічі: один раз - на власне затінення, яке зменшує V_a на величину $(D_M/D_B)^2$, і другий - на зворотне розсіяння малим дзеркалом плоскої хвилі, яка попадає на нього після відбиття від великого дзеркала. Обидва ефекти можна врахувати з допомогою наближеної формули

$$V_a^p = 1 - 2k_1 \left(\frac{D_M}{D_B} \right)^2, \quad (I.30)$$

де k_1 - коефіцієнт, який ураховує характер розподілу в площині розкриття. При сталому розподілі $k_1 = 1$. Якщо, як це звичайно буває, густина енергії у центральній частині дзеркала більша, ніж на периферії, то $k_1 > 1$ [4].

Коефіцієнт η_0 перехоплення енергії джерела малим дзеркалом визначається залежністю

$$\eta_0 = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}^2(\varphi, \xi) \sin \varphi d\varphi d\xi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}^2(\varphi, \xi) \sin \varphi d\varphi d\xi}. \quad (I.31)$$

Коефіцієнт η_{ϕ} ураховує втрати підсилення внаслідок нерівномірності фазового розподілу в розкритті. Основними причинами порушення синфазності поля у розкритті є відхилення фазового фронту поля джерела від однорідного (сферичного або плоского, залежно від схеми) та вплив неточності виготовлення поверхні основного відбивача. Звичайно η_{ϕ} визначається одночасно з η_a за формулою (I.29) підстановкою в неї комплексного амплітудно-фазового розподілу $F_{\text{опр}}(\varphi, \xi) \cdot \exp[-i\Delta\Phi(\varphi, \xi)]$, де $\Delta\Phi$ - фазовий розподіл уздовж сферичного хвильового фронту джерела. Функція $\Delta\Phi$ у розкритті антени може бути подана як сума систематичної та випадкової помилок. Квадратичну складову систематичної помилки на даній частоті можна скомпенсувати переміщенням опромінювача "рупор - мале дзеркало" уздовж осі симетрії антени. При проектуванні х антени Кассегрена цей фактор ураховують, поклавши $\eta_{\phi} \approx 0,955$ (0,2 дБ). Якщо відомий амплітудно-фазовий розподіл у розкритті антени $A(R, \xi)$, то η_a необхідно визначити за формулою [5]

$$\eta_a = \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} A(R, \xi) R dR d\xi \right|^2}{\pi R_0^2 \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} |A(R, \xi)|^2 R dR d\xi}, \quad (I.32)$$

де R_0 - радіус великого дзеркала.

Коефіцієнт $\eta_{\Pi} = (P_{\Sigma} - P_{\kappa})/P_{\Sigma}$ ураховує втрати підсилення внаслідок переходу частини випромінюваної енергії у крос-поляризовану складову поля. Тут P_{κ} - потужність поля крос-поляризації, а P_{Σ} - повна потужність, яку випромінює антена. Засоби боротьби з крос-поляризаційним ефектом розглянуті у [2].

Коефіцієнт $\eta_d = (P_{\Sigma} - P_d)/P_{\Sigma}$ ураховує втрати підсилення внаслідок дифракційного розсіювання поля джерела на кромках дзеркал та на елементах їх кріплення. Тут P_d - потужність, розсіяна у результаті дифракції. При проектуванні можна взяти $\eta_d = 0,89 \dots 0,955$, тобто $\eta_d = 0,2 \dots 0,5$ дБ.

Коефіцієнт η_3 ураховує втрати підсилення внаслідок затінення випромінювача розкриття конструкціями кріплення допоміжного дзеркала. Вплив конструкцій, які знаходяться у полі плоскої хвилі, яку формує основне дзеркало, розраховується за формулою

[5]

$$\eta_s = \left| 1 - \frac{\int A(R, \xi) ds}{\int A(R, \xi) ds} \right|, \quad (1.33)$$

де S_s - площа затіненої частини розкриву; S - загальна площа дзеркала; $A(R, \xi)$ - розподіл поля у розкритті незатіненої апертури.

У дводзеркальній антені частина конструкцій кріплення може затінювати хвилю, яка поширюється від малого дзеркала у бік великого (рис. 1.11, а). Внаслідок розбіжності сферичної хвилі площа "тіні" від невеликих за габаритами елементів кріплення може перевершувати площу тіні від більших елементів, які розміщені у полі плоскої хвилі (рис. 1.11, б). Тому у формулу (1.33) необхідно додатково внести величину площ затінення площини розкриву елементами конструкцій за сферичною хвилею.

Коефіцієнт η_n ураховує втрати підсилення внаслідок неточності виготовлення поверхонь основного та допоміжного дзеркала. Вплив неточності виготовлення основного дзеркала можна розраховувати за формулами, наведеними в [2] для однодзеркальної антени. Розрахунки та експеримент показують, що, коли відхилення поверхні малого дзеркала від теоретичної не перевищує $(0,01 \dots 0,02)\lambda$, втрати підсилення нехтувано малі. Ці умови для малого дзеркала звичайно легко задовольняються.

Коефіцієнт η_d ураховує втрати підсилення внаслідок неточного установлення в антені рупора та малого дзеркала як поміж собою, так і відносно великого дзеркала. Допустимі відхилення дільно визначати для кожного типу антен експериментально. Довгофокусні антени менш критичні у настройці, ніж короткофокусні.

Коефіцієнт $\eta_{сх}$ урахує втрати підсилення у захисному сховищі антени; його величина залежить від матеріалу, форми та товщини сховища, а також від метеорологічних умов і може різко зростати, наприклад, у випадках ожеледі та дощу.

Коефіцієнт η_r урахує зменшення підсилення внаслідок теплових втрат у відбивних поверхнях та через наявність лакофарбових покриттів.

Важливими характеристиками антен космічного зв'язку є також шумова температура $T_{ш}$ та "шумова добротність", яка дорівнює відношенню коефіцієнта підсилення G антени до повної (су-

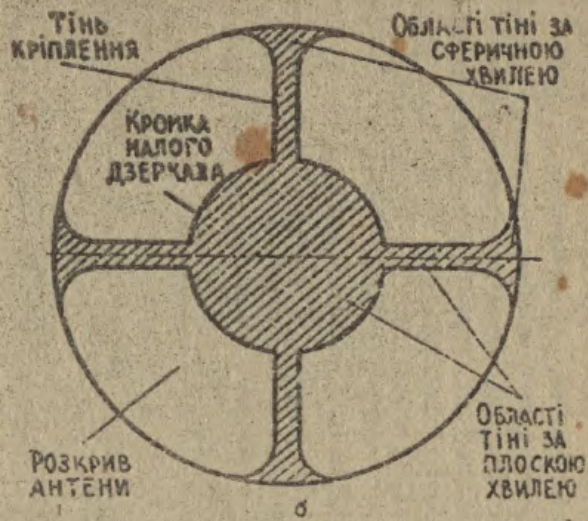
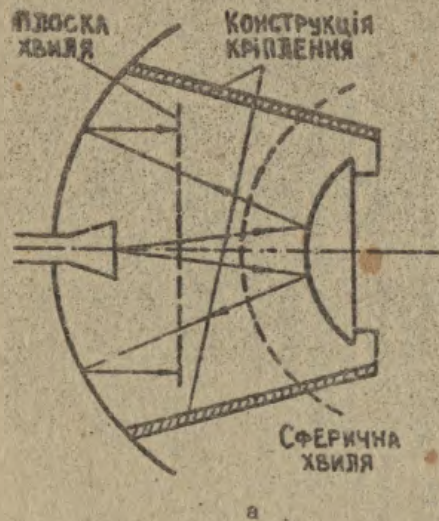


Рис. 1.11. Затінення розкраву елементами кріплення малого дзеркала

марної) шумової температури антени та приймального пристрою T , виміреної у Кельвінах при куті мієра 5° . Величина G/T виражається у децибелах. Значення $T_{ш}$ залежать від якості небі і змінюється як зі зміною частоти, так і зі зміною кута нахилу антени. У сучасних високоякісних антенних пристроях великого діаметра $T_{ш}$ у приймальному діапазоні 4 ГГц значайно змінюється від 7...15 К при направленні антени у зеніт до 30...50 К при кутах мієра $5...7^\circ$ відносно лінії горизонту. Відношення G/T при діаметрі антени 25...30 м на частоті 4 ГГц звичайно дорівнює 40...42 дБ. Шумова температура антенно-хвильоводного тракту на радіорелейних лініях через випромінювані антени у відношенні до втрати у фізичному тракці дорівнює приблизно 300 К.

У добре спроектованих антенах зазначеним коефіцієнтам відноситься (орієнтовно) такі втрати підсилення: $\eta_0 = 0,79...0,89$; $\eta_\phi = 0,955$; $\eta_c = 0,79...0,89$; $\eta_n = 0,955$; $\eta_d = 0,89...0,955$; $\eta_z = 0,955$; $\eta_m = 0,955$; $\eta_y = 0,977$; $\eta_r = 0,977$.

Сумарні втрати у коефіцієнті підсилення в системах Кассегрена підслідують звичайно значенням $\eta_{рез} = 0,5...0,6$. Методи оптимізації параметрів антен [4] дозволяють помітно збільшити η_d та η_0 і тим самим збільшити $\eta_{рез}$ до значень 0,7...0,75.

1.2.6. Діаграма спрямованості

Уведення поняття еквівалентного параболоїда при розрахунках ДС дозволяє користуватись формулами для однодзеркальної антени, але з урахуванням того, що еквівалентний параболоїд довгофокусніший за вихідний (див. підрозд. 1.2.2), а розподіл амплітуд поля у його розкриві буде ближчим до сталого, ніж у однодзеркальної антени з таким самим кутом розкриття (див. підрозд. 1.2.3).

Отже, нарівні з (1.10) правомірним буде використання розподілу [6]

$$\rho_0(R') = \cos^2 \frac{\varphi}{2} F_{опр}(\varphi), \quad (1.34)$$

де $0 \leq \varphi \leq \varphi_0$, $R' = R/R_c = R/R_0$ - нормована подовжня координата у площині розкриття.

Розподіл (I.34) виявляється досить складним, у зв'язку з чим ускладнюється задача розв'язання ДС антени за допомогою перетворення Фур'є. Тому звичайно розподіл, знайдений за формулою (I.34) (або (I.10)), апроксимують якоюсь достатньо простою добре визначеною функцією, близькою до нього. Найчастіше - це функція "парабола на п'єдесталі"

$$A(R') = 1 - (1-T)(R')^2, \quad (I.35)$$

або функція "косинус квадратний на п'єдесталі"

$$A(R') = T + (1-T) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} R'\right), \quad (I.36)$$

де T - "п'єдестал", тобто значення амплітуди поля на краю дзеркала при $\varphi = \varphi_0$.

Якщо амплітудний розподіл (I.34) (або (I.10)) апроксимується функцією (I.35), ДС дзеркала може бути розрахована за формулою [2]

$$F(\theta) = \frac{4}{1+T} \left\{ T \frac{J_1(u)}{u} + 2(1-T) \frac{J_2(u)}{u^2} \right\} \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (I.37)$$

де $J_1(u)$, $J_2(u)$ - функції Бесселя першого та другого порядків,

$$u = kR_D \sin \theta = kR_E \sin \theta,$$

а $T = T_E$ або $T = T_H$ залежно від ДС опромінювача у площинах E та H .

Коли амплітудний розподіл апроксимується функцією (I.36), ДС розкриву в площині E визначатиметься виразом [7]

$$F_E(\theta) = \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{T_E \frac{J_1(u)}{u} - B(u)}{\frac{T_E + T_H}{4} + 0,1487 \left(1 - \frac{T_E + T_H}{2}\right)}, \quad (I.38)$$

а у площині H -

$$F_H(\theta) = \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{T_H \frac{J_1(u)}{u} + B(u)}{\frac{T_E + T_H}{4} + 0,1487 \left(1 - \frac{T_E + T_H}{2}\right)}, \quad (I.39)$$

де

$$B(u) = \frac{T_H - T_E}{2} \left[2 \frac{J_0(u) - 1}{u^2} + x_2(u) \right] \cdot \left(1 - \frac{T_E + T_H}{2} \right) x_2(u),$$

$$x_0(u) = \int_0^1 R' J_0(uR') \cos\left(\frac{\pi}{2} R'\right) dR',$$

$$x_2(u) = \int_0^1 R' J_2(uR') \cos\left(\frac{\pi}{2} R'\right) dR',$$

де $J_0(x)$ - функція Бесселя нульового порядку. Значення інтегралів $x_0(u)$ та $x_2(u)$ наведені у [2, 6].

При обчисленому за формулою (I.24) розмірі розкряву опромінювача "п"сдестали" для кінчного рупора визначаються за виразами:

- у площині E

$$\cos^4 \frac{\varphi_0}{2} \frac{2J_1(kR_0 \sin \varphi_0)}{kR_0 \sin \varphi_0} = T_E; \quad (I.40)$$

- у площині H

$$\cos^4 \frac{\varphi_0}{2} \frac{2J_1'(kR_0 \sin \varphi_0)}{1 - \left(\frac{kR_0 \sin \varphi_0}{\delta}\right)^2} = T_H, \quad (I.41)$$

де R_0 - радіус розкряву рупора, $\delta = 1,84$,

$$J_1'(u) = J_0(u) - \frac{1}{u} J_1(u) -$$

перша похідна від функції Бесселя першого порядку.

Для опромінювача у вигляді пірамідального рупора "п"сдестали" обчислюються за формулами:

- у площині E

$$\cos^4 \frac{\varphi_0}{2} \frac{\sin\left(\frac{\pi b_E}{\lambda} \sin \varphi_0\right)}{\frac{\pi b_E}{\lambda} \sin \varphi_0} = T_E; \quad (I.42)$$

- у площині H

$$\cos^4 \frac{\varphi_0}{2} \frac{\cos\left(\frac{\pi a_H}{\lambda} \sin \varphi_0\right)}{1 - \left(\frac{2a_H}{\lambda} \sin \varphi_0\right)^2} = T_H. \quad (I.43)$$

Розмір розкриву рупора у площині H a_p - це розмір D_0 у формулі (I.24). Розмір розкриву рупора у площині E b_p визначається за співвідношеннями: для оптимального рупора $b_p = a_p / 1,5$; для синфазного $b_p = a_p / 1,34$. Для узгодження рупора з хвильним хвилеводом необхідно задовольнити умову

$$\frac{R_H}{R_E} = \frac{a_p}{b_p} \frac{b_p - b}{a_p - a}, \quad (I.44)$$

де R_H та R_E - довжини рупора у відповідних площинах; a та b - розміри широкої та вузької стінок прямокутного хвилеводу, які розраховуються за табл. Д.І [9] або за табл. 7.П [10].

ДС антени з урахуванням затінювання можна обчислити за формулою [6]

$$F(\theta) = \frac{F_{\text{нес}}(\theta) - (D_M/D_0)^2 \Lambda_1 (k R_M \sin \theta)}{1 - (D_M/D_0)^2}, \quad (I.45)$$

де $F_{\text{нес}}(\theta)$ - ДС незатіненого дзеркала, що визначається за виразами (I.37) або (I.38), (I.39); R_M - радіус розкриву малого дзеркала; $\Lambda_1(u) = 2J_1(u)/u$ - лямбда-функція першого порядку.

I.3. Опромінювачі дводзеркальних антен

У класичних дводзеркальних антенах форма ДС первинного дзеркала, звичайно рупора, багато у чому визначає характеристики усієї антени. При цьому важливі як форма головної пелюстки у секторі опромінювання малого дзеркала, так і її стрімкість та рівень бокового випромінювання поза цим сектором. Як впливає з даних, наведених у підрозд. I.2.5, високий $\nu_{\text{рез}}$ при мінімальному рівні бокового випромінювання у ДС антени бувають у тому випадку, коли розподіл амплітуд у розкритті близький до сталого зі швидким спаданням поля на краях дзеркала. При цьому кожній даній формі ДС опромінювача відповідає свій певний кут розкриву параболоїда, для якого добуток $\nu_a \nu_0$ виявляється оптимальним [2]. Ідеалізована форма ДС опромінювача, яка задовольняє умову максимізації в антені Кассел'єна, має вигляд, зображений на рис. I.12, а.

Ступінь піднімання поля на краях малого дзеркала при $\varphi = \varphi_0$ визначається в основному значенням кута розкриву параболоїда. Чим більш короткофокуснішою є антена, тем більшою повин-

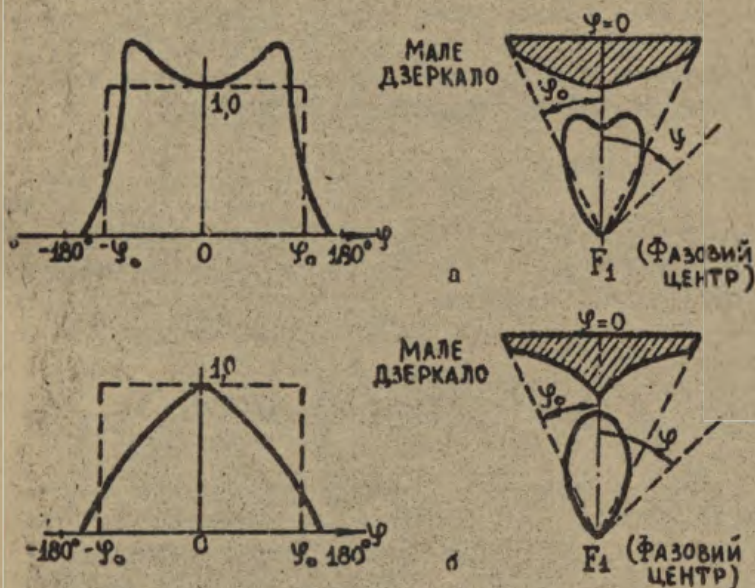


Рис. 1.12. Ідеалізовані ДС опромінювачів

на бути величина відповідного максимуму в ДС опромінювача.

Вельми істотно, щоб головна пелюстка у межах сектора опромінювання малого дзеркала $-\psi_0 \dots + \psi_0$ була осесиметричною, бо при цьому забезпечується максимальне значення добутку $\psi_0 \psi_0$ і одержується однакова форма ДС в усіх площинах. Однотимчасно мінімальним буде рівень поля крос-поляризації.

Мінімальний рівень бокового випромінювання опромінювача забезпечить мінімальний витік енергії опромінювача через площину розкриття та відповідно малий рівень бокового випромінювання у ДС антени.

Доцільною є така форма ДС первинного дзеркала, яка одержується найбільш природним шляхом в опромінювачах, які звичайно використовуються. Вигляд такої ідеалізованої діаграми зображено на рис. 1.12, б. Поле максимальне у головному напрямку і круто спадає у бік від нього при мініальному витокі поза сектором опро-

мінювання малого дзеркала.

Можна визначити таку загальну закономірність: чим більш ширококутовою є ДС рупора, тим для більш короткофокусних антенних систем даний рупор виявляється оптимальним.

У переважній більшості випадків як опромінювачі дзеркальних антен використовуються рупорні антени та їх модифікації, бо вони найпростіші конструктивно, добре узгоджуються з живильним хвилеводом, просто дозволяють здійснити одночасну роботу на двох лінійних або обертових поляризаціях, мають чітко втражене положення фазового центра, здатні пропускати сигнали великої потужності, мають широкий робочий діапазон та ін. Особливо велике розповсюдження одержали дзеркальні антени з пірамідальними та ксінічними рупорними опромінювачами.

Достатню у ряді випадків симетрію діаграм у площинах E та H при низькому рівні бокового випромінювання та гарному узгодженні з живильним хвилеводом можна одержати у синфазних рупорних опромінювачах з періодичною зубчастою структурою кромки [4]. Висота зубців береться близькою до довжини хвилі, ширина — близькою до половини довжини хвилі.

Внаслідок порізаності кромки у рупорі здійснюється достатньо плавний перехід параметрів середовища від металу до вільного простору, тому хвиля, відбита від малі розділу, зменшується за амплітудою. Окрім того по периметру нової кромки течуть струми з різними фазами і напрямком. Тому середній рівень ефективного збудження кромки у площині E менший, ніж у рупорі з гладкою круглою або прямолінійною кромкою. Відповідно зменшується рівень дифракційних полів, зв'язаних з кромкою, як для хвиль, які поширюються у вільному просторі, так і для хвиль, які повертаються усередині рупора до розкриття хвилевода. Картина у площині H при наявності зубців на кромці практично не змінюється порівняно з рупором з гладкою кромкою. Оскільки рівень збудження кромки у цьому випадку дуже малий, малі й супровідні дифракційні ефекти.

У синфазних рупорів невеликий розмір випромінюючого розкриття є джерелом розузгодження з вільним простором. Зменшити вплив цього ефекту можна розфазуванням кромки рупора відносно хвильового фронту набігаючої хвилі, наприклад, шляхом зрізування

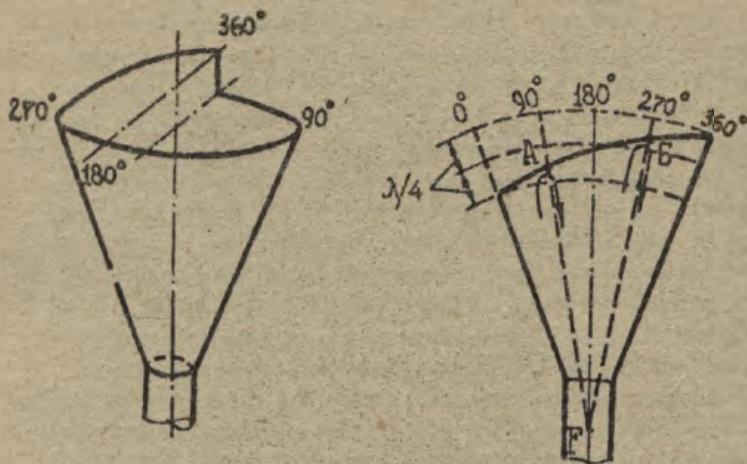


Рис. 1.13. Конічний опромінювач із спіральним зрізом кромки

кромки рупора за спіраллю з відстанню, що дорівнює половині довжини робочої хвилі (рис. 1.13). У такій конструкції рупора кожній точці кромки, наприклад точки А, відповідає діаметрально розміщена точка Б, зміщена за кінцевою твірною на чверть довжини хвилі. Відносно фазового центра F у рупорі хвилі, відбиті від точок А та Б, проходять подвійний шлях, тому різниця фаз між ними дорівнює 180° . Оскільки розподіл збуждувача у розкритті рупора симетричний відносно будь-якої площини, яка проходить через вісь симетрії рупора, то зазначені хвилі однакові за амплітудою і протилежні за фазою, тобто вони взаємно гасяться. Хвилі, відбиті від кромки, у такому рупорі практично відсутні, рівень бокового випромінювання у площині Е помітно знижується; КСХ рупора у 10%-ій смузі частот менше 1,015.

Симетрування ДС у синфазному рупорі може бути досягнуто установленням уздовж його осі діелектричного стержня, який концентрує енергію поля поблизу осі рупора і послаблює - біля стінок. Геометричні характеристики одного з варіантів такого рупора наведено на рис. 1.14. Діаграма спрямованості виявляється осесимет-

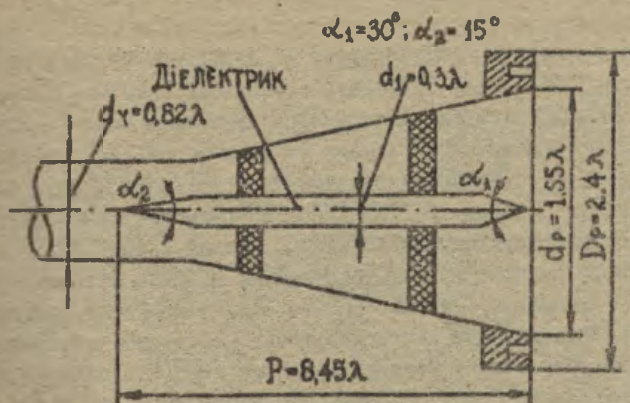


Рис. I.14. Спрямінювач у вигляді конічного рупора із симетричним діелектричним стержнем



Рис. I.15. Спрямінювач у вигляді конічного рупора з використанням різномодових хвиль

рачнов до рівня - 20 дБ. Перекриття робочого діапазону за частотою складає 1:1,5. Недоліком опромінювачів такого типу є відносно невелике узгодження з живильним хвилеводом ($K_{СХ} \ll 1,4$).

Один із способів симетрування ДС синфазних рупорів наведено на рис. 1.15. Рупор складений з відрізка живильного одномодового хвилевода, відрізка двомодового хвилевода (секція збудження), кінцевого переходу між ними та власне кінцевої частини рупора. У секції збудження та фазування поля хвилі H_{11} , яке збуджує рупор, збуджує й хвилю E_{11} з відповідною амплітудою та фазою. Довжину секції збудження підбирають таким чином, щоб у розкритті рупора сумарне поле з урахуванням різниці фазових швидкостей поширення хвиль H_{11} та E_{11} у кінцевій частині виявилось синфазним. Для цього практично необхідно забезпечити можливість регулювання довжини відрізка секції збудження та фазування. Описаний рупор створить осесиметричну ДС до рівня -20 дБ у відносно вузькому частотному діапазоні (5...15%). Поза сектором опромінювання малого дзеркала витік енергії рупора складає приблизно 12%.

Одержати практично таку саму широкосмугову антену, як і рупорно-параболічна, дозволяє використання як опромінювачів розфазованих рупорів. На рис. 1.16 зображено конструктивну схему розфазованого рупора з кутом розкриття 2α , який має плавний параболічний перехід від хвилеводної частини до кінцевої. Наявність такого переходу забезпечує дуже високе природне узгодження ширококутового рупора з живильним хвилеводом. Фокусну відстань твірної його параболи f_p з фокусом у точці O_p необхідно вибирати з умови $f_p > (1...1,5)\lambda$. У цьому випадку поля вищих типів хвиль, які виникають поблизу межі aa' , виявляються нехтувано малими. Нагадаємо, що радіус кривизни параболи найменший біля її вершини і дорівнює $R_{кр} = 2f_p$. Із властивостей параболи випливає, що у точках $b-b'$ її з'єднання з кінцевою твірною радіус-вектор параболи O_p нахилений до осі під кутом $\beta = 2\alpha$.

Розфазовані кінцеві рупори у площині H мають ДС, що відповідає за формою рис. 1.12,б. У площині E при величині розфазування Ψ_m , кратній непарному числу π (Ψ_m - максимальне відхилення фази на краях розкриття відносно його середини), роз-

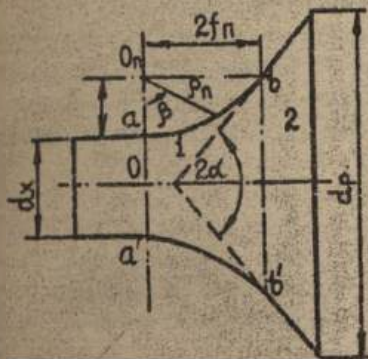


Рис. 1.16. Розфазований кінцевий рупорний опромінювач

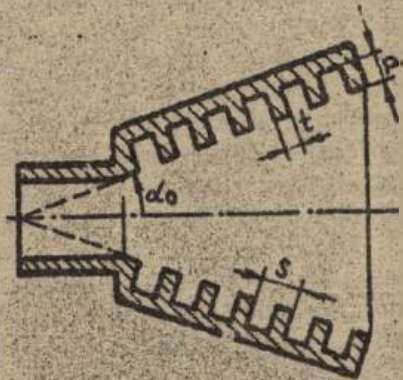


Рис. 1.17. Готфрований кінцевий рупорний опромінювач

фазовані рупори мають ДС, близькі за формою до діаграм зображеної на рис. 1.12,б. При розфазуванні, кратних парному числу n , їх форма наближається до форми, наведеної на рис. 1.12,а. Діаграми мають досить круті схили, але відмінні за шириною у площинах E та H . Проте на відміну від синфазних рупорів у розфазованих рупорах ширина ДС у площині H вужча, ніж у площині E . Такі рупори доцільно використовувати у короткофокусних системах, але й вони не можуть забезпечити повної оптимізації параметрів дводзеркальних антен через відсутність соєвої симетрії в ДС, хоча, починаючи з $\Psi_m \approx 1,5\text{К}$, ці ДС зберігаються практично незмінними із збільшенням частоти.

Першим недоліком розфазованих рупорів є великий діаметр випромінюючого розкриття $d_p \approx 2\lambda \text{ctg } \alpha$. Внаслідок цього використання такого рупора у схемах Кассегрена при близькому взаємному розміщенні рупора та малого дзеркала може призвести до збільшення частини енергії, яку буде перехоплювати рупор з поля, відбитого малим дзеркалом.

Одним із способів забезпечення осесиметричної форми ДС рупорних антен є виконання стінок рупора гофрованими з павою

га. Биною гофра (канавки). У стінках рупора прорізають ряд концентричних чвертьхвильових канавок з певною відстанню між ними (рис. 1.17). Стінки рупора з досить густо прорізними в них канавками мають великий імпеданс для поздовжніх поверхневих струмів провідності. Величина цих струмів різко послаблюється порівняно з такими самими струмами на стінках гладкого рупора тієї ж геометрії. Різке послаблення струмів викликає відповідне послаблення не тільки тангенціального, але й нормального поля біля стінок рупора.

Дійсно, електричному полю, нормальному до стінок, відповідають електричні струми зміщення, нормальні до стінок. Ці струми за законом неперервності повного струму біля стінок переходять у поздовжні поверхневі струми провідності, а тому послаблення поздовжнього електричного струму неминує викликати послаблення нормального до стінок струму зміщення. Останнє, в свою чергу, є наслідком послаблення поблизу стінок нормальної складової E_n електричного поля у розкритті рупора. При цьому розподіл амплітуд E_n у розкритті в площині E буде складним у напрямку від центра розкриття до його країв. Такий самий характер, як відомо, має розподіл амплітуд поля хвилі H_{11} у площині H рупора. При близьких законах складання амплітуд полів у площинах E та H близькі змі виявляються і ДС рупора у цих площинах. Задачею синтезу ДС за допомогою рупорів з гофрованими стінками і є визначення глибини d та відстані канавок s , які ведуть до однакового розподілу поля у площинах E та H . Наведені міркування справедливі для головної пелюстки ДС.

Залежно від довжини рупорної частини, ча якій прорізані канавки, від кута розкриття рупора, глибини та ширини канавок поля в площинах E та H можуть бути порівняні на різних рівнях і в різному за шириною діапазоні хвиль. Розрахунки показують, що оптимальними є умови $d \geq \lambda/4$, $t \geq \lambda/8$. Кількість канавок повинна доповнювати або бути більшою за 5-6 [4]. Відстань між канавками треба брати у межах $s = (0,25 \dots 0,4) \lambda_0$, де λ_0 - довжина хвилі на верхній частоті діапазону [8].

Рупор з канавками може бути виконаний для одночасної роботи у кількох діапазонах хвиль. Для цього необхідно глибину канавки вибрати такою, щоб для середньої частоти кожного діапазо-

вона була кратною непарному числу чвертей довжини найбільш короткої хвилі, тобто слід узяти $d = (2m + 1) \lambda_{\min} / 4$, де m - відповідне ціле число.

Гофровані рупори мають кращі характеристики за полем кросполяризації порівняно з гладкостінними рупорами тієї ж геометрії, а саме: малий витік енергії поза область головної пелюстки, стабільне і однакове положення фазового центра. Внаслідок сукупності цих даних рупори з гофрованими стінками є дуже ефективними опромінювачами для оптимізованих антен Кассегрена.

Рупори опромінювачі, які мають ДС, що відповідають за формою ДС, наведеним на рис. 1.12, а, являють собою сплучення в одному рупорі синфазного та розфазованого рупорів з певними конструктивними співвідношеннями між їх геометричними параметрами. Вони називаються рупорами зі зламом кінцевої твірної (рис. 1.18).



Рис. 1.18. Опромінювач у вигляді кінцевого рупора зі зломом

Ці рупори можуть застосовуватись у довгофокусних антенах Кассегрена, для яких форма ДС, яку вони створюють, близька до оптимальної.

Рупор виконаний шляхом з'єднання один з одним двох рупорних частин (1 та 2) з різними кутівими розкриттями ($2\alpha_1$ та $2\alpha_2$). Частина 1, що прилягає до хвиленоду, може розглядатись

я. майже синфазний рупор. Частина 2, що прилягає до частини 1, є розфазованим рупором, який живиться синфазним. У місці з'єднання рупорних частин виникає злам кінцевої твірної [4].

Усередині рупора зі зломом основний потік електромагнітної енергії, який формується (при роботі на передачу) рупорною частиною 1, замкнений в "освітленій" області простору - кутовому інтервалі $2\alpha_1$. При віддаленні від освітленої області у тіньову (заштриховану на рис. 1.18) цей потік істотно послаблюється. Якщо кут розкриття $2\alpha_2$ розфазованого рупора помітно більший за кут $2\alpha_1$ синфазного, у результаті послаблення поля розподіл амплітуд у площині розкриття Ω спадає у напрямку кромки рупора приблизно однаково як у площині E , так і у площині H . Це, в свою чергу, забезпечує осьову симетрію ДС. Фазовий центр розміщений приблизно на середній відстані між фазовими центрами O_1 та O_2 .

Геометрія рупора зі зломом повинна вибиратися відповідно до графіків рис. 1.19, а, б. На рис. 1.19, а наведено залежність R_2/λ від величини відносною відстані s/λ , яка вимірюється до точки спостереження (до малого дзеркала) від центра розкриття рупора. На рис. 1.19, б зображено графіки взаємозалежності відносних радіусів розкриття синфазного R_1/λ та розфазованого R_2/λ рупорів. Як параметр узяті значення кута α_2 - половинного кута розкриття розфазованого рупора. Кут $2\alpha_1$ слід вибирати таким, щоб максимальна фазова помилка у площині його розкриття не перевищувала $\pi/8$.

Для рупора зі зломом КСХ звичайно не більше 1,05...1,1. Діапазон, у межах якого форма та ширина ДС зберігаються практично незмінними, складає приблизно 10...20% від значення середньої частоти.

Кут розкриття $2\alpha_2$ належить вибирати близьким до кута опромінювання $2\varphi_0$ кромки малого дзеркала з фазового центра рупора зі зломом. Причому $2\alpha_2$ береться дещо більшим за $2\varphi_0$, якщо основною є вимога одержання в антені високого $\sqrt{P_{\text{роз}}}$, і дещо меншим, якщо основною є вимога зменшення рівня бокових пелюсток.

1.4. Деякі питання проектування

Недоліком дводзеркальної антени є затінення розкриття антени малим дзеркалом. Але у випадках, коли використовуються хвилі

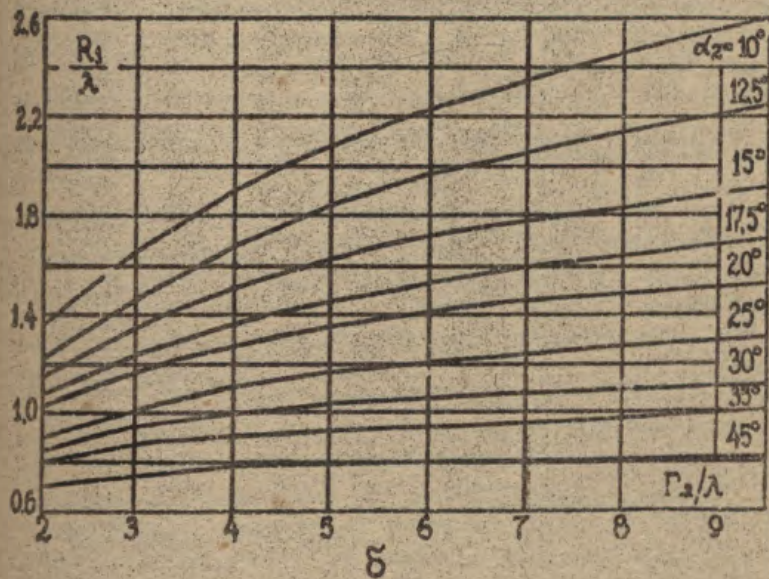
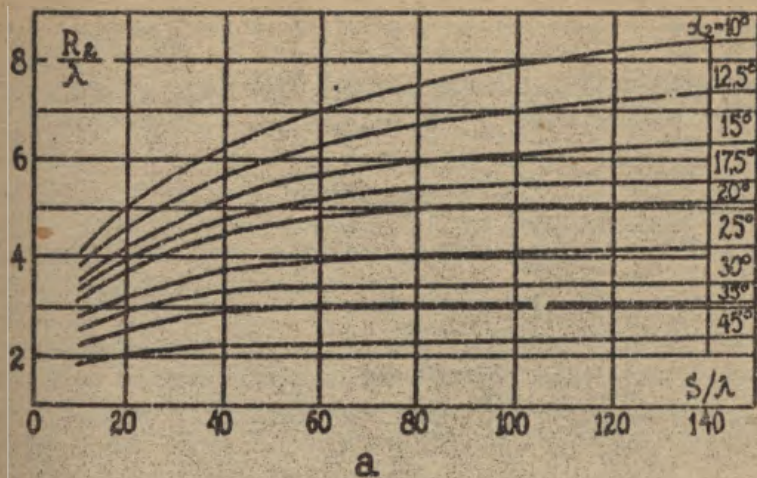


Рис. 1.19. Графіки для визначення геометричних параметрів кінцевого гупора зі зломом

з лінійкою поляризації, затінення розкриття можна значно зменшити. Для цього використовуються поверхні, при відбитті яких поляризація хвилі повертається на 90° . Принцип дії такого пристрою - твістрелектора - розглянуто у [2, 6, 7].

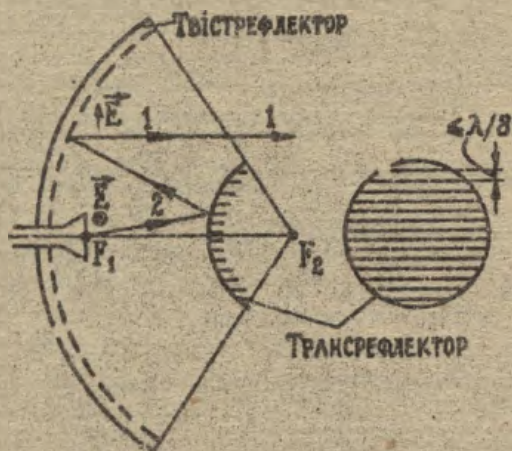


Рис. 1.20. Усунення затінення використанням твістрелектора та трансрелектора

Схему незатіненої антени зображено на рис. 1.20. Мале дзеркало являє собою решітку з горизонтальних (якщо опромінювач випромінює поле з горизонтальною поляризацією) проводів або пластин, відстань між якими набагато менша за довжину хвилі ($\lambda/8 \dots \dots \lambda/10$). Таке дзеркало відбиває горизонтальну поляризацію і майже зовсім прозора для хвилі з вертикальною поляризацією (тому й називається трансрелектором).

Якщо таке мале дзеркало використати в антені, поверхня великого дзеркала в якій здійснює поворот поляризації на 90° , то мале дзеркало не буде перешкодою для вертикально поляризованої хвилі, відбитої великим дзеркалом. Таким чином, у антені залишається тільки затінення опромінювачем, і тому доцільно використовувати новеликий опромінювач при малому дзеркалі значних розмірів. Використання трансрелектора дозволяє значно зменшити

осьовий розмір антени, що особливо важливо для довгофокусних систем.

Конструктивно трансрефлектор виконується у вигляді тонких металевих дротів, запресованих у діелектричну пластину. Якщо відстань між дротами набагато менша за довжину хвилі, то така структура є гарним відбивачем хвилі, поляризація якої паралельна дротам, і прозора для хвилі з поляризацією, перпендикулярною до них. Дуже маленьку відстань між дротами вибирати небажано, бо через кінцеву товщину дротів у цьому випадку буде з'являтися відбиття хвилі, для якої дзеркало прозоре. При великих відстанях хвиля, яка повинна відбиватись, буде все одно частково проходити крізь решітчасте дзеркало. Величину потужності, яка проходить крізь дзеркало, можна розраховувати, користуючись формулами та графіками для перфорованих та решітчастих дзеркал, наведеними у [2].

З метою зменшення потужності, яка проходить крізь трансрефлектор, використовують багаточарові структури (рис. 1.21). Для того щоб хвиля, відбита від першої решітки, збігалася за фазою з хвилею, відбитою від другої решітки, відстань між ними повинна бути кратною непарному числу чвертей довжини хвилі у середовищі, яке заповнює простір між решітками.

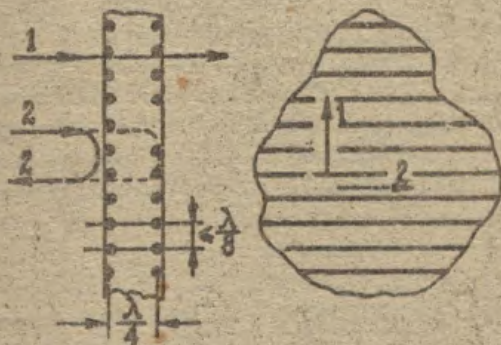


Рис. 1.21. Конструкція двочарового трансрефлектора

Використання трансрефлектора дозволяє сумістити в одній конструкції дві антени, які працюють у різних радіоканалах. Так, наприклад, якщо допоміжне дзеркало виготовити з горизонтальних дротів і розмістити у точці F_1 , опромінювач, який випромінює хвилю з горизонтальною поляризацією (рис. 1.22), а у точці F_2 — другий опромінювач, який випромінює вертикально поляризоване поле, то одержимо дві незалежні антени. Одна з них працюватиме за дводзеркальною схемою (з першим опромінювачем), а друга — за однодзеркальною (з другим опромінювачем). Для зменшення взаємного зв'язку ці антени звичайно працюють у різних діапазонах хвиль (наприклад, одна — у сантиметровому, а друга — у дециметровому діапазонах) [6].

Дуже цікавим є варіант антени, наведений на рис. 1.23. На цьому рисунку: 1 — промінь хвилі з вертикальною поляризацією; 2 — промінь хвилі з горизонтальною поляризацією; 3 — поверхня, яка пропускає хвилю з вертикальною поляризацією (система горизонтальних дротів). Така антена є дводзеркальною для хвилі з довжиною λ_1 і однодзеркальною для хвилі з довжиною λ_2 . Якщо λ_2 вибрана такою, щоб велике дзеркало не повертало поляризацію цієї хвилі (тобто відстань між пластинами тієї стрелефлектора така, що пропускає обидві складові вектора \vec{E} хвилі з довжиною λ_2), то антена працюватиме з однією поляризацією для обох хвиль. У цьому випадку затінення розкриву малим дзеркалом не матиме місця ні для хвилі з λ_1 , ні для хвилі з λ_2 [7].

Ще однією цікавою дводзеркальною антеною з великим параболічним дзеркалом є антена з плоским допоміжним дзеркалом великих розмірів (рис. 1.24). На рисунку: 1 — горизонтальна поляризація; 2 — вертикальна поляризація; 3 — поверхня, яка пропускає хвилю з вертикальною поляризацією; 4 — поверхня, яка відбиває хвилю з поворотом поляризації на 90° . Параболічне дзеркало прозора для хвиль однієї поляризації (на рис. 1.24 — вертикальної) і відбиває хвилю з поляризацією, перпендикулярною до першої. Поверхня плоского дзеркала виконана так, що повертає поляризацію на 90° (плоский тієстрелефлектор). Це забезпечує проходження відбитої від плоского дзеркала хвилі крізь параболічне. Такий варіант дозволяє легко здійснити неспотворене качання ДС антени у широкому секторі кутів шляхом повороту плоского дзеркала. При

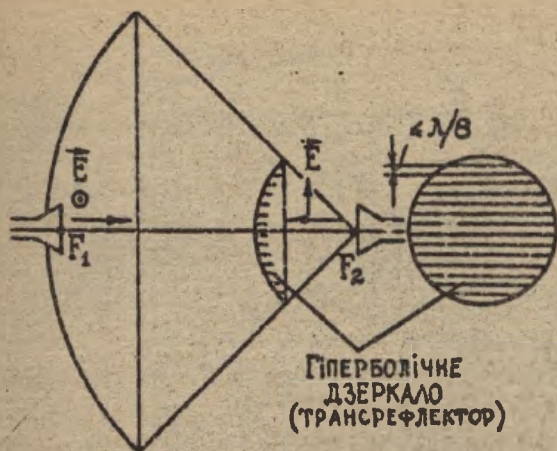


Рис. 1.22. Комбінація дводзеркальної та одnodзеркальної антен з перехресною поляризацією

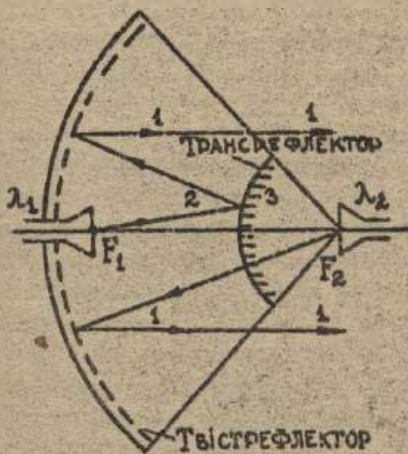


Рис. 1.23. Комбінація дводзеркальної та одnodзеркальної антен однієї поляризації

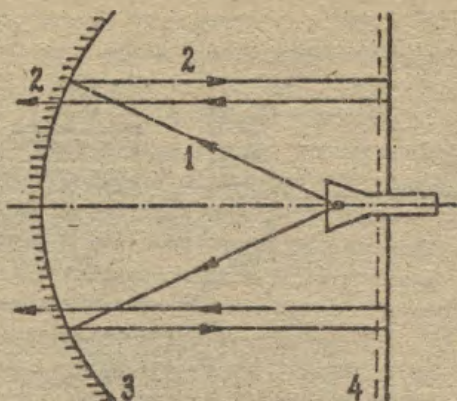


Рис. 1.24. Дводзеркальна антена з плоским допоміжним дзеркалом. Цьому кут повороту ДС буде вдвічі більшим за кут повороту плоского дзеркала.

1.5. Позитивні якості та можливості дводзеркальних антен

Розглянемо позитивні якості та можливості дводзеркальних антен, а також їх переваги порівняно з одnodзеркальними.

1. Дводзеркальні антени мають менші поздовжні розміри. Особливо вдається скоротити поздовжні розміри у системах з використанням твістрелектора, оскільки в них мале дзеркало (третє дзеркало) можна наблизити до великого, не боячись збільшення розмірів малого дзеркала. Скорочення поздовжніх розмірів антен особливо важливі для великих конструкцій, розмішених в обтікачі.

2. Установлення первинного опромінювача поблизу вершини основного дзеркала радикально спрощує конструкцію і приводить до суттєвого зменшення довжини фідерного тракту. Як відомо, фідер є серйозним джерелом шумів. Тому зменшення його довжини дозволяє збільшити відношення сигнал/шум, що особливо цінно для антен космічного зв'язку та радіотелескопів.

3. Розміщення опромінювача біля вершини спричиняє також до того, що розсіяна енергія (частина енергії опромінювача, не

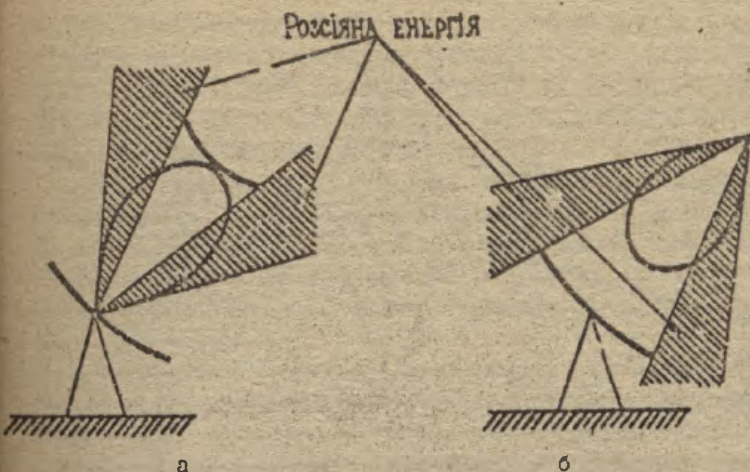


Рис. 1.25. Розсіяння енергії в антенах: а - дводзеркальний; б - односторонній

перехоплена малим дзеркалом) прямує у передню, малощумову напівкулю (рис. 1.25, а). Тому в дводзеркальній антені можна одержати помітно меншу шумову температуру, ніж в односторонній, де розсіяння енергії потрапляє у сильношумову задню напівкулю (рис. 1.25, б).

4. У дводзеркальних антенах сканування променя можна здійснити хитанням малого дзеркала (рис. 1.26). Цей спосіб електро-механічного сканування зручніший за спосіб сканування шляхом хитання опромінювача, "маса хитання" також невелика, але відпадає необхідність використовувати обертове зчленування.

Якби потрібно забезпечити сканування за двома різними конасами, використовують два перемикальні дзеркала, кожне з яких нахилене на відповідний кут. Величина відхилення променя при хитанні малого дзеркала може дорівнювати приблизно третій частині ширини ДС без помітних спотворень останньої. Переміщенням малого дзеркала уздовж осі системи можна також змінювати ширину ДС у певних межах.

5. Дводзеркальні антени розширюють можливості методу скану-

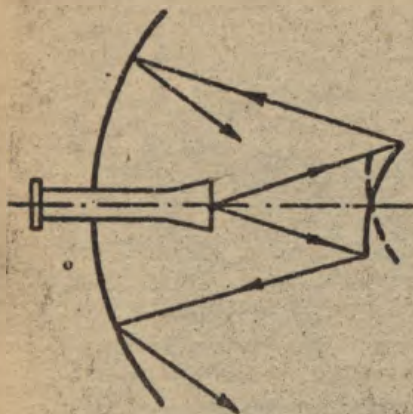


Рис. 1.26. Дводзеркальна антена зі скануючим малим дзеркалом

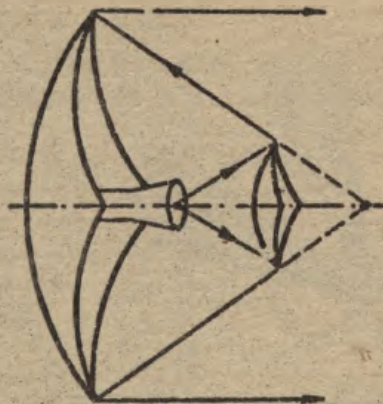


Рис. 1.27. Дзеркало з ромбічним розкривом

вання променя шляхом зміщення опромінювача. Як відомо, зміщення опромінювача з фокальної осі спричиняє у розкриві квадратичні та кубічні фазові спотворення, які впливають на форму ДС. Це обмежує допустимі межі хитання ДС в однодзеркальних антенах. При наявності двох дзеркал можна розраховувати їх поверхні так, щоб скомпенсувати спотворення у двох точках, симетрич. их відносно фокусної осі, та значно зменшити спотворення у проміжних точках.

Такі системи, які називаються апланетичними, дозволяють шляхом зміщення опромінювача хвтати ДС без значного спотворення її форми у широких межах.

6. Наявність двох дзеркал полегшує розв'язання задачі синтезу бажаної ДС, дозволяє наблизитись до реалізації не тільки заданого фазового фронту, але й заданого амплітудного розподілу. У дводзеркальних антенах осьової симетрії або циліндричних дводзеркальних антенгах заданий розподіл поля у розкриві може бути забезпечений точно при будь-якій ДС опромінювача.

7. У дводзеркальних антенах можна істотно підвищити КВП. Замість значень 0,4...0,5, характерних для однодзеркальної антени, одержуть КВП, якиї дорівнює 0,7...0,8.

Це пояснюється так. В однодзеркальних ант. чках існує

жорсткий зв'язок між кількістю енергії, яку розсієє опромінювач за краї дзеркала (рис. 1.25,б), та характером амплітудного розподілу в розкритті. Максимальне значення КВП має місце тоді, коли краї дзеркала опромінюються на рівні 0,1 за потужністю. При цьому помітна частина енергії опромінювача розсіюється за краї дзеркала, що знижує результуючий КВП.

У дводзеркальних антенах нема жорсткого зв'язку між розсієною енергією (рис. 1.25,а) та розподілом поля у розкритті антени. Можна одержати амплітудний розподіл, близький до сталого, при невеликій розсіяній потужності (невеликі втрати енергії на "переливання" за краї малого дзеркала). Це підвищує результуючий КВП антени.

Підвищенню КВП сприяють також заходи, які вживають для зменшення тіньового ефекту (екранування великого дзеркала малим); вибір оптимальних розмірів малого дзеркала (див.рис.1.9 та співвідношення (1.22)), загострення його форми біля вершини та ін. [11]. Радикального послаблення тіньового ефекту можна досягнути, як же було відзначено, у системах з використанням твіст- та трансрефлекторів (див. рис. 1.20). Результуючий КВП таких антен складає 0,75...0,8.

8. У дводзеркальних антенах можна задаватись довільною формою розкриття великого дзеркала, не побоюючись втрат енергії при опромінюванні таких дзеркал. Наприклад, якщо вибрати дзеркало з ромбічним розкритвом (рис. 1.27), то при цьому опромінювання малого дзеркала складної форми не викликає особливих труднощів. Дзеркало з ромбічним розкритвом дозволяє знизити пелютки в головних площинах, які проходять крізь діагоналі ромба, майже на порядок порівняно із дзеркалами, які мають круглий розкритв.

9. Наявність двох дзеркал та двох фокусів полегшує створення багатофункціональних систем, дає можливість об'єднати дві нарізні антени в одній конструкції (див. рис. 1.22 та 1.23).

Необхідно зазначити, що викладене вище не вичерпує усіх можливостей та позитивних якостей дводзеркальних, а тим більше багатодзеркальних антен [11].

1.6. Порядок розрахунку антени Кассегрена

Нехай задачо середню довжину хвилі λ_0 та діапазон робочих хвиль $2\Delta\lambda/\lambda_0$.

1. Якщо задано ширину ДС антени за половинною потужністю $2\theta_{0,5}$, діаметр розкриву основного дзеркала визначається із співвідношення

$$D_0 = (65 \dots 70) \frac{\lambda}{2\theta_{0,5}}$$

2. Якщо задано КСД антени D_m , діаметр великого дзеркала розраховується із залежності

$$D_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_p \nu_a,$$

де S_p - площа розкриву великого дзеркала, звідки

$$D_s = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{D_m^2}{\nu_a}},$$

де апертурний КВН ν_a слід взяти таким, що дорівнює $\nu_a = 0,8 \dots 0,9$.

3. Якщо задані потужність передавача P_i , мінімальну потужність на в'ході приймача P_{tx} , еквівалентну відбивну поверхню об'єкта S_0 та дальність між передавальною антеною та об'єктом R , за формулою дальності [12] визначається коефіцієнт підсилення

$$G_m = \frac{8\pi R^2}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi P_{tx}}{P_i S_0}},$$

звідки, користуючись співвідношенням

$$G_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_p \nu_{рез},$$

знаходимо

$$D_s = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{G_m}{\nu_{рез}}},$$

де результуючий КВН $\nu_{рез}$ потрібно взяти таким, що дорівнює $\nu_{рез} = 0,5 \dots 0,7$.

4. Із рівняння [2, 3]

$$f_s = (0,35 \dots 0,5) D_0$$

вибирається фокусна відстань великого дзеркала.

5. За формулою (1.15) визначається половина кута розкриву великого дзеркала;

$$\psi_0 = 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{D_0}{4f_0} \right).$$

6. За формулою (I.23) обчислюється діаметр допоміжного гіперболічного дзеркала D_M .

7. За формулою (I.25) розраховується ексцентриситет гіперболи e .

8. За формулою (I.26) визначається половина кута розкриття допоміжного дзеркала φ_0 .

9. За формулою (I.16) обчислюється відстань між дійсним F_2 та уявним F_1 фокусами гіперболи 2C.

10. За формулою (I.24) визначається діаметр опромінювача D_0 .

11. Вибирається опромінювач у вигляді конічного або пірамідального рупора.

12. За формулами (I.10) або (I.34) обчислюються амплітудні розподіли у площинах E та H (залежно від ДС опромінювача у цих площинах) на поверхнях основного або еквівалентного параболоїдів. При розрахунку розподілу за формулою (I.10) потрібно скористатись формулою (I.3) для зведення залежності $P_0(\psi)$ тільки від кута ψ , тобто підставити у (I.10) замість φ вираз

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{e-1}{e+1} \right) \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} \right].$$

13. Знайдені амплітудні розподіли апроксимуються функціями (I.35) або (I.36). Апроксимувача функція повинна бути якомога ближчою до розрахованого розподілу.

14. За формулами (I.29) або (I.32) обчислюється апертурний КВП антени без затінення малим дзеркалом ν_a .

15. Вплив затінення на ν_a розраховується за формулою

$$\nu_a^p = \nu_a - 2 \left(D_M / D_0 \right)^2.$$

Для реальних конструкцій $(D_M / D_0)^2 = 0,01 \dots 0,06$. Якщо заданий у п.2 ν_a значно відрізняється від ν_a^p , його потрібно скоректувати і усі попередні розрахунки повторити саме для ν_a^p .

16. За формулою (I.31) визначається коефіцієнт перехоплення енергії малим дзеркалом η_0 .

17. За формулою (I.33) обчислюється ККД, який урахував втра-

ти підсилення внаслідок затінення розкриття конструкціями кріплення допоміжного дзеркала.

18. За формулою (I.28) розраховується результуючий КВЧ. Значення коефіцієнтів, які не обчислювались, наведені в кінці гідрозд. I.2.5. Якщо значення визначеного $\sqrt{P_{\text{рез}}}$ набагато відрізняється від заданого у п.3, усі попередні розрахунки слід повторити відповідно до знайденого $\sqrt{P_{\text{рез}}}$.

19. "П" едестали" амплітудного розподілу в площинах E та H розраховується за формулами (I.40) та (I.41) для конічного рупора і за формулами (I.42) та (I.43) – для пірамідального.

20. Згідно з вибраним амплітудним розподілом ((I.35) або (I.36)) за формулами (I.37) або (I.38), (I.39) обчислюється ДС незатіненої антени у площинах E та H на середній довжині хвилі.

21. За тими ж формулами визначаються ДС незатіненої антени на крайніх хвилях заданого діапазону:

$$\lambda_{\text{min}} = \lambda_0 (1 - \Delta \lambda), \quad \lambda_{\text{max}} = \lambda_0 (1 + \Delta \lambda).$$

22. За формулою (I.45) обчислюються ДС антени на середній та крайніх хвилях діапазону з урахуванням затінення розкриття антени малим дзеркалом.

23. За розрахованими у п.п. 20 – 22 ДС визначаються ширина ДС за "половинною потужністю", "за нчлями" та рівень перших трьох бокових пелюсток. обов'язково необхідно порівняти вторинні параметри ДС на різних частотах і з урахуванням затінення.

24. Якщо опромінювачем вибраний пірамідальний рупор, за формулою (I.44) проводиться його узгодження із прямокутним хвилеводом. Розміри стандартного хвилеводу знаходяться з табл. Д.І [9] або з табл. 7.П [10]. Для оптимального пірамідального рупора з голчастим ДС треба скористатись співвідношеннями

$$a_p = 1,5 b_p, \quad R_H = a_p^2 / 3\lambda \quad \text{або} \quad R_E = b_p^2 / 2\lambda.$$

25. Якщо опромінювачем вибраний оптимальний конічний рупор, його довжина обчислюється за формулою

$$R_{\text{опт}} = \frac{D_0^2}{2,4 \lambda} = 0,15 \lambda.$$

Стиковка рупора здійснюється з круглим стандартним хвилеводом,

діаметр якого знаходиться за табл. 3.13 [13]. Використовується плавний перехід від круглого до прямокутного хвилеводу.

26. За методикою, наведеною у [9], обчислюється хвилеводно-коаксіальний перехід. Стандартний коаксіальний кабель вибирається з табл. Д.4 або табл. Д.5 [9].

2. РУНОНО-ПАРАБОЛІЧНА АНТЕНА

2.1. Особливості антенно-хвилеводних трактів радіорелейних ліній (РРЛ) та ліній зв'язку через штучні супутники Землі (ШСЗ)

Антенно-хвилеводні тракти магістральних багатоканальних радіорелейних ліній мають такі основні особливості [14]:

1. У двочастотних системах зв'язку, які застосовуються на РРЛ, приймальна антена на будь-якому проміжному пункті знаходиться у полі дві сигналів з прямо паралельними напрямками поширення. Обидва сигнали мають однакову частоту. Приймальна антена повинна забезпечити приймання одного з цих сигналів і відносно послаблення другого сигналу не менше ніж на 60...70 дБ. Бачосування двочастотних систем потребує також заглушення задніх підпосток передавальних антен. Для загального підвищення перешкодостійкості ліній необхідне заглушення бокових підпосток передпідвальних та приймальних антен.

2. Радіорелейний зв'язок базується на використанні частотної модуляції при величезних широким смугах частот у кожному стовбурі. За цих умов ставляться підвищені вимоги до узгодження між окремими елементами тракту.

Недостатнє узгодження антени з хвилеводом і хвилеводу з високочастотною апаратурою, а також окремих елементів хвилеводного тракту між собою призводять до зникнення у тракті відбитих хвиль, що порушує лінійність фазової характеристики антенно-хвилеводного тракту. При цьому у випадку передавання багатоканальних телефонних сигналів з використанням методу частотної модуляції у телефонних каналах виникають шуми нелінійних переходів, а у випадку телевізійних сигналів - спотворення зображення.

Смуга пропускання антени та хвилеводного тракту визначається як смуга частот, у межах якої коефіцієнт відбиття задо-

вогняє задане значення. Залежно від типу та призначення апаратури (кількість каналів) вимоги до смуги пропускання антенно-хвильоводного тракту можуть змінюватись. У багатостовбурових системах зв'язку сантиметрового діапазону загальна смуга пропускання мусить складати 10...15% від центральної частоти високочастотного сигналу. При визначенні смуги пропускання повинна також враховуватись необхідність використання однієї антени для сумісної роботи декількох радіорелейних систем (наприклад, двох систем на частотах 4000 та 6000 МГц). У цьому випадку смуга пропускання антени мусить бути відповідно розширена. Звичайно допустима величина коефіцієнта відбиття від антени та елементів хвильоводного тракту для багатоканальних систем складає 1...2%. Коефіцієнт відбиття від зчленування (стягу) елементів тракту не повинен перевищувати 0,2...0,3%.

3. У багатостовбурових системах антенно-хвильоводний тракт мусить забезпечити передачу та приймання сигналів одночасно на хвилях із взаємно-перпендикулярною поляризацією поля - вертикальною та горизонтальною. Антену та хвильоводний тракт необхідно проектувати таким чином, щоб взаємний зв'язок між хвилями з різною поляризацією був мінімальним.

4. Для зниження рівня флуктуаційних шумів у телефонних каналах слід забезпечити малі втрати енергії.

Найпоширеніше використання у високоякісному багатоканальному зв'язку (600 - 1800 каналів у кожному стовбурі) знайшли дзеркальні та рупорно-параболічні антени.

Обертання супутників зв'язку здійснюється у діапазоні висот приблизно від 1000 до 10000 км при нестационарних орбітах та на висоті 35800 км при стаціонарній орбіті. У першому випадку період обертання дорівнює декільком годинам і супутник переміщується відносно антени наземного пункту з кутовою швидкістю, яка змінюється за певним законом. Ця швидкість тим більше, чим менше висота орбіти. Тому необхідно, щоб промінь антени супроводжував супутник у межах змінювання кута місця майже $\pm 90^\circ$ та азимуту $\pm 180^\circ$. Це висуває спеціальні вимоги до поворотного пристрою та системи керування обертанням. У другому випадку період обертання за екваторіальною круговою орбітою складає 24 год, тому супутник нерухомий відносно наземної антени [15].

Важливою особливістю систем зв'язку за допомогою ШСЗ є необхідність перекривати вельми великі відстані між супутником та наземними станціями. Оскільки енергетичні ресурси на борту супутника обмежені, обмежена також і потужність бортового передавача. Для того щоб забезпечити потрібний потенціал лінії зв'язку, на наземних пунктах доводиться максимально підсилювати підсилення антен та чутливість приймачів.

При роботі з малопомозним підсилювачем власні шуми приймача можуть виявитись меншими за шуми, які привносить антена, а втрати у тракті. Внаслідок цього рівень шумів у антені може впливати на чутливість системи. Тому вимоги до шумової температури антени та тракту необхідно формулювати виходячи з оптимального відношення сигнал/шум у системі. У той же час наземна антена повинна забезпечувати і високе абсолютне її підсилення.

Ще одна вимога до антен визначається діапазоном, який використовується для зв'язку через ШСЗ. Для цього можуть бути використані лише частоти у межах 1...20 ГГц. Обмеження зверху тут пов'язане з умовами тропосферного поширення радіохвиль, обмеження знизу – з умовами поширення радіохвиль у іоносфері та з рівнем шумів у Галактиці. Робочий проміжок вибирається з урахуванням рівнів шумів, конструктивно допустимих розмірів антен та можливості забезпечити стаєлення при даній ширині діаграми спрямованості. На Галактиці використовують частоти від 1 до 10 ГГц. У цьому діапазоні атмосферне поглинання та густина галактичних шумів малі, і тому можна використовувати малопомозні підсилювачі та спрямовані антени на борту супутника, які мають прийнятні розміри.

Отже, основні вимоги до наземних антен для систем зв'язку через ШСЗ такі:

1. Поворотні пристрої та системи керування ними повинні забезпечувати супроводження ШСЗ променем антени.

2. Антенно-фідерні пристрої мають мати малу шумову температуру і будуватись за умовами забезпечення оптимального співвідношення сигнал/шум у системі.

3. Антени повинні мати високе абсолютне підсилення та діапазон робочих частот 1...10 ГГц.

Найменшу серед інших антен НВЧ власну шумову температуру 5...6 К мають рупорно-параболічні антени [16].

2.2. Геометричні параметри рупорно-параболічної антени

Рупорно-параболічна антена (РПА) - це модифікація параболічної антени. Вона складається з пірамідального або конічного рупора, з'єднаного з неосесиметричним параболічним дзеркалом (рис. 2.1). З'єднання опромінюючого рупора з параболічним дзеркалом в єдину металеву систему ліквідує можливість безпосереднього приймання (або випромінювання) енергії опромінювачем, що забезпечує різке послаблення приймання сигналів з напрямком, протилежним основному. Рупорно-параболічні антени не втрачають енергію на шляху від опромінювача до дзеркала, бо металеві конструктивні елементи у розкритті такої антени відсутні. Енергія розсіюється лише на елементах конструкції захисної кришки (радомі), яка захищає антену від атмосферних опадів.

Спромінювач в РПА вноситься за область дії відбиття від параболоїда променів, а живильний вивід приєднується до рупора через перехід, поперечний переріз якого плавно змінюється (див. рис. 2.1). Коефіцієнт відбиття при великій довжині перехідного рупора $L \gg (6 \dots 8) \lambda$ не перевищує 1...2% у широкій смузі частот [17].

Конструктивно РПА можуть виконуватись як з пірамідальним, так і з конічним рупором (див. рис. 2.1).

Внаслідок нескладних розрахунків можна показати, що для РПА з пірамідальним рупором площа розкриття

$$S_1 = 16 f^2 \left(\frac{\sin \gamma}{\gamma} \frac{r^2}{\cos^2 \gamma} \right), \quad (2.1)$$

а для РПА з конічним рупором

$$S_2 = 4 \pi f^2 \operatorname{tg}^2 \gamma. \quad (2.2)$$

При однакових фокусних відстанях та кутах розкриття рупорів відношення площ розкриття РПА з крутими та пірамідальними рупорами дорівнює

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{\pi}{4} \frac{\sin \gamma}{\gamma}$$

звідки випливає, що при невеликих γ РПА з конічним рупором має площу, меншу приблизно на 25%, ніж РПА з пірамідальним рупо-

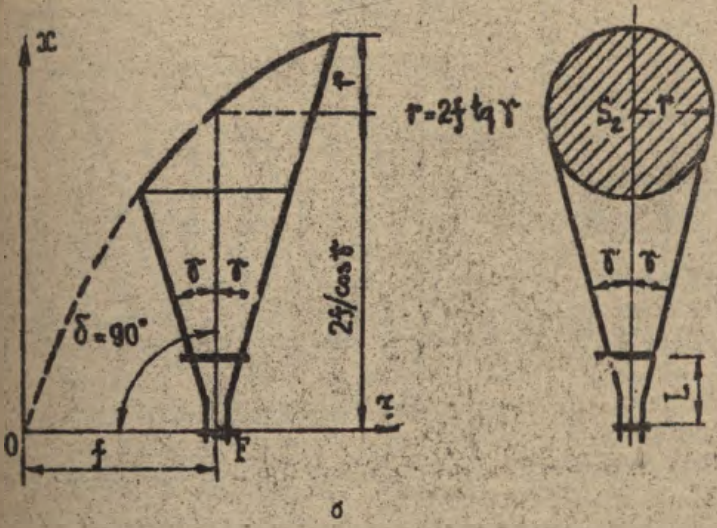
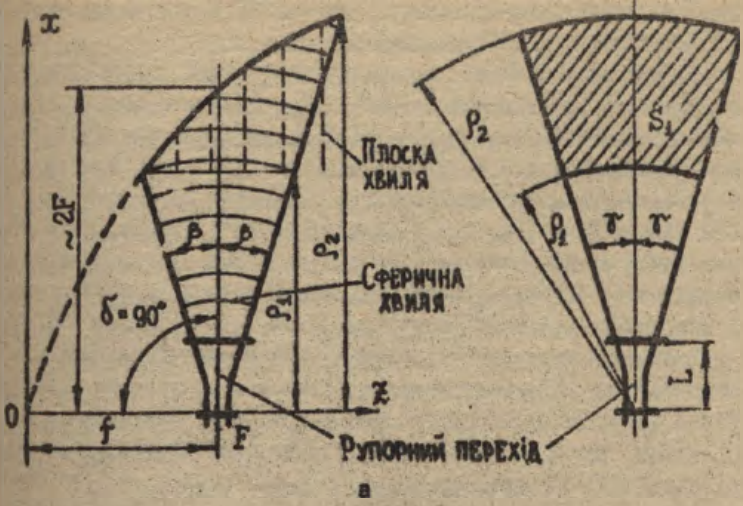


рис. 2.1. Рупорно-параболічна антена з рупорами: а - пірамідальним; б - конічним

ром при однакових висотах антен. Тому на РРД в основному використовуються РПА з пірамідальними рупорами.

Кут розкриву 2β та 2γ при заданій площі випромінювального розкриву або при заданій ширині ЛС у головних площинах визначають габарити антени, бо із збільшенням цих кутів габаритні розміри зменшуються. Але із збільшенням цих кутів погіршується узгодження хвильового хвилеводу з рупором, бо домогтися гарного узгодження легше при невеликих кутах розкриву. Крім того, зменшення кутів розкриву і відповідне подовження рупора супроводжуються збільшенням рівномірності розподілу поля у розкритій антені за вертикальною віссю, а тому й збільшенням КВН та КСД. Дослідження показали, що кути розкриву необхідно вибирати у межах $25 \dots 50^\circ$. При менших кутах істотно збільшуються габарити РПА, а вигода в узгодженні майже непомітний. Звичайно їх беруть такими, що дорівнюють $30 \dots 40^\circ$. Так, наприклад, для реальної антени РРД Г-600 кути розкриву дорівнюють $2\beta = 2\gamma = 35^\circ$ [17, 16].

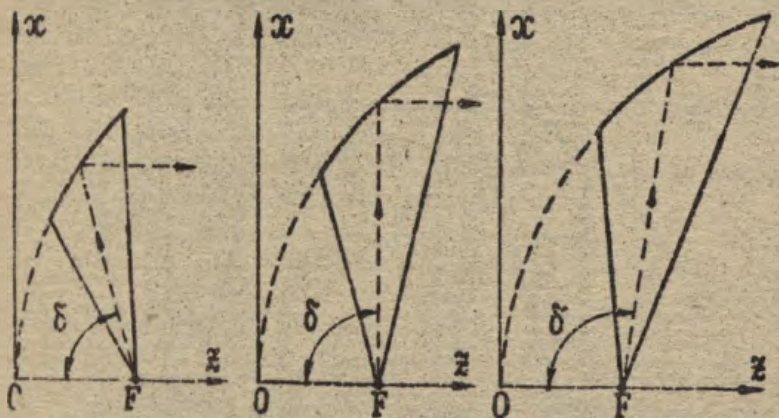


Рис. 2.2. Вибір кута опромінювання РПА

Кут опромінювання δ теж дуже впливає на габарити антени. Як видно з рис. 2.2, залежно від величини δ вона може мати різні габарити при однаковій площі розкриву. Вертикальні габарити зменшуються із зменшенням кута δ , але при цьому пе-

редня стінка антени матиме нахил, сприятливий для осідання опадів на захисній кришці антени (радомі), що дуже небажано. Осідання опадів на радомі утруднено в антені з передньою стінкою, нахиленою уперед ($\delta > 90^\circ$), але це тягне за собою значне збільшення вертикального розміру антени. Звичайно вибирається кут опромінювання $\delta = 90^\circ$. У цьому випадку захисна крапка має нахил уперед, а габарити антени зростають незначно. Крім того, що найважливіше, на відміну від обох інших випадків — немає потреби вигинати вертикальний живильний хвилевод, що дозволяє конструктивно спростити хвилевольний тракт і позбавитись зайвого джерела відбитих хвиль.

Для антен, які використовуються у системах зв'язку через ШСЗ, питання вибору кута збудження пов'язано безпосередньо з габаритами антен побудовою поворотних пристроїв, розміщенням антен на платформі та іншими задачами.

Площа розкряву РПА визначається з умови забезпечення необхідного КСД:

$$D_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_p \cdot \nu_a, \quad (2.3)$$

або коефіцієнта підсилення

$$G_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_p \cdot \nu_{рез}, \quad (2.4)$$

де S_p — площа проєкції розкряву на площину, перпендикулярну до напрямку поширення хвилі; ν_a — апертурний КВП, який визначається розподілом амплітуди поля у розкряві; $\nu_{рез} = \nu_a \cdot \eta_1 \cdot \eta_2$ — результуючий КВП; η_1 — коефіцієнт, що враховує втрати у захисній кришці та у фарбі, що покриває внутрішню поверхню антени; η_2 — коефіцієнт, який ураховує зменшення підсилення антени внаслідок неточного виконання параболоїда.

У багатоканальних системах (наприклад діапазону 4 ГГц) антени повинні мати коефіцієнт підсилення 39...40 дБ (8000...10000). Теоретичне значення ν_a дорівнює $\nu_a = 0,8$. Внаслідок втрат у радомі та у фарбі, а також з урахуванням неточного виконання поверхні параболоїда величина результуючого КВП виявляється дещо меншою. Для розрахунків можна прийняти $\nu_{рез} = 0,65$.

Отже, для заданого КСД (або КП) при $\nu_a = 0,6$ (або $\nu_{рез} = 0,65$) з формули (2.3) (або (2.4)) можна визначити площу розкриву РПА.

Для визначення розмірів розкриву D_1 та D_2 (рис. 2.3) слід зробити так. Умовимось поляризацію, паралельну осі рупора $O'X'$, називати вертикальною (паралельною, поздовжньою) (рис. 2.3,а), а поляризацію, перпендикулярну до осі рупора - горизонтальною (перпендикулярною, поперечною) (рис. 2.3,б).

Для вертикальної поляризації (рис. 2.3,а) розкрив РПА матиме синфазний сталий розподіл за розміром D_1 та косинусний - за розміром D_2 , і для визначення ширини ДС можна скористатись співвідношеннями [9]

$$2\theta_{0,5E}^{\circ} = 51^{\circ} \frac{\lambda}{D_1}, \quad 2\theta_{0,5H}^{\circ} = 68^{\circ} \frac{\lambda}{D_2}. \quad (2.5)$$

Звичайно від РПА потребується створення голчастої ДС, тобто виконання умови

$$2\theta_{0,5E}^{\circ} = 2\theta_{0,5H}^{\circ}. \quad (2.6)$$

Тоді з (2.5) впливає

$$D_2 = 1,34 D_1, \quad (2.7)$$

що дає змогу за формулою $S_p = D_1 \cdot D_2 = 1,34 D_1^2$ розрахувати розмір D_1 , а за формулою (2.7) - розмір D_2 .

Для горизонтальної поляризації (рис. 2.3,б) розкрив РПА матиме синфазний сталий розподіл за розміром D_2 і косинусний - за розміром D_1 . Для визначення ширини ДС тоді можна скористатись співвідношеннями

$$2\theta_{0,5E}^{\circ} = 51^{\circ} \frac{\lambda}{D_2}, \quad 2\theta_{0,5H}^{\circ} = 68^{\circ} \frac{\lambda}{D_1}. \quad (2.8)$$

Виконання умови голчастої ДС (2.6) дає

$$D_1 = 1,34 D_2. \quad (2.9)$$

Тоді за формулою $S_p = D_1 \cdot D_2 = 1,34 D_2^2$ визначається розмір D_2 , а за формулою (2.9) - розмір D_1 .

Розміри РПА ρ_1 та ρ_2 також легко знайти за рис. 2.3:

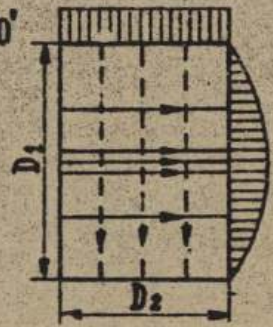
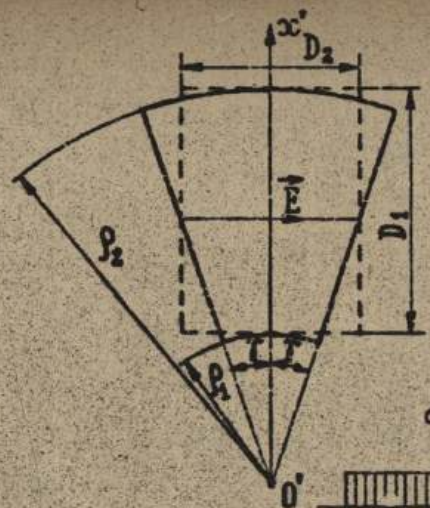
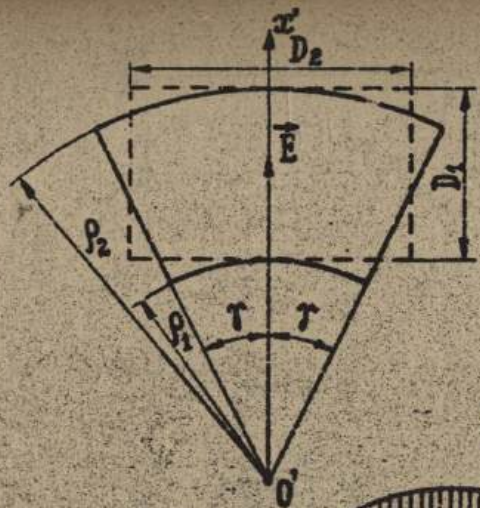


Рис. 2.3. Розміри розкриття РПА з поляризаціями: а - вертикальний; б - горизонтальний

$$D_1 = \rho_2 - \rho_1, \quad (2.10)$$

$$D_2 = (\rho_1 + \rho_2) \operatorname{tg} \delta.$$

Розмір D_2 у (2.10) визначений як середній розмір $D_2 = (\rho_1 + \rho_2) \operatorname{tg} \delta$, де $D_1 = \rho_2 - \rho_1$, $D_2 = 2\rho_1 \operatorname{tg} \delta$, $D_2 = 2\rho_2 \operatorname{tg} \delta$ - розміри розкриву РЛА у горизонтальній площині за ρ_1 та ρ_2 відповідно.

Розв'язання (2.10) дає значення для розмірів ρ_1 та ρ_2 , які є параметрами ДС, КВП та КСД:

$$\rho_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{D_2}{\operatorname{tg} \delta} - D_1 \right), \quad (2.11)$$

$$\rho_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{D_2}{\operatorname{tg} \delta} + D_1 \right). \quad (2.12)$$

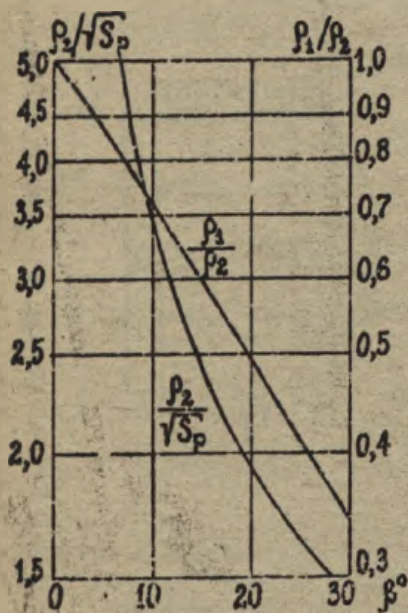


Рис. 2.4. Залежність розмірів від поперечного кута розкриву

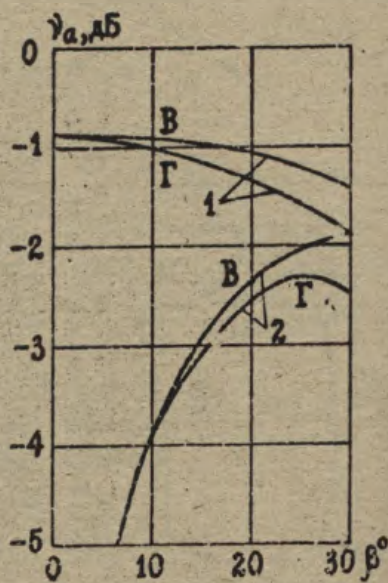


Рис. 2.5. Залежність апертурного КВП від поперечного кута розкриву

Для знайденої площі розкриття S_p та вибраного кута розкриття β швидко визначити одніні розміри ρ_1 та ρ_2 можна за допомогою рис. 2.4 [19].

Наприклад, типова антена РПА-2П, що працює на частотах 4 та 6 ГГц, має такі розміри: $\beta = \gamma = 17,5^\circ$; $D_1 = 270$ см; $D_2 = 273$ см; $\rho_1 = 317$ см; $\rho_2 = 590$ см; $f = 216$ см; $S_p = 7,5$ м². З рис. 2.4 знаходимо, що для $\beta = 17,5^\circ$ $\rho_2/\sqrt{S_p} = 2,15$ та $\rho_1/\rho_2 = 0,54$. Тоді $\rho_2 = 2,15\sqrt{7,5} = 589$ см, а $\rho_1 = 0,54 \cdot \rho_2 = 318$ см, тобто тільки на 1 см відрізняється від стандартних. Розміри D_1 , D_2 та f можна визначити за формулами (2.10) та (2.1). Вони матимуть такі значення: $D_1 = 271$ см, $D_2 = 286$ см, $f = 216$ см. Як видно, косить змітно відхилення має лише розмір D_2 , який обчислюється приблизно.

З рис. 2.4 для вибраного поперечного кута розкриття γ та визначених за формулами (2.11), (2.12) розмірів ρ_1 , ρ_2 можна також знайти значення поздовжнього кута розкриття β .

Для того щоб виваженіше задавати значення апортурного КВП при розрахунку площі розкриття, можна скористатись рис. 2.5 [19]. На цьому кривій Γ належать до горизонтальної, а криві δ - до вертикальної поляризації, пара кривих λ знайдена для "чистого" розкриття, а λ_2 - для розкриття з урахуванням площі лавової сторони рупора. Так, наприклад, для "чистого" розкриття при $\beta = 17,5^\circ$ маємо: для вертикальної поляризації $\lambda_a = -1,04$ дБ ($\lambda_a = 0,787$), а для горизонтальної - $\lambda_a = -1,26$ дБ ($\lambda_a = 0,745$).

2.3. Електричні характеристики РПА

Діаграма спрямованості РПА при основній поляризації розраховується виходячи з розподілу поля у розкритті. Розкрив РПА ефігурою, створеною координатними лініями полярної системи координат (рис. 2.6). Діаграма спрямованості в області кутів, близьких до напрямку максимального випромінювання, обчислюється за таким виразом [17]:

$$F(\theta, \varphi) = \iint_{-\rho_1}^{\rho_2} E(\rho, \varphi') e^{ik\rho \sin\theta \cos(\varphi - \varphi')} \rho d\rho d\varphi', \quad (2.13)$$

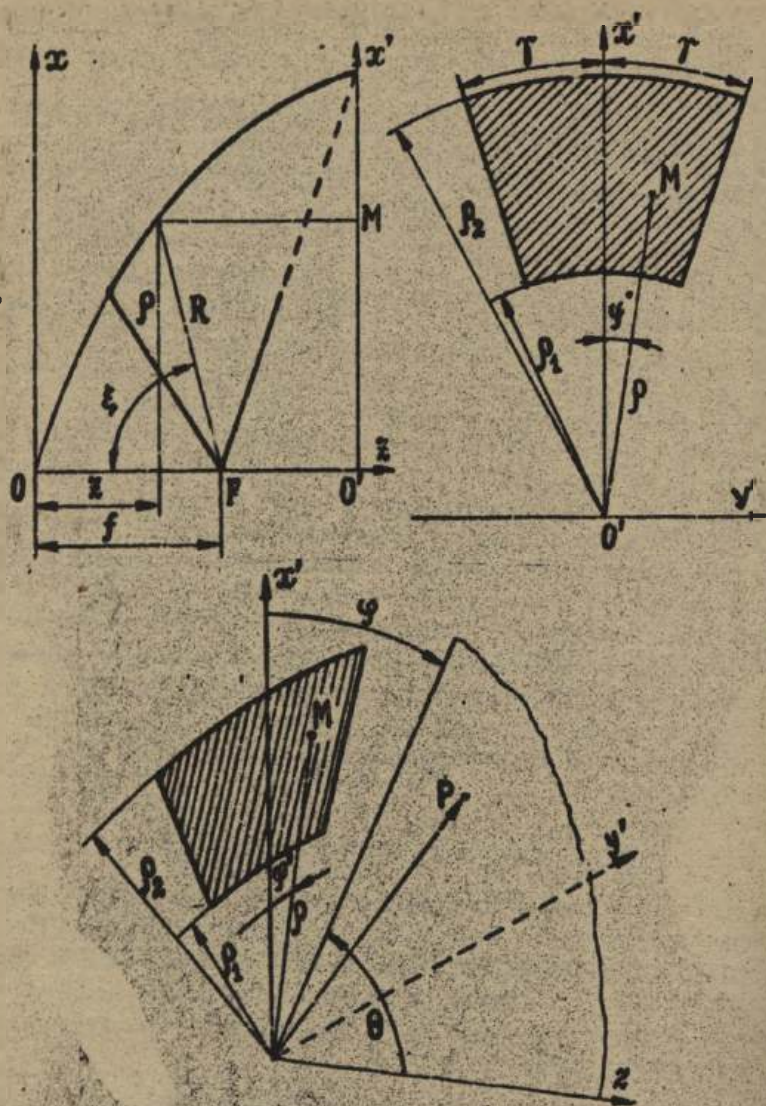


Рис. 2.6. До розрахунку ДС рупорно-параболічної антени

де θ , φ - кутові координати точки спостереження P ; ρ , φ' - полярні координати точки розкриву M ; $E(\rho, \varphi')$ - функція, яка характеризує розподіл поля у розкриві.

Якщо прийняти, що розподіл поля у розкриві визначається тільки розподілом поля у відповідній площині дупора та відстанню до дзеркала, то функції розподілу амплітуд поля мають вигляд [17, 18, 20]:

- для вертикальної поляризації

$$E(\rho, \varphi') = \frac{\cos\left(\frac{\pi \varphi'}{2\delta}\right)}{f\left(1 + \frac{\rho_2}{4f_2}\right)}, \quad (2.14)$$

- для горизонтальної поляризації

$$E(\rho, \varphi') = \frac{\cos\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{\rho_2 - 3\rho_1}{\rho_2 - \rho_1}\right) + \frac{\pi\rho}{\rho_2 - \rho_1}\right]}{f\left(1 + \frac{\rho^2}{4f^2}\right)}. \quad (2.15)$$

Виконуючи інтегрування у (2.13) з урахуванням (2.14), одержимо такі ДС для вертикальної поляризації поля:

- у горизонтальній площині (або площині H)

$$F_H(\theta) = \frac{\pi}{8\gamma(\rho_2 - \rho_1)\sin\theta} \left[\text{Si}\left(\frac{\pi}{2} + a_2\delta\right) - \text{Si}\left(\frac{\pi}{2} - a_2\delta\right) - \text{Si}\left(\frac{\pi}{2} + a_1\delta\right) + \text{Si}\left(\frac{\pi}{2} - a_1\delta\right) \right]; \quad (2.16)$$

- у вертикальній площині (або площині E)

$$F_E(\theta) = \frac{1}{\sin\theta} \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{a_2}} e^{i\left(a_2 + \frac{\pi^2}{8\gamma^2 a_2}\right)} \left[C(\xi_1) - iS(\xi_1) - C(\xi_2) + iS(\xi_2) \right] - \sqrt{\frac{\pi}{a_1}} e^{i\left(a_1 + \frac{\pi^2}{8\gamma^2 a_1}\right)} \left[C(\eta_1) - iS(\eta_1) - C(\eta_2) + iS(\eta_2) \right] \right\}. \quad (2.17)$$

У цих формулах

$$a_1 = k\rho_1 \sin\theta, \quad a_2 = k\rho_2 \sin\theta;$$

$\text{Si } \gamma = \int_0^{\gamma} \frac{\sin t}{t} dt$ - Інтегральний синус [21];

$$\xi_1 = \left(\delta - \frac{\pi}{2\gamma a_2} \right) \sqrt{\frac{a_2}{2}}; \quad \xi_2 = \left(\delta + \frac{\pi}{2\gamma a_2} \right) \sqrt{\frac{a_2}{2}};$$

$$\eta_1 = \left(\delta - \frac{\pi}{2\gamma a_1} \right) \sqrt{\frac{a_1}{2}}; \quad \eta_2 = \left(\delta + \frac{\pi}{2\gamma a_1} \right) \sqrt{\frac{a_1}{2}};$$

$C(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\xi} \frac{\cos t}{\sqrt{t}} dt$, $S(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\xi} \frac{\sin t}{\sqrt{t}} dt$ - Інтеграл Френеля [21].

Виконувати Інтегрування у (2.13) з урахуванням (2.15), дістанемо такі ДС для горизонтальної поляризації поля:

- у горизонтальній площині (або площині E)

$$F_E(\theta) = \frac{\pi}{8\gamma(\rho_2 - \rho_1)\sin\theta} \left\{ \cos \frac{\pi a_2}{a_2 - a_1} \left[\text{Ci}(a_2 \rho_1) - \text{Ci}(a_2 \rho_2) \right] + \right. \\ \left. + \sin \frac{\pi a_2}{a_2 - a_1} \left[\text{Si}(a_2 \rho_1) - \text{Si}(a_2 \rho_2) \right] + \cos \frac{\pi a_1}{a_2 - a_1} \left[\text{Ci}(a_1 \rho_1) - \right. \right. \\ \left. \left. - \text{Ci}(a_1 \rho_2) \right] + \sin \frac{\pi a_1}{a_2 - a_1} \left[\text{Si}(a_1 \rho_1) - \text{Si}(a_1 \rho_2) \right] \right\}; \quad (2.18)$$

- у вертикальній площині (або площині H)

$$F_H(\theta) = \frac{1}{1 - \left[\frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\lambda} \sin\theta \right]^2} \left\{ \frac{e^{ik\rho_2 \sin\theta}}{\sqrt{\frac{2\rho_2}{\lambda} \sin\theta}} \left[C(q_1) - iS(q_1) \right] + \right. \\ \left. + \frac{e^{ik\rho_1 \sin\theta}}{\sqrt{\frac{2\rho_1}{\lambda} \sin\theta}} \left[C(q_2) - iS(q_2) \right] \right\}. \quad (2.19)$$

У цих формулах

$$\rho_1 = \frac{\pi}{a_2 - a_1} + \delta; \quad \rho_2 = \frac{\pi}{a_2 - a_1} - \delta;$$

$$q_1 = \sqrt{\frac{2\beta_1}{\lambda} \delta \sin \theta}; \quad q_2 = \sqrt{\frac{2\beta_1}{\lambda} \gamma \sin \theta};$$

$\text{Si} p = \text{Si} p - \frac{\pi}{2}$; $\text{Ci} p = - \int_p^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt$ - інтегральний косинус [21]; $\text{Si} p$, $\text{Ci} p$, $S(\xi)$, $C(\xi)$ набувають тих самих значень, що й у формулах (2.16) та (2.17).

Формули (2.17) та (2.19) мають комплексний невормований вигляд. Отже, для одержання амплітудних ДС необхідно спочатку знайти модулі цих виразів, а потім пренормувати їх відносно $F(\theta)$ при $\theta = 0^\circ$.

При початку розкриття РПА прямокутним (див. рис. 2.3) з розмірами D_1 та D_2 (а це можна зробити з досить великою точністю, бо 2β та 2γ не перевищують $30 \dots 40^\circ$) її ДС для вертикальної поляризації можна обчислити за виразами [22, 18]:
- у вертикальній площині (або площині E)

$$F_E(\theta) = \frac{a_3}{\text{sh} a_3} \sqrt{\frac{\sin^2 \xi_1 + \text{sh}^2 a_3}{\xi_1^2 + a_3^2}}, \quad (2.20)$$

де

$$\xi_1 = \frac{\pi D_1}{\lambda} \sin \theta, \quad a_3 = \frac{\sin \beta}{\cos \delta + \cos \beta},$$

причому коефіцієнт a_3 повинен задовольняти умову

$$0,15 < a_3 < 0,75;$$

- у горизонтальній площині (або площині H)

$$F_H(\theta) = \left[\frac{1 + \pi^{-4} (8\pi^2 a_4^2 + 16 a_4^4)}{1 + \text{sh}^2 a_4} \right]^{1/2} \times \left\{ \frac{\cos^2 \xi_2 + \text{sh}^2 a_4}{\left[1 - \left(\frac{2}{\pi} \xi_2 \right)^2 \right]^2 + \pi^{-4} (32 a_4^2 \xi_2^2 + 8\pi^2 a_4^2 + 16 a_4^4)} \right\}^{1/2}. \quad (2.21)$$

$$\xi_2 = \frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta, \quad \alpha_4 = \frac{\sqrt{2}}{2} \operatorname{tg} f.$$

ричому коефіцієнт α_4 повинен задовольняти умову

$$0,15 < \alpha_4 \leq 0,5.$$

При горизонтальній поляризації поля вплив відстані до джерела на розподіл амплітуди поля, а тому і на ДС антени ще менш значний, ніж при вертикальній поляризації [18]. Тому наближено ДС антени можна визначити, як для відповідного рупора з розподілом, наведеним на рис. 2.3,б:

- у горизонтальній площині (або площині Е)

$$F_E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin\left(\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta}; \quad (2.22)$$

- у вертикальній площині (або площині Н)

$$F_H(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\cos\left(\frac{\pi D_1}{\lambda} \sin \theta\right)}{1 - \left(\frac{2 D_1}{\lambda} \sin \theta\right)^2}. \quad (2.23)$$

Врази (2.20), (2.21) та (2.22), (2.23) є дуже простими, але наближеними, і розраховані за ними ДС потребують уточнення, тобто розрахунку остаточних ДС за формулами (2.16), (2.17) та (2.18), (2.19).

Для оцінки перехідозахисності антени для РРД у більшості випадків основне значення має її ДС у горизонтальній площині [23]. Нагадаємо, що коефіцієнт перехідозахисності, який вимірюється, визначається як [24]

$$k_{\text{пз}} = 10 \operatorname{tg} \frac{\Phi_c(\theta, \varphi)}{\Phi_{\text{п}}(\theta, \varphi)}, \quad (2.24)$$

де $\Phi_c(\theta, \varphi)$ - значення ДС за потужністю у напрямку на джерело сигналу; $\Phi_{\text{п}}(\theta, \varphi)$ - значення ДС за потужністю у напрямку на джерело перешкоди.

З останнього виразу випливає, що перехідозахисність антени цілком визначається формою її ДС, отже, знання напрямку та рівня

бокових пелюсток є дуже важливим.

У праці [23] показано, що ДС РПА у горизонтальній площині для горизонтальної поляризації можна визначити ще як

$$F_E(\theta) = \frac{1}{2kD_2 \sin(\theta/2)} \left\{ [A(\theta) - A(-\theta)]^2 + 4A(\theta)A(-\theta) \sin^2\left(\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta\right) \right\}^{1/2}, \quad 0^\circ < \theta \leq 90^\circ; \quad (2.25)$$

$$F_E(\theta) = \frac{A(\theta)}{2kD_2 \sin \frac{\theta}{2}}, \quad 90^\circ < \theta < 180^\circ; \quad (2.26)$$

де

$$A(\theta) = \frac{\cos[\sigma(1 - \cos \theta - \mu \sin \theta)]}{1 - \left[\frac{2}{\pi} \sigma(1 - \cos \theta - \mu \sin \theta)\right]^2}, \quad (2.27)$$

$$\sigma = \frac{\pi D_1}{\lambda} \operatorname{tg} \beta, \quad \mu = \operatorname{tg} \gamma / \operatorname{tg} \beta.$$

У межах головної та однієї-двох перших бокових пелюток у формулі (2.25) можна покласти $A(\theta) = A(-\theta) = 1$ і вважати, що

$$F_E(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta\right)}{kD_2 \sin \frac{\theta}{2}} = \frac{\sin\left(\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta},$$

тобто при малих θ ДС РПА практично не відрізняється від ДС антени із сфазною прямокутною апертурою у площині E .

Розподіл рівня дальніх бокових пелюток у просторі залежить від характеру функції $A(\theta)$. У тих напрямках, де $A(\theta)$ близьке до одиниці, слід чекати зростання бокового випромінювання. Якщо позначити через θ_m такий кут, для якого $A(\theta) = 1$, одержимо

$$1 - \cos \theta_m - \mu \sin \theta_m = 0,$$

звідки

$$\theta_m = 2 \arctg \mu = 2 \arctg (\operatorname{tg} \gamma / \operatorname{tg} \beta). \quad (2.28)$$

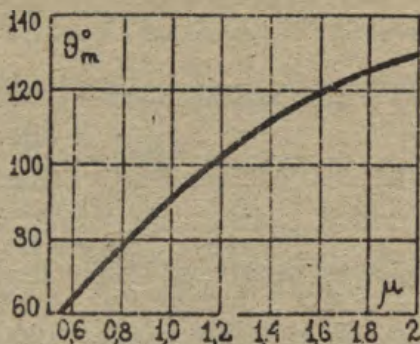


Рис. 2.7. Залежність максимумів бокових пелюсток від відношення кутів розкриття РПА

Залежність θ_m від μ наведено на рис. 2.7, з якого видно, що для антен, у яких горизонтальний розмір перевищує вертикальний ($\gamma > \beta$), сектор підвищеного бокового випромінювання розміщений у задньому напівпросторі, а для антен з $\beta > \gamma$ - у передньому. Максимальний рівень поля у цьому секторі дорівнює

$$F_E(G_m) = \frac{1}{2k D_2 \sin \frac{\theta_m}{2}} \quad (2.29)$$

Розрахунки ДС за формулами (2.25) та (2.26) для типової антени РПА-2П при $\gamma = \beta$ та $\lambda = 8,25$ см показують, що майже в усьому секторі $0 \dots 180^\circ$ рівень бокового випромінювання не перевищує 60...70 дБ. Сектор підвищеного бокового випромінювання розміщений при куті θ , близькому до 90° , як і слід було сподіватися (див. рис. 2.7 при $\mu = 1$). Для цього $F_E(90^\circ) = 49,3$ дБ. У задньому напівпросторі рівень бокового випромінювання майже усюди менший за 80 дБ.

Для вертикальної поляризації ДС у горизонтальній площині має вигляд [23]

$$F_E(\theta) = \frac{\lambda^2}{16 D_2^2} \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\cos \theta - \cos \psi} \left\{ [B(\theta) - B(-\theta)]^2 + 4B(\theta)B(-\theta) \sin^2 \left(\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta \right) \right\}^{1/2}, \quad 2\psi < \theta < 90^\circ; \quad (2.30)$$

$$F_E(\theta) = \frac{\lambda^2}{16 D_2^2} \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\cos \theta - \cos \psi} B(\theta), \quad \theta > 90^\circ, \quad (2.31)$$

до

$$B(\theta) = \frac{\sin [\sigma(1 - \cos \theta - \mu \sin \theta)]}{\sigma(1 - \cos \theta - \mu \sin \theta)}, \quad \psi \approx \frac{\lambda}{2 D_2}. \quad (2.32)$$

У межах головної пелюстки (практично при $\theta < 2\psi$) можна одержати

$$F_E(\theta) = \frac{\lambda^2}{8 D_2^2} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi D_2}{\lambda} \sin \theta\right)}{\cos \theta - \cos \psi}. \quad (2.33)$$

Напрямки максимумів бокових пелюсток θ_m визначаються за формулою (2.23), а їх рівень -- як

$$F_E(\theta_m) = \frac{\lambda^2}{16 D_2^2} \cdot \frac{\cos \frac{\theta_m}{2}}{\cos \theta_m - \cos \psi}. \quad (2.34)$$

Тоді для РПА-2П на хвилі $\lambda = 8,25$ см при $\theta_m = 90^\circ$ маємо $F_E(90^\circ) = 88$ дБ.

Аналіз формул (2.30) - (2.33) цілкомито аналогічний аналізу формул (2.25) та (2.26) і призводить до таких самих результатів, але рівень бокових пелюсток для вертикальної поляризації значно нижчий, ніж для горизонтальної.

Важливою характеристикою РПА є коефіцієнт захисної дії (коефіцієнт перешкодозахисності (2.24)), який у даному випадку обчислюватиметься як

$$B = 10 \lg \left| \frac{P_m}{P(\theta)} \right| = 20 \lg \left| \frac{E_m}{E(\theta)} \right|, \quad (2.35)$$

де P_m та E_m - густина енергії та напруженість поля, які антена створює у напрямку максимального випромінювання; $P(\theta)$ та $E(\theta)$ - густина енергії та напруженість поля, які антена створює при кутах спостереження θ , близьких до напрямку "назад", тобто до $\theta = 180^\circ$.

При θ , які змінюються приблизно від $\theta = 160^\circ$ до $\theta = 200^\circ$, коефіцієнт захисної дії може бути розрахований за наведеною формулою [14, 18, 20]

$$B = 20 \lg \left| \frac{4\pi S_p}{\lambda l} \cdot \frac{\frac{0,5kl \sin \theta}{\sin(0,5kl \sin \theta)}}{\cos^{-1}[0,5(\alpha - \alpha_0)] - \cos^{-1}[0,5(\alpha + \alpha_0)]} \right| \quad (2.36)$$

де θ - кут, для якого визначається коефіцієнт захисної дії (відрхсується від напрямку максимального випромінювання);
 l - ширина розкраву у його верхній частині; α_0 - кут між площинок розкраву та дотичною до верхньої кромки параболи;
 α - кут між дотичною до верхньої кромки параболи та напрямком "назад", тобто $\theta = 180^\circ$ (див. рис. 2.7).

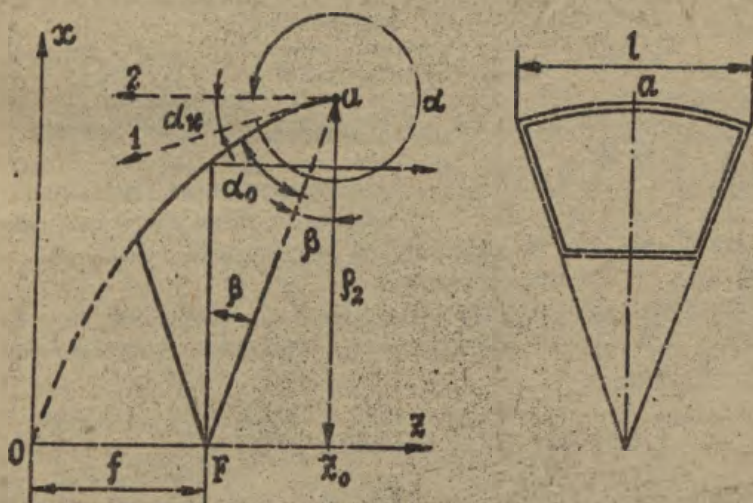


Рис. 2.8. Геометрія РПА: 1 - напрямок дотичної до поверхні дзеркала у точці Q; 2 - напрямок, паралельний променям, які виходять з антени

Для визначення величин $(\alpha - \alpha_0)$ та $(\alpha + \alpha_0)$ необхідно зробити так. З рис. 2.8 видно, що

$$\alpha_k + \alpha_0 + j = \frac{\pi}{2}, \quad \alpha + \alpha_k = 2\pi,$$

отже,

$$\alpha - \alpha_0 = \frac{3}{2} \pi + \beta, \quad \alpha + \alpha_0 = \frac{5}{2} \pi - 2\alpha_k - \beta. \quad (2.37)$$

Кут α_k між дотичною 1 та напрямком 2 визначається з рівняння параболи

$$x^2 = 4fz, \quad x = 2\sqrt{f} z^{1/2} \quad (2.38)$$

як

$$\operatorname{tg} \alpha_k = x'_z \Big|_{z=z_0} = \sqrt{f/z_0}. \quad (2.39)$$

Величина z_0 (глибина параболоїда) також розраховується з (2.38) при $x = \rho_2$, $z = z_0$, тобто

$$\rho_2^2 = 4fz_0,$$

звідкя

$$z_0 = \rho_2^2 / 4f. \quad (2.40)$$

Після підстановки (2.40) у (2.39) маємо

$$\alpha_k = \operatorname{arctg} (2f/\rho_2),$$

де ρ_2 визначається з формули (2.12), а фокусна відстань f - за рівнянням (2.1):

$$f = 0,25 \frac{\cos^2 \gamma}{\gamma} \sqrt{S_p \frac{Y}{\sin \gamma}}. \quad (2.41)$$

Коефіцієнт захисної дії типової РПА складає приблизно 63 дБ. У зв'язку з неідеальною точністю виконання робочих поверхонь порівняння розрахункових та експериментальних даних правсмірні лише на рівнях 50...60 дБ.

Наведені дані показують, що захисна дія РПА у горизонтальній площині виключно висока. Зокрема, медіанна перешкодозахисність складає приблизно 80 дБ у випадку горизонтально поляризованого і 110 дБ - у випадку вертикально поляризованого поля, що значно перевищує медіанну перешкодозахисність інших класів антен.

У реальних умовах у зв'язку з неточністю виконання робочих поверхонь антени, через збудження вищих типів хвиль у горловині рупора, через розсіяння у радомі та ін. спрямовані якості РПА істотно погіршуються. Але висновок про виключно високий коефіцієнт захисної дії РПА залишається чинним [23].

Апертурний коефіцієнт використання поверхні ЕПА визначається за формулою

$$V_a = \frac{1}{S_p} \frac{\left| \int_{\rho_1}^{\rho_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} E(\rho, \varphi') \rho d\rho d\varphi' \right|^2}{\int_{\rho_1}^{\rho_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} |E(\rho, \varphi')|^2 \rho d\rho d\varphi'} \quad (2.42)$$

де функція $E(\rho, \varphi')$ залежно від поляризації має вигляд (2.14) або (2.15).

Для вертикальної поляризації КВН обчислюється вляхом підстановки у формулу (2.42) функції $E(\rho, \varphi')$ з (2.14) та подальшим інтегруванням:

$$V_{ab} = \frac{8}{\pi^2} \frac{[(2f)^2 + \rho_1^2][(2f)^2 + \rho_2^2]}{(\rho_2^2 - \rho_1^2)^2} \epsilon_1 \frac{[(2f)^2 + \rho_2^2]}{[(2f)^2 + \rho_1^2]} \quad (2.43)$$

Для горизонтальної поляризації при визначенні КВН у формулу (2.42) необхідно підставити $E(\rho, \varphi')$ з (2.15) і провести інтегрування:

$$V_{ag} = \frac{16}{\pi^2} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \left\{ \epsilon_1 \frac{\rho_2}{\rho_1} + \cos \left[\pi \left(\frac{\rho_2 - 3\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \right) \right] \left[\text{Ci} \left(\pi \frac{2\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} \right) - \text{Ci} \left(\pi \frac{2\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \right) \right] + \sin \left[\pi \left(\frac{\rho_2 - 3\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \right) \right] \left[\text{Si} \left(\pi \frac{2\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} \right) - \text{Si} \left(\pi \frac{2\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \right) \right] \right\} \quad (2.44)$$

На РРД з парними та непарними стовбурами при рознесенні за частотою між стовбурами в 29 МГц селективності приймальних пристроїв та ділильних фільтрів недостатня для захисту від перешкод, які створюють сусідні стовбури. Для збільшення перехідного загасення хвилі, що відповідають сусіднім стовбурам, повинні мати взаємно перпендикулярну поляризацію поля. З іншого боку, параболічні та рупорно-параболічні антени поряд з полем основної поляризації створюють складову поля з перпендикулярною (перехресною або крос-) поляризацією [2], яка збільшує зв'язок між стовбурами. Тому знання ДС РПА за перехресною поляризацією є дуже важливим.

У припущенні, що вектор напруженості основного поля орієнтований вздовж осі Ox (вертикальна поляризація) (див. рис. 2.7), а складова за перехресною поляризацією орієнтована вздовж осі Oy , одержимо [20]

$$|E_y| = \frac{\gamma}{8} \left[\frac{\cos(k\gamma\rho_2 \sin\theta)}{\frac{\pi^2}{4} - (k\gamma\rho_2 \sin\theta)^2} - \frac{\cos(k\gamma\rho_1 \sin\theta)}{\frac{\pi^2}{4} - (k\gamma\rho_1 \sin\theta)^2} \right] \operatorname{ctg}\theta \quad (2.45)$$

Поле основної поляризації у напрямку $\theta = 0^\circ$ визначається за формулою

$$|E_0|_{\theta=0^\circ} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)\pi\gamma \cos\gamma}{\lambda(\pi^2 - 4\gamma^2)} \quad (2.46)$$

Звичайно цікавляться не абсолютною величиною $|E_y|$, а її відношенням до $|E_0|$ і розраховують ДС за перехресною поляризацією у логарифмічному масштабі, дБ:

$$F_n(\theta) = 20 \lg \left| \frac{E_y}{E_0} \right| = 20 \lg \left| \frac{(\pi^2 - 4\gamma^2) \operatorname{ctg}\theta}{4k(\rho_2 - \rho_1) \cos\gamma} \times \left[\frac{\cos(k\gamma\rho_2 \sin\theta)}{\frac{\pi^2}{4} - (k\gamma\rho_2 \sin\theta)^2} - \frac{\cos(k\gamma\rho_1 \sin\theta)}{\frac{\pi^2}{4} - (k\gamma\rho_1 \sin\theta)^2} \right] \right| \quad (2.47)$$

ДС поля перехресної поляризації має нуль при $\theta = 0^\circ$, як і для звичайних параболічних антен. Величина відносного максимуму ДС перехресної поляризації дорівнює 20...25 дБ (6...10%).

2.4. Питання проектування

В РПА є декілька можливих джерел відбитих хвиль. У першу чергу — це місце з'єднання рупорної частини антени з живильним хвилеводом. Використання плавних переходів від хвилеводу до рупора дозволяє практично виключити відбиту хвилю. Так, при довжині переходу $L = 5\lambda$ та суміщенні форми переходу з точністю до першої похідної з хвилеводом та рупором можна забезпечити коефіцієнт відбиття близько 0,1% [25].

Розміри поперечного перерізу рупорного переходу повинні плавно змінюватися на досить великій довжині. Високе узгодження можна одержати, якщо прийняти закон змінювання поперечного перерізу рупора згідно з поліномом [17]

$$a(x) = k_0 + k_1 x + k_2 x^2 + k_3 x^3, \quad (2.48)$$

де коефіцієнти k_0, k_1, k_2, k_3 визначаються з умови збігу розмірів рупорного переходу із вхідним отвором антени

ня та з відповідними розмірами перерізу хвилеводу. Рупорний перехід повинен також плавно з'єднуватись з хвилеводом та твірною віссю основного рупора антени. Ці вимоги зводяться до умов

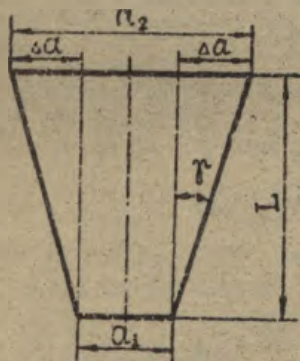
$$a(x)|_{x=0} = a_1, \quad \left. \frac{da(x)}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad (2.49)$$

$$a(x)|_{x=L} = a_2, \quad \left. \frac{da(x)}{dx} \right|_{x=L} = \operatorname{tg} \gamma,$$

де a_1, a_2 - поперечні розміри вхідного a_1 та вихідного a_2 квадратних перерізів переходу висотою L (рис. 2.9).

Після сумісного розв'язання (2.48) та (2.49) одержимо

$$a(x) = a_1 + \left(3 \frac{a_2 - a_1}{L^2} - \frac{\operatorname{tg} \gamma}{L} \right) x^2 + \left(\frac{\operatorname{tg} \gamma}{L^2} - 2 \frac{a_2 - a_1}{L^3} \right) x^3 \quad (2.50)$$



З рис. 2.9 видно, що

$$a_2 - a_1 = 2L \operatorname{tg} \gamma,$$

і тоді (2.50) матиме вигляд

$$a(x) = a_1 + 5 \frac{\operatorname{tg} \gamma}{L} x^2 - 3 \frac{\operatorname{tg} \gamma}{L^2} x^3 \quad (2.51)$$

або

$$a(x) = a_1 + 2 \Delta a(x),$$

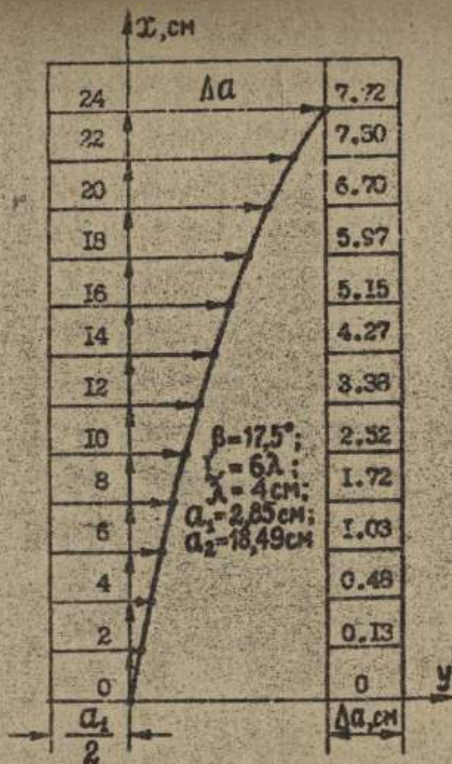
де

$$\Delta a(x) = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{2} \left(\frac{5x^2}{L} - \frac{3x^3}{L^2} \right). \quad (2.52)$$

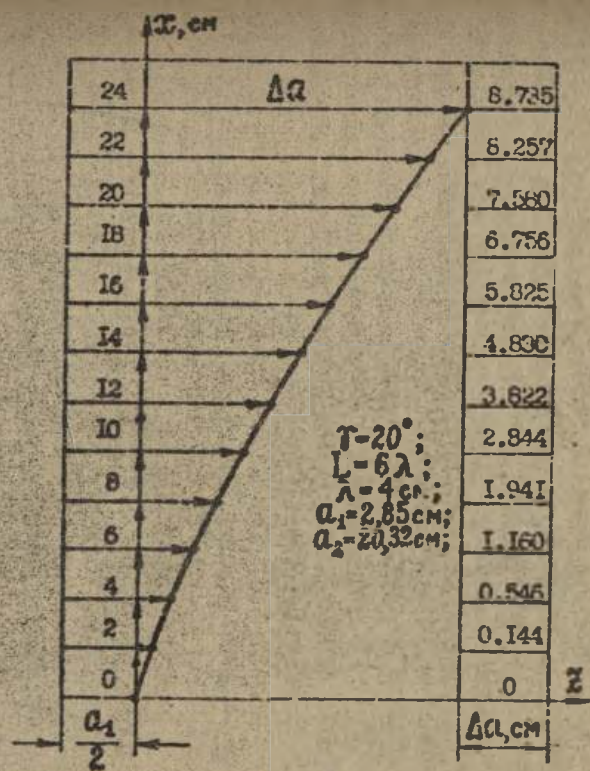
Рис. 2.9 Рупорний перехід

Розмір a_1 - це розмір широкій стінки стандартного хвилеводу, який визначається за заданою середньою довжиною хвилі та смуговою частотою з табл. Д.І [9] або з табл. 7.П [10]. Довжина переходу задається у межах $L = (6 \dots 8) \lambda$. Підстановка у (2.52) значень (з певною відстанню) від $x = 0$ до $x = L$ дозволяє побудувати профіль рупорного переходу.

На рис. 2.10 наведено профілі переходів, побудовані для таких даних: $\lambda = 4$ см; $L = 6 \lambda$; $a_1 = 2,85$ см; $\beta = 17,5^\circ$ (рис. 2.10, а) та $\lambda = 4$ см; $L = 6 \lambda$; $a_1 = 2,85$ см; $\gamma = 20^\circ$ (рис. 2.10, б).



а



б

Рис. 2.10. Приклади розрахунків плавних рупорних переходів

Помітними джерелами відбиття в РПА є також верхня та нижня кромки розкриття антени і діелектричний кожух (радом). Рівень відбиття від кромки, як правило, невеликий і для антен з підсиленням 40 дБ та вище не перевищує часток проценту. Товщина ж діелектричного кожуха d вибирається такою, щоб забезпечити взаємну компенсацію відбиття від обох боків радому. Для цього необхідно, щоб величина $kd\sqrt{\epsilon}$ була кратною π ; при цьому діелектрична проникність ϵ не повинна дуже відрізнитись від одиниці. На рис. 2.11 наведено залежність коефіцієнта відбиття від плоского захисного радому, виконаного з пенсіласту типу ПС-І ($\epsilon = 1,25$) товщиною $d = 70$ мм [25].

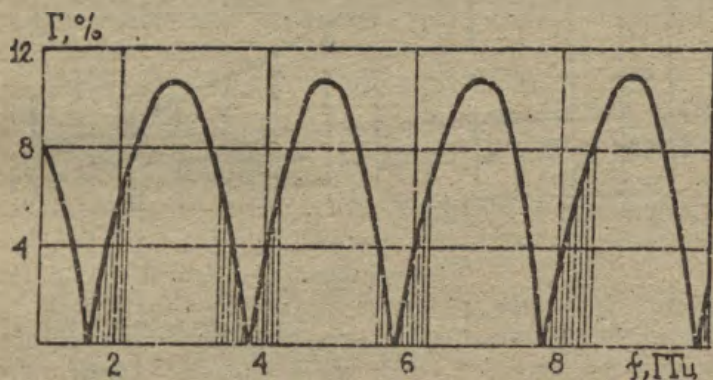


Рис. 2.11. Частотна залежність коефіцієнта відбиття від плоского радому

Як видно з рисунка, забезпечується гарна радіопрозорість для усіх радіорелейних діапазонів (на рис. 2.11 частотні смуги заштриховані). Крім того, в РПА кришка встановлена не перпендикулярно до напрямку поширення плоскої хвилі, а під деяким кутом β (рис. 2.12). Тому відбита від плоского радому хвиля не попадає у живильний хвилепод і практично не погіршує узгодження. З рис. 2.12 випливає, що кут між напрямками поширення відбитої та небігучої на кришку хвиль складає 2β . Тому неважко показати, що коефіцієнт відбиття, зумовлений впливом плос-

кого радому в РПА,

$$\Gamma_{\Sigma} = \Gamma_0(\beta) F(2\beta),$$

де $\Gamma_0(\beta)$ - коефіцієнт відбиття при падінні на плоский радом плоскої хвилі під кутом β ; $F(2\beta)$ - значення ДС РПА у вертикальній площині до кута 2β .

На рис. 2.13 наведено частотні залежності коефіцієнта відбиття для різних випадків. Так, крива 1 описує залежність Γ від незакритого радом розкриття серійної антени типу РПА-2П-2, а крива 2 - коли радом виготовлено з склеєних пенопластових листів,

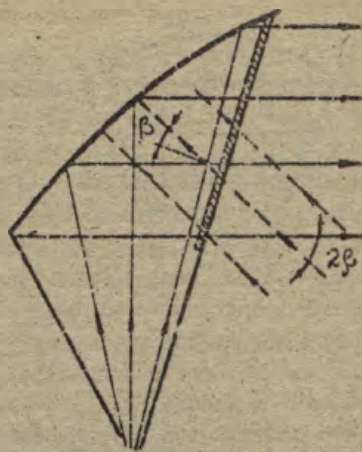


Рис. 2.12. Угловая диаграмма для радому

система склеєвання яких зображена на рис. 2.14, а. Виявилося, що місця склеєвання мають значну відмінність від середньої величини діелектричної проникності і тому вони є джерелом відбитих хвиль. При горизонтальній орієнтації ліній склеєвання відби-

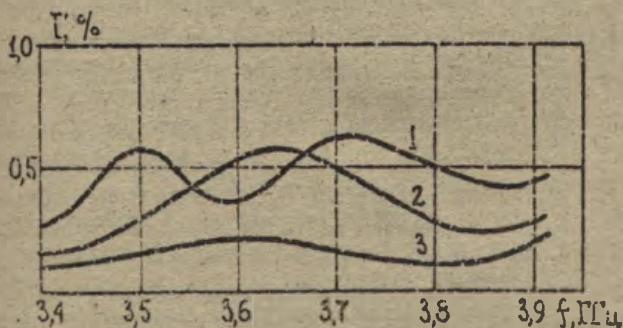


Рис. 2.13. Частотні залежності коефіцієнта відбиття для різних радомів

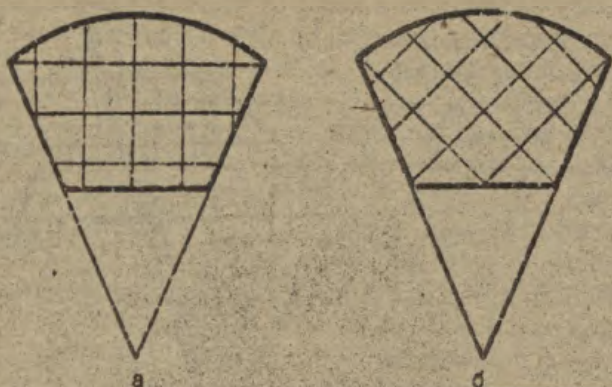


Рис. 2.14. Варіанти склеювання захисних радомів

те після майже санфазно перовідбивається до хвилеводу. Зміна конфігурації склеювання пенопластових листів спричинила істотно зниження відбиття від радому (рис. 2.14, б, крива 3 на рис. 2.13) [25].

У [14] описано два типи радомів, які були розроблені для системи Р-600 (параметра РПА-2П наведено на с. 59) на частотах 3400...3900 МГц. Один з них був виконаний з листів пекспласту, другий - з тришарового діелектрика. Зовнішні шари кришок виготовлялись із скловолокна, просоченого спеціальним клеєм. Внутрішній шар мав стільникову конструкцію. Стільники виготовлялись також із скловолокна. Кришки, виконані з пенопласту, практично не викликають розузгодження антени з хвилеводом і не зменшують величину КП антени. Для виготовлення кришок застосовувався листовий пенопласт з діелектричною проникністю $\epsilon = 1,03$, питомою вагою $\sim 0,04$ і товщиною 60...70 мм. У тришарового радому діелектрична проникність зовнішніх шарів дорівнювала 4,0, внутрішнього - 1,2, товщина внутрішнього шару - 20 мм, повна товщина - 22 мм. При цих розмірах, знайдених розрахунком, коефіцієнт відбиття від радому був мінімальним. Дослідження тришарових радомів показали, що вони зменшують КП антени приблизно на 0,3...0,5 дБ.

Конструкція радомів повинна забезпечувати їх догонепро-

нижність, а також можливість створення в антені надмірного тиску осушеного повітря, що необхідно для усунення просочування вологи ззовні, та для захисту від вологи, яка випадає з повітря. Величина надмірного тиску визначається міцністю захисних кришок. Радоми з тришарових конструкцій міцніші за радони з пенопласту. Вони витримують тиск до 0,05 атм, в той час коли кришки з пенопласту – 0,01 атм. У тих випадках, коли використовують пенопласт, для підтримування малого тиску необхідно застосувати спеціальні регулятори. Якщо регулятор відсутній, антена повинна відокремлюватись від хвилеводу за допомогою герметизуючих вставок з водозливними каналами для стікання вологи, яка утворюється в антені при конденсації. У цьому випадку надмірний тиск створюється тільки у хвилеводному тракті [14].

Ще одним чинником втрат енергії є хвилеводні з'єднання, яких у фідерному тракті РПА досить багато. При достатньо частих збираннях та розбираннях з'єднань прості контактні фланці малонадійні. У цих випадках використовуються безконтактні дросельно-фланцеві з'єднання (рис. 2.15). З'єднання складається з дросельного фланцю 4 та гладкого фланцю 5. Для герметизації використовуються гумове кільце 6. Площина 7 та гладкий фланець створюють плоску радіальну лінію, в якій поширюється хвиля типу TEM, збуджена поздовжніми струмами на широких стінках, які розірвані зазором 1 між хвилеводами. Довжина радіальної лінії у вертикальному перерізі $l_1 = \lambda/4$. На кінці цієї лінії у перерізі 2 здійснюється гальванічний контакт між фланцями. Кільцева виточка між перерізами 2 та 3 є відрізком коаксіальної лінії, закороченою на кінці.

Довжина цієї лінії $l_2 = \Lambda/4$, де Λ – довжина хвилі коаксіально-хвилеводних коливань типу H_{11} . Саме ці коливання, як показано на рис. 2.15, збуджуються у кільцевій виточці.

Нульовий опір у перерізі 3 чвертьхвильової лінії трансформується у великий опір у перерізі 2, де при цьому не потрібен гарний контакт. Цей великий опір чвертьхвильовим відрізком l знову трансформується у дуже малий опір на вході ззора 1. Ідея дросельного з'єднання, таким чином, полягає у тому, що ненадійний гальванічний контакт між торцями хвилеводу замінюється надійним коротким замиканням, що знаходиться на відстані у півхвилі від місця з'єднання торців хвилеводу.

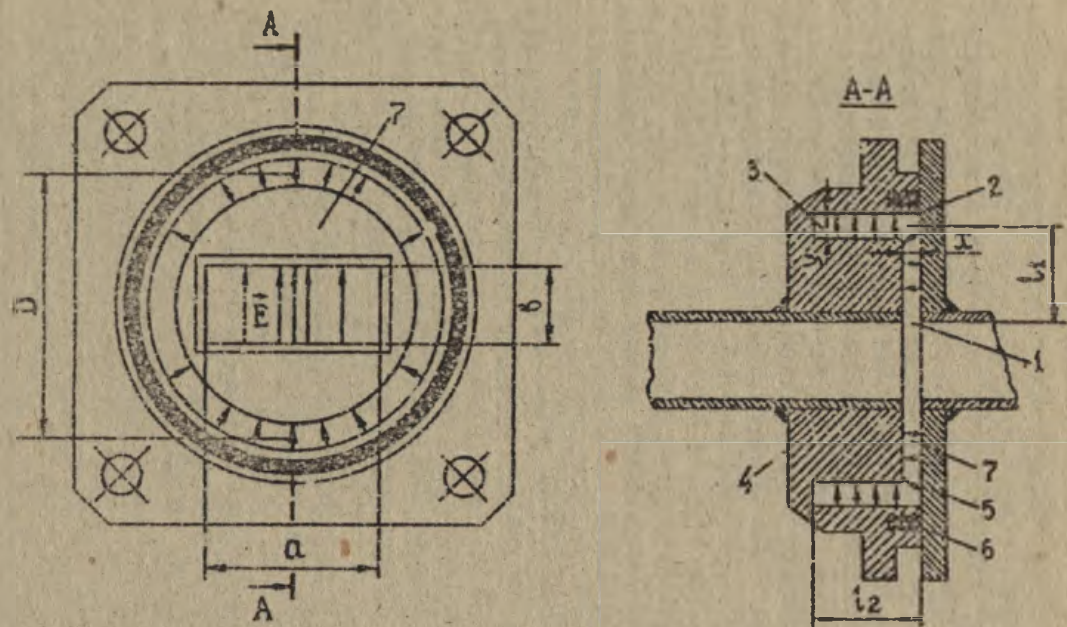


Рис. 2.15. Дросельно-фланцевое в'єднання

Якщо між різними ділянками приймально-передавального фі-
дерного тракту неохідне велике розв'язування (50 дБ та більше),
то до якості гальванічного контакту в перерізі 2 ставляться
підвишені вимоги для того, щоб через нього не просочувалась па-
зовні електромагнітна енергія. Розміри l_1 та l_2 залежать від
робочої частоти:

$$l_1 \approx \lambda/4, \quad l_2 = \lambda/4 \sqrt{1 - (\pi D)^2},$$

де $\pi D = \lambda_{кр}$ - критична довжина хвилі коливань типу H_{11} у ви-
точці; D - діаметр середнього кола виточки. Шарпа смуги про-
пускання розглянутої конструкції тим більше, чим більше спів-
відношення Y/χ [24].

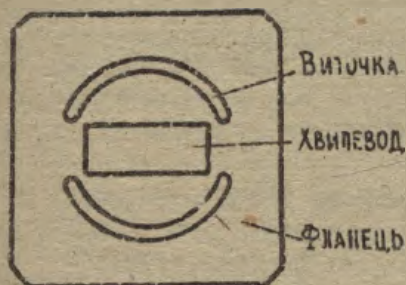


Рис. 2.16. Дросельно-фланцеве з'єднання з неповною кільцевою виточкою

дросельно-фланцевих з'єднань з неповною виточкою (рис. 2.16).

Якщо пласкі уста-
новлені недостатньо
точно один проти одно-
го, тобто дещо зміщені
або повернуті, то у
кільцевій виточці скрізь
хвилі типу H_{11} збудку-
ється несиметрична хви-
ля типу H_{21} , за раху-
нок якої зростає від-
биття від з'єднання та
звужується смуга про-
пускання. Цього недолі-
ку немає у складніших

2.5. Порядок розрахунку РПА

При проектуванні РПА для РРЛ звичайно задаються: середньою
довжиною робочої хвилі λ , смугою частот $2\Delta f/f$, потужністю
передачача P , напруженістю поля у точці приймання E , довжи-
ною ретрансляційної ділянки R , висотою передавальної h_1 та
приймальної h_2 антен, поляризацією - вертикальною або горизон-
тальною. Для розрахунку необхідно:

1. Впевнитися, що задовольняється умова [26], км

$$R_0 = 3,57(\sqrt{h_1[\text{м}]} + \sqrt{h_2[\text{м}]}) \quad (2.53)$$

2. З квадратичної формули Введенського [27]. мВ/м

$$E = \frac{2,18 \sqrt{P_{\text{квт}}} D_m h'_1 [M] h'_2 [M]}{R^2 [км] \lambda [M]}, \quad (2.54)$$

де

$$h' [M] = h [M] - R^2 [км] / 51,2 -$$

зведена висота антени, знайти КСД РПА D_m .

3. За формулою (2.3), задавшись апертурним КВП $\nu_a = 0,8$, обчислити площу розкриття:

$$S_p = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{D_m}{\nu_a} \quad (2.55)$$

4. Якщо задано коефіцієнт підсилення антени G_m , то за формулою (2.4), використавши результативний КВП $\nu_{\text{рес}} = 0,65$, площу розкриття можна обчислити як

$$S_p = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{G_m}{\nu_{\text{рес}}} \quad (2.56)$$

5. Задались кутами розкриття $2\gamma = 2\beta = 30 \dots 40^\circ$.

6. Для вибраного кута γ за формулою (2.1) обчислити фокусну відстань параболіда f (або дав. формулу (2.41)).

7. Вислати кут опромінювання РПА δ (звичайно $\delta = 90^\circ$).

8. Обчислити розміри розкриття D_1 та D_2 . Якщо задана голчаста ДС, для вертикальної поляризації зробити це за формулами (2.5) - (2.7), а для горизонтальної - за формулами (2.5), (2.8) та (2.9). Для іншого співвідношення між шириною ДС у площинах E та H це також легко зробити, скориставшись формулами (2.5) для вертикальної, або формулами (2.8) - для горизонтальної поляризації.

9. За формулами (2.11) та (2.12) визначити розміри ρ_1 та

ρ_2 .

10. Для перевірки знайдених розмірів РПА скористатись рис. 2.4, а для перевірки заданого КВП - рис. 2.5.

11. На середній та крайніх частотах діапазону розрахувати та побудувати ДС РПА для вертикальної поляризації за формулами (2.16), (2.17), а для горизонтальної поляризації - за формулами (2.18), (2.19). За розрахованими ДС визначити їх ширину "за ну-

лямя" та "за половинною потужністю" і рівень перших трьох бокових пелюсток.

12. На середній та крайніх частотах діапазону розрахувати та побудувати ДС РПА для вертикальної поляризації за формулами (2.20), (2.21), а для горизонтальної поляризації - за формулами (2.22), (2.23). За розрахованими ДС визначити їх ширину "за нулями" та "за половинною потужністю" і рівень перших трьох бокових пелюсток.

13. Порівняти ДС, розраховані у п. II та I2 і оцінити правомірність використання наближених виразів для ДС.

14. На середній частоті діапазону розрахувати та побудувати ДС РПА у горизонтальній площині для горизонтальної поляризації за формулами (2.25), (2.26), а для вертикальної поляризації - за формулами (2.30), (2.31) та (2.33). За формулою (2.28) визначити напрямки максимумів бокових пелюсток, а за формулами (2.29) (або (2.34)) - їх рівень; особливу увагу звернути на рівень дальніх бокових пелюсток, маючи на увазі перешкодозахищеність РПА. Порівняти одержані ДС з ДС, розрахованими у п. II та I2.

15. За формулою (2.36) обчислити коефіцієнт захисної дії РПА.

16. Визначити апертурний коефіцієнт використання поверхні розкриття РПА для вертикальної поляризації за формулою (2.43), а для горизонтальної поляризації - за формулою (2.44).

17. За формулою (2.3) у заданому діапазоні частот розрахувати та побудувати частотну залежність коефіцієнта спрямованої дії.

18. За формулою (2.47) на середній частоті діапазону розрахувати та побудувати ДС РПА за перехресною поляризацією.

19. За формулами (2.51), (2.52) розрахувати на середній частоті діапазону узгоджувачий рупорний перехід.

20. Згідно з підрозд. 2.4 вибрати та описати захисну кришку РПА.

21. Згідно з підрозд. 2.4 розрахувати та описати дросельно-фланцеве з'єднання.

22. За методикою, наведеною у [9], розрахувати хвилеводно-коаксіальний перехід.

3. ПЕРИКОПІЧНА АНТЕННА СИСТЕМА (ПАС)

Для роботи РРЛ звичайно використовуються діапазони дециметрових та сантиметрових хвиль. Діапазон метрових хвиль використовується значно рідше, бо у цьому діапазоні (тобто на частотах у декілька десятків мегагерц) де не відчуваться повністю переваги названих діапазонів - широкосмуговість, висока спрямованість та ін. Хвилі, короткі 2,3 см (частоти, вище за 13 ГГц), також не використовуються для РРЛ, бо ці хвилі істотно поглинаються атмосферними опадами.

Радіозв'язок у зазначених діапазонах має ряд переваг: у них майже зовсім відсутні атмосферні та промислові перешкоди; тут легко створити антенні системи з високою спрямованістю, що дає можливість використовувати передавачі невеликої потужності; нарешті, у цих діапазонах можна розмістити в одній місцевості ряд передавачів, які працюють на одній частоті - завдяки великій спрямованості антен ці передавачі не будуть створювати взаємних перешкод.

Але, незважаючи на усі переваги, радіозв'язок у цих діапазонах має одне істотне обмеження - стійко поширення хвиль обмежене рамками прямої видимості; за горизонтом, поза цими межами, рівень сигналу швидко спадає із збільшенням відстані. Тому радіозв'язок у цих діапазонах можливий тільки при ретрансляції сигналів.

У багатьох випадках для збільшення радіуса дії станції РРЛ їх антени необхідно встановлювати на баштах або щоглах значної висоти. Наприклад, антени РРЛ прямої видимості встановлюються звичайно на опорах висотою 70...100 м, а в окремих випадках висота опор сягає 120 м. Звілення антен при цьому здійснюється за допомогою довгих коаксіальних або хвилеводних ліній передач, що призводить до ускладнення експлуатації РРЛ. Станції розміщуються одна від одної на відстанях 40...50 км [28].

Використання перископічної антенної системи (ПАС) усуває необхідність застосування довгих ліній передач.

3.1. Принцип дії та схема перископічних антен

ПАС (рис. 3.1) складається з нижнього дзеркала-випромінювача, розміщеного біля землі, та верхнього дзеркала-перевипро-

мінювача, встановленого на опорі. Нижнє дзеркало може розміщуватись як безпосередньо біля підніжжя опори (рис. 3.1,а), так і на значній відстані від неї (рис. 3.1,б).

Широко використовується варіант побудови ПАС з нижнім дзеркалом, виконаним за схемою винесеного опромінювання (рис. 3.1,в). При цьому опромінювач встановлюється безпосередньо у технічному будинку поряд з апаратурою. Така схема побудови ПАС дозволяє цілком виключити високочастотний тракт живлення ззовні приміщення, що значно збільшує надійність роботи тракту при несприятливих метеорологічних умовах. Додатковою перевагою цього варіанту є те, що у зв'язку з великим нахилом поверхні нижнього дзеркала до землі вірогідність створення на ній ожеледі або затримки снігу зменшується [4].

Верхнє дзеркало-перевипромінювач звичайно виконується плоским або параболоїдальним, а нижнє має еліпсоїдальну або (рідко) параболоїдальну поверхню. Геометрія еліпсоїдального дзеркала підбирається так, щоб фокуси еліпсоїда збіглися з точкою поблизу центра верхнього дзеркала та фазовим центром опромінювача. Такі дзеркала, зокрема, широко використовуються на РРД у нашій країні.

Контур проєкції розкриву нижнього дзеркала, виконаного у вигляді симетричної вирізки з параболоїда обертання (рис. 3.1,а), а також контур проєкції розкриву несиметричного нижнього дзеркала на площину, перпендикулярну до напрямку поширення хвилі (рис. 3.1,в), звичайно є кругом.

Контур верхніх дзеркал, які використовуються на практиці, еліптичний, прямокутний або ромбовидний, при цьому проєкція розкриву на площину, нормальну до напрямку поширення, має вигляд кола або квадрата. Надалі ми розглядатимемо дзеркала з круглими за проєкцією розкривами, використання яких забезпечує збільшення КП, а також зменшення рівня бокових пелюсток [4].

Як опромінювач нижнього дзеркала у сантиметровому діапазоні хвиль зручно застосовувати пірамідальний рупор. Для використання фокусуючих властивостей тих поверхонь, частиною яких є дзеркала, необхідно дотримуватись певного взаємного розміщення дзеркал. На рис.3.2 зображено розташування елементів антени з еліпсоїдальним нижнім та параболічним верхнім дзеркалами і з рупорним опромінювачем нижнього дзеркала.

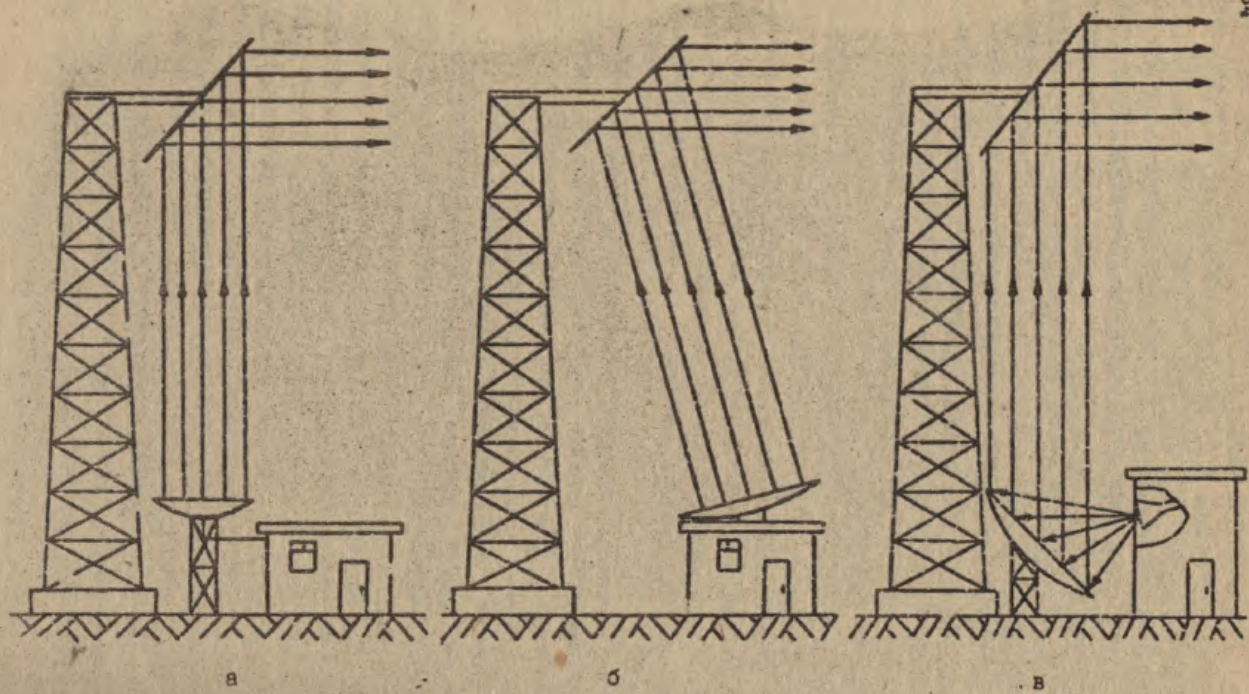


Рис. 31.1. Схема перископических антенных систем

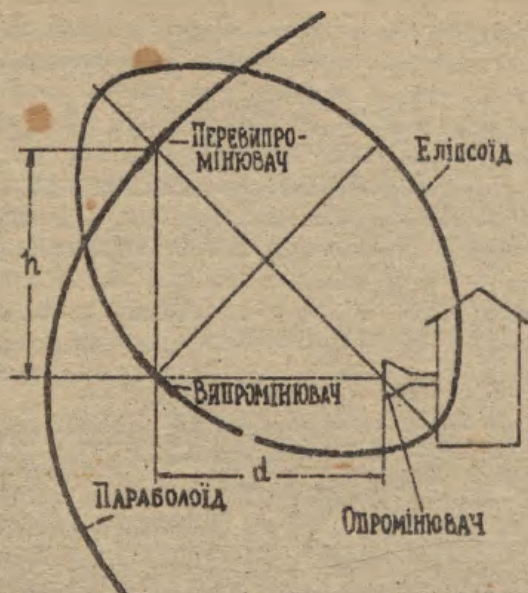


Рис. 3.2. Схема ПАС з еліпсоїдальним нижнім дзеркалом

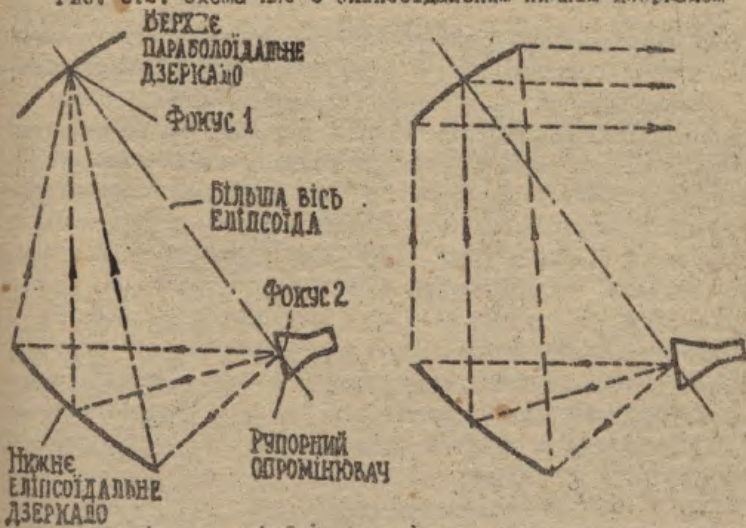


Рис. 3.3. Хід променів від опромінювача до верхнього дзеркала при еліпсоїдальному нижньому дзеркалі

Опромінювач розміщений в одному з фокусів еліпсоїда, а центр параболоїда - у другому фокусі. Головка піє параболоїда, частиною якого є верхнє дзеркало, спрямована на приймальну антену. У такій системі за умови, що довжина хвилі у сотні разів менша за розміри дзеркал та відстані між ними, хід променів між дзеркалами буде такий, як показано на рис. 3.3,а. У дійсності такого фокусування променів на верхньому дзеркалі не буде, але потік енергії від нижнього дзеркала до верхнього буде децю звуучатись, що приводить до деякого збільшення КСД передачі порівняно з паралельним пучком (рис. 3.3,б).

При таких великих порівняно з довжиною хвилі розкривах дзеркал і великих порівняно з розкривами відстанях між дзеркалами, що звичайно має місце у ПАС, можна зробити такі припущення:

1. Розподіл поля від еліпсоїдального нижнього дзеркала біля поверхні верхнього дзеркала розраховують за формулами ДС для дальньої зони синфазно збудженої плоскої поверхні з такими самими розмірами та розподілом амплітуд, що й реальне дзеркало.

2. Форму фазового фронту хвилі біля поверхні верхнього дзеркала можна вважати сферичною з центром на поверхні нижнього дзеркала.

Тому для одержання плоского фазового фронту на виході антенної системи потрібно верхнє дзеркало зробити параболоїдальним, з фокусом параболоїда у центрі нижнього дзеркала.

Для забезпечення передачі енергії від нижнього дзеркала до верхнього з мінімальними втратами необхідно, щоб ДС нижнього дзеркала мала певну форму та ширину. Від ширини ДС залежить розмір верхнього дзеркала. Кутівий розмір верхнього дзеркала відносно фокусної відстані малий, тому ДС нижнього дзеркала повинна бути вузькою. Остання вимога призводить до збільшення його розмірів. Найбільш типовим для ПАС є приблизно рівні розміри верхнього та нижнього дзеркал. Але верхнє дзеркало знаходиться у більш несприятливих механічних умовах: велика висота підняття, вплив згинальної сили на верхню частину щогли, великі повітряні навантаження, і тому верхнє дзеркало краще робити децю менших розмірів, ніж нижнє [29].

3.2. Коефіцієнт підсилення та ККД передачі ПАС

Величина КП G_m для ПАС на певній робочій довжині хвилі коливань розраховується за формулою

$$G_m = D_m \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_B \nu_B \eta_A = \left(\frac{2\pi b}{\lambda}\right)^2 \nu_B \eta_A. \quad (3.1)$$

де b - радіус проєкції верхнього дзеркала;

ν_B - ККД верхнього дзеркала, який враховує фазові спотворення та нерівномірність амплітуди поля у розкриві антени;

η_A - ККД антени, який враховує втрати енергії.

Величина η_A визначається втратами на шляху опромінювач - нижнє дзеркало - верхнє дзеркало і дорівнює [30]

$$\eta_A = \eta_1 \cdot \eta_2. \quad (3.2)$$

де η_1 - ККД передачі від нижнього дзеркала до верхнього; η_2 - ККД передачі від опромінювача до нижнього дзеркала.

Причинами втрат є: "переливання" енергії за край нижнього дзеркала, розсіювання енергії на шляху від нижнього дзеркала до верхнього, відбиття енергії від шогли та подальше її розсіювання. Внаслідок цих причин не вся енергія від передавача підводиться до нижнього дзеркала, потім не вся енергія, яка підводиться до нижнього дзеркала, попадає на верхнє, і тільки частина енергії, яка попадає на верхнє дзеркало, передається до кореспондента.

Розглянемо складові втрат.

1. ККД передачі від нижнього дзеркала до верхнього - η_1 . ККД визначається, як відношення потужності P_B , яка попадає на верхнє дзеркало, до потужності P_0 , яку випромінює нижнє дзеркало:

$$\eta_1 = \frac{P_B}{P_0} = \frac{\int_{S_B} |E_B|^2 ds}{\int_{S_H} |E_H|^2 ds}, \quad (3.3)$$

де E_B - напруженість поля у розкриві верхнього дзеркала;

E_H - напруженість поля у розкриві нижнього дзеркала; S_B та

S_H - поверхні розкривів верхнього та нижнього дзеркал.

Як видно з (3.3), для розрахунку η_1 необхідно знати ДС нижнього дзеркала, за якою можна визначити потужність, що переноситься верхнім дзеркалом. Для визначення поля у вхідному

розкриві верхнього дзеркала можна використати звичайні формули ДС плоскої синфазної поверхні з певним амплітудним розподілом [29].

При однакій амплітуді поля до країв круглого розкриву нижнього дзеркала за квадратичним законом

$$A_H(\rho) = 1 - (1 - T_H) \left(\frac{\rho}{a} \right)^2, \quad (3.4)$$

де T_H - "в"єдстал" амплітудного розподілу на нижньому дзеркалі;

ρ - радіальна координата для проєкції дзеркал (рис. 3.4).

вєличина η_1 дорівнюватиме [29]

$$\eta_1 = \frac{8\psi_H}{(1+T_H)^2} \int_0^u \left[T_H \Lambda_1(x) + \frac{1-T_H}{2} \Lambda_2(x) \right]^2 x dx, \quad (3.5)$$

де

$$\Lambda_1(x) = \frac{2J_1(x)}{x}, \quad \Lambda_2(x) = \frac{8J_2(x)}{x^2}.$$

лямбда-функції першого та другого порядків (сферичні функції Бесселя [2, 21]);

$$x = \frac{2\pi b}{\lambda} \sin \psi = \frac{2\pi b}{\lambda} \frac{\rho}{h}, \quad (3.6)$$

$$u = \frac{2\pi b}{\lambda} \sin \theta \approx \frac{2\pi b}{\lambda} \frac{a}{h}; \quad (3.7)$$

ψ - кут між напрямком, в якому визначається поле, та нормаллю \vec{n} до поверхні розкриву нижнього дзеркала (при $\psi = \theta$ $\rho = a$ і $x = u$); θ - кутовий розмір верхнього дзеркала;

$$\psi_H = \frac{(1+T_H)^2}{2(1+T_H^2)} \quad (3.8)$$

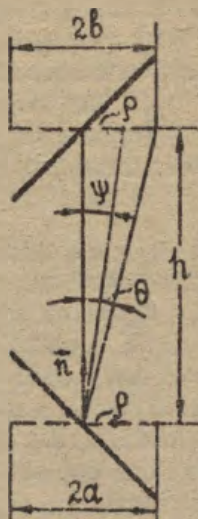


Рис. 3.4. Зв'язок між нижнім та верхнім дзеркалами

КЕП нижнього дзеркала [29].

На рис. 3.5 зображено одержані шляхом чисельного інтегрування (3.5) узагальнені криві, які зв'язують розміри дзеркал, відстань між ними та довжину хвилі з ККД передачі η для випадку спадання амплітуд поля на краях розкриву нижнього дзеркала до $\Gamma_n = 0,316$ від максимального значення.

Аналіз графіків рис. 3.5 показує, що максимальним значенням η відповідає співвідношення між розмірами дзеркал, відстанню між ними h та довжиною хвилі:

$$\left(\frac{\sqrt{ab}}{\lambda} \right)^2 = 0,5 \frac{h}{\lambda}. \quad (3.9)$$

Це співвідношення може бути використане для визначення радіуса проєкції нижнього дзеркала Q .

При раціональному виборі розмірів антени $\eta_1 = 0,8 \dots 0,9$. Очевидно, при попередньому енергетичному розрахунку антени можна задатись саме таким значенням η_1 , а потім, після визначення конструктивних розмірів антени, які забезпечуть потрібні параметри, провести корекцію η_1 , користуючись графіками рис. 3.5.

2. ККД передачі енергії від опромінювача до випромінювача $-\eta_2$. Як було сказано, нижнє дзеркало є частиною випромінювачої антени. Як опромінювачі нижнього дзеркала використовуються симетричні вібратори, щільні антени (у схемах рис. 3.1, а, б) та рупорні антени (у схемі рис. 3.1, в). Симетричний вібратор зручний при передаванні енергії від передавача до опромінювача за коаксіальною лінією. При хвилеводному виході генератора опромінювання нижнього дзеркала зручніше здійснювати за допомогою пірамідальної рупорної антени (рис. 3.6).

Оскільки рупорна антена (рис. 3.7, а) повинна збуджувати круглий розкрив дзеркала, очевидно, необхідно задати, щоб ДС рупорного опромінювача була симетричною, тобто її ширина у площинах E та H була однаковою.

Якщо кути розкриву α_n та α_E (рис. 3.7, б, в) менше 45° , ширина ДС пірамідальної рупора на рівні половинної потужності може бути обчислена за наближеними формулами:

-- у площині E

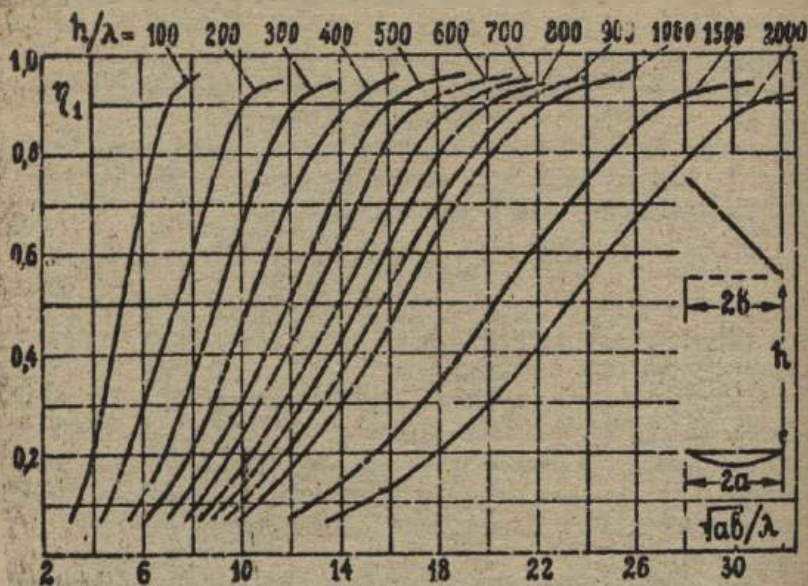


Рис. 3.5. Залежність КД передачі η_1 від \sqrt{ab}/λ при спаданні амплітуд на краях нижнього дзеркала до $T_H = 0,313$ від максимального значення

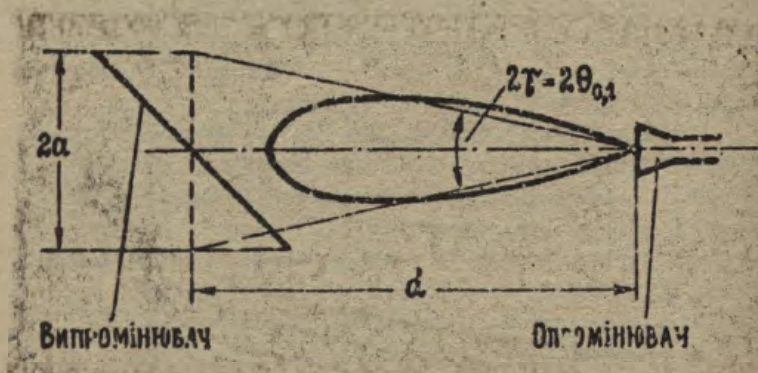


Рис. 3.6. Розміри розгріву опромінювача і відстань між опромінювачем та нижнім дзеркалом

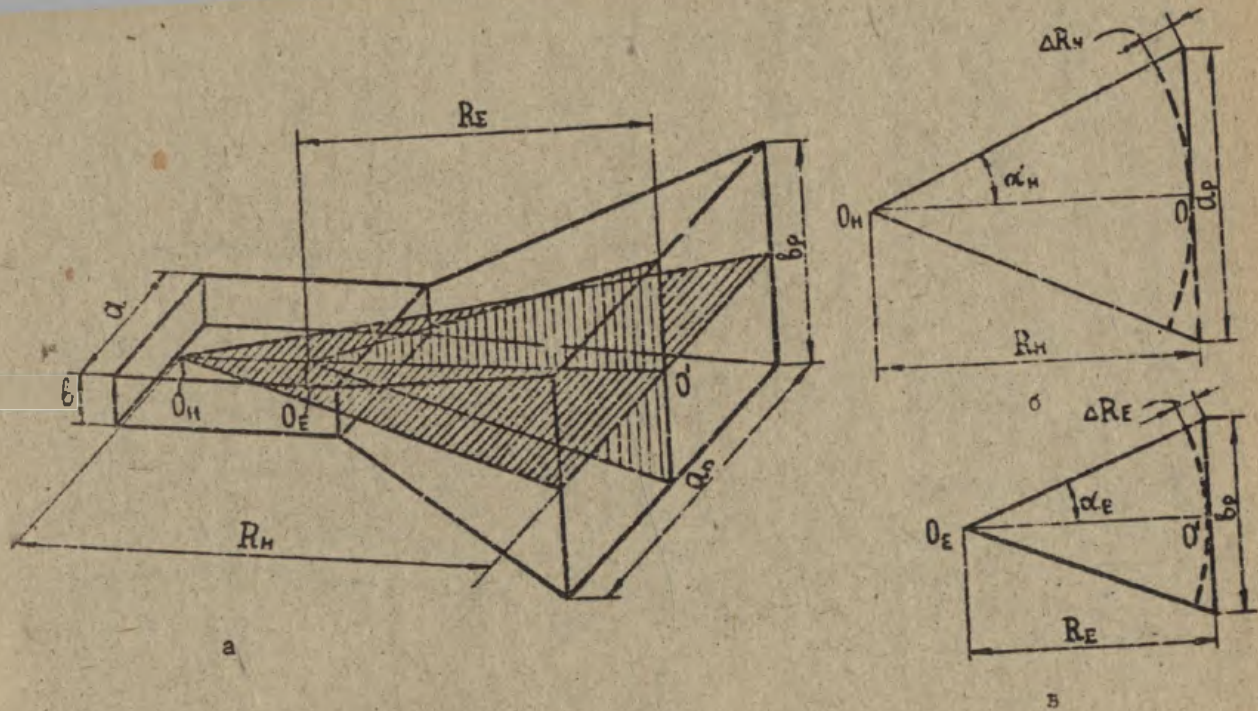


Рис. 3.7. Опроміювач нивного дзеркала САС у вигляді пірамідального рупора

$$2\theta_{0,5E}^{\circ} \approx 51^{\circ} \frac{\lambda}{b_p}, \quad (3.10)$$

- у площині Н

$$2\theta_{0,5H}^{\circ} \approx 68^{\circ} \frac{\lambda}{a_p} \quad (3.11)$$

Розрахунок за цими формулами дає задовільні результати за умови, що $b_p > \lambda$ та $a_p > \lambda$.

З (3.10) та (3.11) випливає, що для створення голчастої ДС ($2\theta_{0,5E} = 2\theta_{0,5H}$) між розмірами розкриття рупора повинно існувати співвідношення

$$a_p = 1,34 b_p. \quad (3.12)$$

Довжини R_E та R_H (див. рис. 3.7) оптимального пірамідального рупора обчислюються за виразами

$$R_E \geq \frac{b_p^2}{2\lambda}, \quad R_H \geq \frac{a_p^2}{3\lambda}, \quad (3.13)$$

що накладає такі обмеження на допустимі фазові помилки у розкритті рупора:

$$\psi_{mE} = k \Delta R_E = \frac{2\pi R_E}{\lambda} \cdot \frac{1 - \cos \alpha_E}{\cos \alpha_E} \leq \frac{\pi}{2}, \quad (3.14)$$

$$\psi_{mH} = k \Delta R_H = \frac{2\pi R_H}{\lambda} \cdot \frac{1 - \cos \alpha_H}{\cos \alpha_H} \leq \frac{3\pi}{4}.$$

Для здійснення стиковки рупора з живильним хвильоводом необхідно задовольняти умову [31, 9]

$$\frac{R_H}{R_E} = \frac{a_p}{b_p} \cdot \frac{b_p - b}{a_p - a}. \quad (3.15)$$

Розміри стандартного хвильоводу a та b знаходяться згідно із заданим середньом довшиною хвилі та смугою частот з табл. 7.П [10] або з табл. Д.І [9].

Напруженість на краях нижнього дзеркала повинна складати 0,316 від напруженості у його центрі (0,1 від потужності). При цьому практично вся потужність головної пелюстки ДС рупора испе-

дає на нижнє дзеркало і ККД передачі на ділянці рупор - нижнє дзеркало буде складати

$$\eta_2 = 0,8 \dots 0,9.$$

Це дає змогу знайти розміри розкриття рупора b_p та a_p . Дійсно, виконуючи умову

$$F_E(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta} \Big|_{\theta=\gamma} = 0,316, \quad (3.16)$$

де $F_E(\theta)$ - наближена ДС рупора у площині E , масно [21]

$$\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \gamma = 2,32; \quad b_p = \frac{2,32}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{\sin \gamma}, \quad (3.17)$$

де 2γ - кут, під яким нижнє дзеркало видно з фазового центра рупора (див. рис. 3.6).

Кути розкриття рупора α_E та α_H мають бути такими, щоб, з одного боку, не порушити умов (3.14), що накладає на них обмеження зверху, тобто ворч не повинні перевищувати 20° ; з другого боку, щоб довжини рупора R_E та R_H не були занадто великими, на α_E та α_H накладається обмеження знизу - вони не повинні бути меншими за 10° . Такі самі обмеження можна накласти і на кут γ . Отже,

$$10^\circ \leq \gamma \leq 20^\circ. \quad (3.18)$$

Підстановка γ в (3.17) дає змогу знайти розмір b_p , а також і a_p (див. (3.12)).

З рис. 3.6 видно, що

$$a/d = \operatorname{tg} \gamma.$$

звідки при γ , які виводяться з формул (3.18), відстань між рупором та нижнім дзеркалом може мати значення

$$d = (2,75 \dots 5,7) a.$$

3. Коефіцієнт використання поверхні верхнього дзеркала - η_B , який визначається розподілом амплітуд та фаз поля у його розкритті.

Цей розподіл залежить від форми ДС нижнього дзеркала і від форми поверхні верхнього дзеркала. Оскільки кривизна поверхні

перевипромінювача і кривизна фронту хвилі, що падає на нього, малі, верхнє дзеркало змінює тільки фазову структуру перевипромінюваного поля, не змінюючи помітно його амплітудного розподілу. При параболіoidalному верньєвому дзеркалі поле в його вихідній апертурі буде сферичним і КВІ залежатиме лише від нерівномірності амплітудного розподілу напруженості поля на дзеркалі, яка визначається ЦС нижнього дзеркала.

КВІ верхнього дзеркала визначається за формулою

$$\nu_b = \left| \int_{s_a} E_s ds \right| / s_b \int_{s_b} |E_s|^2 ds,$$

де позначення такі самі, як і у зразці (3.3), і при розподілі виразу (3.4) матиме вигляд [29]

$$\nu_b = \frac{2}{u^2} \frac{\left| \int_0^u \left[T_H \Lambda_1(x) + \frac{1-T_H}{2} \Lambda_2(x) \right] e^{i\gamma'_0 \left(\frac{x}{b} \right)^2} x dx \right|^2}{\int_0^u \left| \left[T_H \Lambda_1(x) + \frac{1-T_H}{2} \Lambda_2(x) \right] \right|^2 x dx} \quad (3.19)$$

Позначення x та u у (3.19) такі самі, як і у (3.6) та (3.7), а

$$\gamma'_0 = \frac{\lambda h}{4\pi} \cdot \frac{8^2}{a^2}$$

На рис. 3.8 наведено розраховані за (3.19) графіки залежності ν_b від параметра

$$x_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{ab}{h}$$

для різних значень відношення $e = a/b$ і значень "п" едесталу" T_H амплітудного розподілу в апертурі нижнього дзеркала.

З кривих рис. 3.8 видно, що для усіх випадків ($T_H = 1$, $T_H = 0,316$, $T_H = 0$) ν_b тим більше, чим більше відношення a/b . Ця умова, як було зазначено, є найбільш вигідною і з механічної точки зору.

Значення коефіцієнта підсилення ПАС відповідає умові $\eta \cdot \nu_b = \max$. Графіки залежності $\eta \cdot \nu_b$ від x_0 зображено на рис. 3.9. Аналіз графіків показує, що усі вони мають максимуми

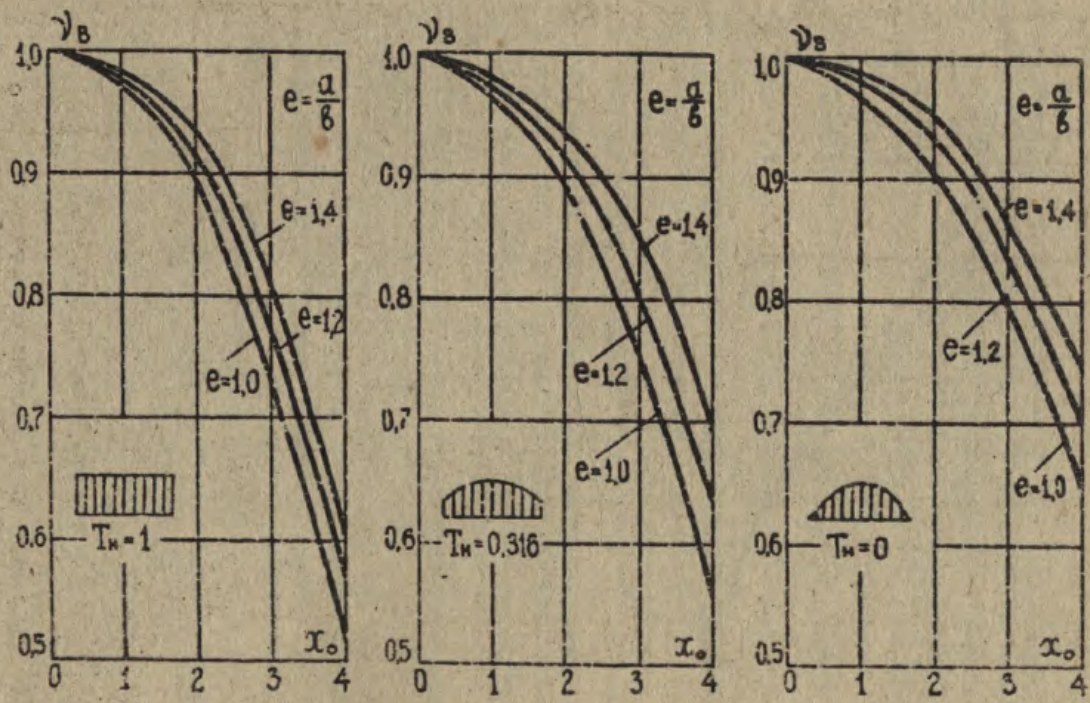


Рис. 3.6. Залежність КВН верхнього дзеркала від параметра x_0 для різних "пелесталів" амплітудного розподілу на нижньому дзеркалі ДС

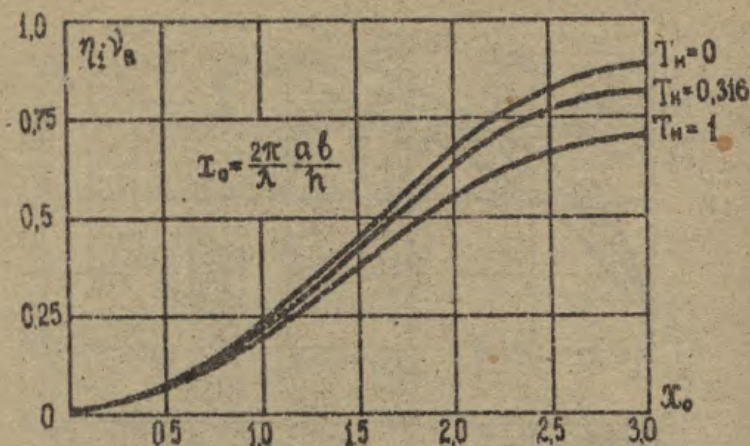


Рис. 3.9. До вибору оптимальних розмірів ПАС

при даному значенні x_0 , яке залежить від закону розподілу поля у розкритті нижнього дзеркала. Але треба сказати, що максимуми η_{\max} - пологі і вибір x_0 не критичний. З рис. 3.9 видно, що його слід вибирати такими, що дорівнюють $x_0 = 2, 5 \dots 3$.

3.3. Діаграми спрямованості ПАС

Для ПАС з еліпсоїдальним випромінювачем та параболоїдальним перевипромінювачем при обчисленні виразу для ДС розподіл поля у розкритті верхнього дзеркала зручно апроксимувати квадратичною функцією

$$A_2(\rho) = 1 - (1 - T_B) \left(\frac{\rho}{B} \right)^2, \quad (3.20)$$

тобто так само, як і у розкритті нижнього дзеркала.

Поле у розкритті параболоїдального перевипромінювача синфазне, і вираз для ДС ПАС матиме вигляд [32]

$$F(v) = \frac{2}{1 + T_B} \left[T_B \Lambda_1(v) + \frac{1 - T_B}{2} \Lambda_2(v) \right], \quad (3.21)$$

де

$$v = \frac{2\pi b}{\lambda} \left[(\sin\varphi \cos\theta)^2 + (\sin\theta + \cos\varphi \cos\theta)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.22)$$

φ - азимутальний кут, який відлічується від напрямку максимального випромінювання у горизонтальній площині; θ - кут міоця, який відлічується від того самого напрямку у вертикальній площині; T_0 - "п"єдестал" амплітудно з розподілу у рез-криві верхнього дзеркала: $\Lambda_n(v)$ - лямбда-функції [2, 21]

$\Lambda_n(v) = n! \left(\frac{v}{2}\right)^n J_n(v)$; $J_n(v)$ - функції Бесселя, які при $v < 10$ обчислюються за формулою

$$J_n(v) = \left(\frac{v}{2}\right)^n \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!(m+n)!} \left(\frac{v}{2}\right)^{2m}$$

При $v \gg 10$ (дальні бокові та задні пелюстки) лямбда-функції можна розрахувати за асимптотичними виразами

$$\Lambda_1(v) = \frac{2}{v} \sqrt{\frac{2}{\pi v}} \cos(v - 135^\circ), \quad (3.23)$$

$$\Lambda_2(v) = \frac{8}{v^2} \sqrt{\frac{2}{\pi v}} \sin(v - 135^\circ). \quad (3.24)$$

Для визначення ДС у вертикальній та горизонтальній площинах необхідно з (3.22) знайти $v_{\text{верт}}$ та $v_{\text{гор}}$:

У вертикальній площині $\varphi = 0^\circ$, тому

$$v_{\text{верт}} = -\frac{2\pi b}{\lambda} (-\cos\theta - \sin\theta); \quad (3.25)$$

- у горизонтальній площині $\theta = 0^\circ$, тому

$$v_{\text{гор}} = \frac{4\pi b}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}. \quad (3.26)$$

У виразах (3.25) та (3.26) кути θ та φ змінюються у межах

$$-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2, \quad -\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2.$$

При визначенні дальніх бокових пелюсток, тобто при

$-\pi/2 > \theta$, $\varphi > \pi/2$, належить користуватись формулою для обвідної бокових пелюсток [32] :

$$F(\nu) = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \frac{2}{1+T_b} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ T_b^2 + \left[\frac{2(1-T_b)^2}{\nu} \right] \right\}^{1/2}, \quad (3.27)$$

де для вертикальної площини ($\varphi = 0^\circ$) $\nu = \nu_{\text{верт}}$ обчислюється за виразом (3.25), а для горизонтальної площини ($\theta = 0^\circ$) $\nu = \nu_{\text{гор}}$ - за формулою (3.26).

3.4. Захисна дія перископічної системи

За самим принципом дії у перископічній антені відкриті поля поблизу неї займають значно більший об'єм простору, ніж у антен усіх інших типів. Це створює сприятливі умови для всякого роду паразитних зв'язків між близько розташованими антенами [32]. При достатньо близькому розміщенні двох та більше антен вони можуть зв'язатися одна однією через випромінювання у бокових та зворотних напрямках. Відкрита антена, наприклад плоске дзеркало, має досить значний рівень зворотного випромінювання. Для ЦАС це явище вельми суттєве, бо на ретрансляційному пункті дві антени розміщуються у безпосередній близькості на одній пелі, що викликає паразитну взаємодію між усіма чотирма дзеркалами антен. Величина розв'язування між антенами характеризується захисною дією та перехідним загасанням. Для забезпечення високоякісної передачі необхідно взяти до уваги усі можливі засоби, щоб підвищити значення цих параметрів [30, 32].

Розглянемо методику визначення захисної дії ЦАС для загального випадку антен, розміщених поруч (рис. 3.10). Для прийому паразитних сигналів зворотного напрямку антеною Π_2 існують такі члени:

1. Сигнал з напрямку 1, прийнятий верхнім дзеркалом Π_1 , випромінюється у напрямку нижнього дзеркала B_2 .
2. Сигнал з напрямку 1, прийнятий верхнім дзеркалом Π_2 , випромінюється у напрямку нижнього дзеркала B_2 .
3. Сигнал з напрямку 1 збуджує антенну тору, випромінювання якої попадає у нижнє дзеркало B_2 .
4. Сигнал з напрямку 1, що поширюється за область, яку займає антенна система, відбивається від місцевих об'єктів, по-

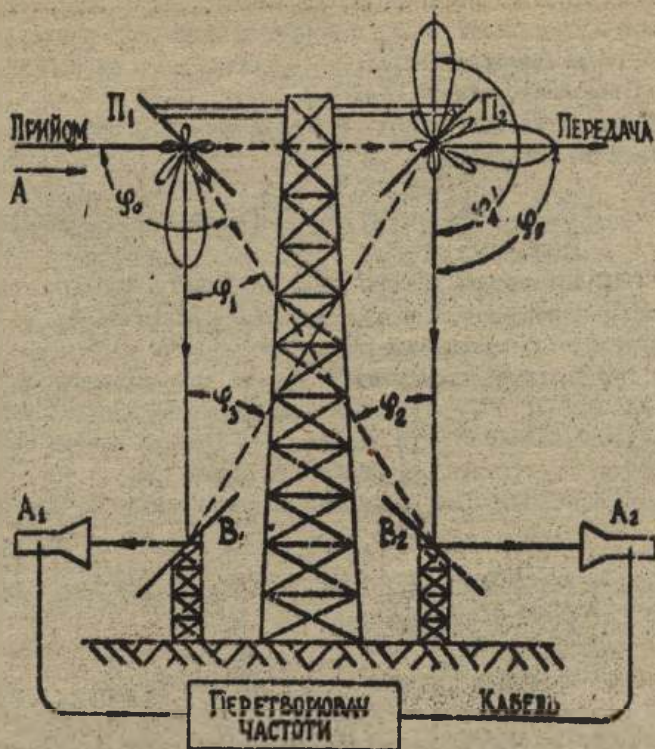


Рис. 3.10. Захисна дія та перехідне загасання ПЛС

падає на верхнє дзеркало Π_2 і, відбившись від нього, приходить на нижнє дзеркало B_2 .

Розглянемо кожний з чотирьох шляхів.

І. Величина захисної дії розраховується як відношення ЕРС сигналу на виході випромінювача B_1 до ЕРС сигналу на виході випромінювача B_2 , коли сигнал приходить з напрямку 1, дБ

$$\alpha_1 = -20 \lg \frac{E_2}{E_1}, \quad (3.28)$$

де E_1 - нормоване ЕРС на виході випромінювача B_1 ,

E_2 - нормоване ЕРС на виході випромінювача B_2 [32].

Електромагнітна сила на виході випромінювача визначається величиною напруженості поля, створеного біля його розкриття відбитою верхнім дзеркалом хвилею, та орієнтуванням випромінювача відносно напрямку приходу цієї хвилі.

На виході випромінювача B_2 нормована ЕРС наближено визначається за формулою

$$E_2 = F_1 \left(\frac{2\pi b}{\lambda} \sin \varphi_1 \right) F_2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \varphi_2 \right), \quad (3.29)$$

де F_1 - ДС перевищувача Π_1 , збудженого плоскою хвилею, яка прийшла з напрямку i ; F_2 - ДС випромінювача B_2 ; φ_1 - кут між напрямком максимального випромінювання та лінією, яка з'єднує центри перевищувача Π_1 та випромінювача B_2 (див. рис. 3.10); φ_2 - кут між напрямком максимального приймання випромінювача B_2 та лінією, яка з'єднує центри перевищувача Π_1 та випромінювача B_2 (див. рис. 3.10).

Електромагнітна сила на виході випромінювача B_1 дорівнює

$$E_1 = F_1(0^\circ) F_2(0^\circ). \quad (3.30)$$

Після підстановки (3.29) та (3.30) в (3.28) і врахування, що $F_1(0^\circ) = F_2(0^\circ) = 1$, одержуємо

$$\alpha_1 = -20 \lg \left[F_1 \left(\frac{2\pi b}{\lambda} \sin \varphi_1 \right) F_2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \varphi_2 \right) \right]. \quad (3.31)$$

Куты φ_1 та φ_2 визначаються конструктивними розмірами антенної системи. Якщо центри дзеркал Π та B відповідних антен знаходяться на одній прямій (див. рис. 3.10), то $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ і

$$\alpha_1 = -20 \lg \left[F_1(n_1) F_2(n_2) \right], \quad (3.32)$$

де

$$n_1 = \frac{2\pi b}{\lambda} \sin \varphi, \quad n_2 = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \varphi. \quad (3.33)$$

З кривих, зображених на рис. 3.11, видно, що зростання α_1 здійснюється при зростанні радіусів дзеркал, тобто при збільшенні аргументів діаграм спрямованості n_1 та n_2 .

2. Другий шлях, за яким сигнал може потрапити в B_2 , - це шлях з Π_2 , який збуджується безпосередньо за рахунок зворот-

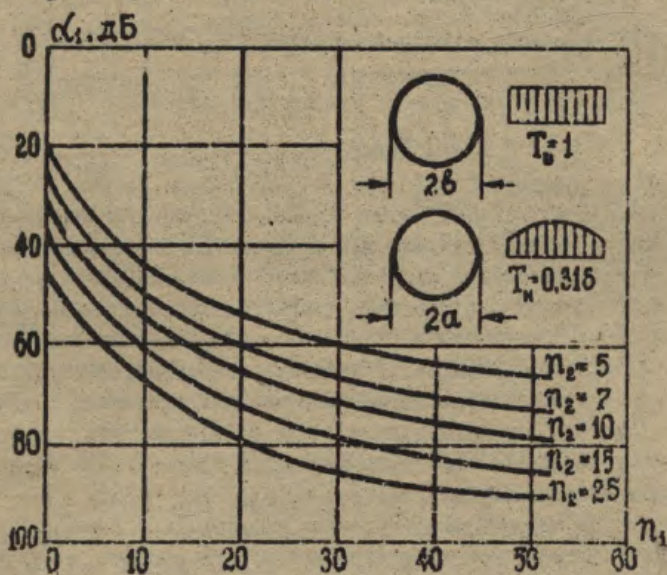
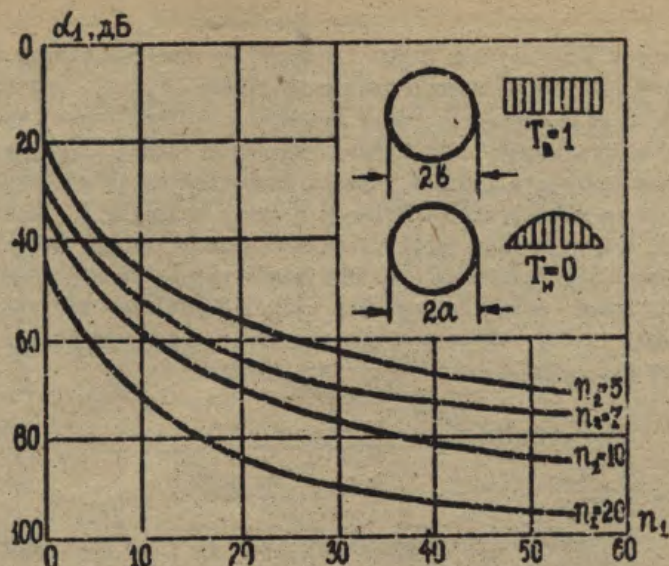


Рис. 3. II. Залежність коефіцієнта звукової дії α_1 від параметрів ЦАС для $T_w = 0$ та $T_w = 0.316$.

них пелюсток у ДС Π_1 . У цьому випадку B_2 приймає сигнал з напрямку свого максимального приймання, тобто $F_2 = 1$. При збудженні Π_2 з напрямку 1 максимум ДС Π_2 спрямований утворює, а до випромінювача B_2 збудуть спрямовані задні пелюстки.

Через наявність фазової помилки та розсіювання випромінювачів елементами конструкції кріплення дзеркал пелюстки ДС згладжуються, і тому для характеристики інтенсивності зворотного випромінювання або приймавання Π_2 достатньо розрахувати не самі бокові пелюстки, а їх обвідну. Для розподілу поля на розкритті Π_2 вигляду (3.20) цей розрахунок має вираз для напруженості поля випромінювання у зворотному напрямку:

$$F_2(n_2) = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{1}{n_2 \sqrt{n_2}}, \quad (3.34)$$

де аргумент ДС

$$n_2 = \frac{2\pi b}{\lambda} [1 - \sqrt{2} \cos(\varphi_2 + 45^\circ)], \quad (3.35)$$

причому для вибраного розміщення дзеркал $\varphi_2 = 180^\circ$ (див. рис. 3.10).

За аналогією з попереднім розрахунком знаходимо [30]

$$\alpha_2 = -20 \lg F_2(n_2) \quad (3.36)$$

Графіки залежності α_2 від n_2 зображено на рис. 3.12.

3. Збудження антенної опори може значно погіршити захист від приймання сигналу із зворотного напрямку. Із цього фактора залежить від конфігурації антенної опори, співвідношення розмірів її елементів з довжиною хвилі, розмірів випромінювача, які визначають концентрацію випромінювання, та інших факторів у кожному конкретному випадку. У зв'язку з цим уникнення збудження опори при розрахунку в загальному вигляді неможливе і його вплив оцінюється експериментально. Але слід відмітити, що при правильному конструюванні опори зменшення захисної дії за рахунок впливу опори може бути зведено до мінімуму [32].

4. Як уже зазначалось, причиною перешкод від ехо-сигналів є відбиття від місцевих об'єктів сигналу, що пройшов за область, яку займає антена. Ехо-сигнали попадають на перевипромінювач Π_2 , після відбиття від якого і приходять до випромінювача B_2 .

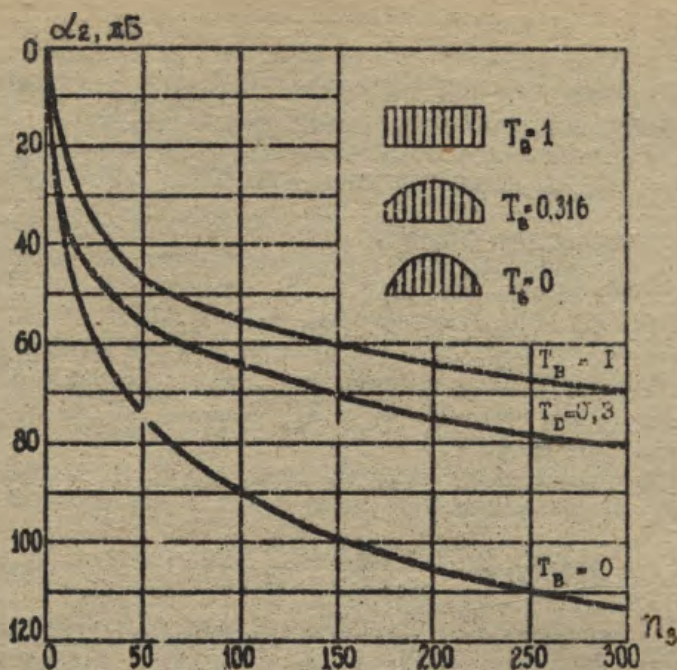


Рис. 3.12. Залежність коефіцієнта захисної дії α_2 від γ_3

Перешкоди внаслідок відбиття від місцевих об'єктів (їх ще звуть перешкодами локаційного ефекту), які прийшли з напрямків, близьких до напрямку максимуму антени 2, можуть бути дуже небезпечними. Але ці перешкоди визначаються не власними властивостями антени, а головним чином особливостями траси. Тому при розрахунку захисної дії ми їх не враховуватимемо. Деякі додаткові міркування з цього питання наведено у [32].

3.5. Перехідне загасання ПАС

Перехідне загасання між двома антенами визначається величиною випромінювання, яке попадає з однієї антени в другу. Для ПАС характерне мале перехідне загасання, тобто великий зв'язок між сусідніми антенами або, інакше, вплив однієї антени на другу.

Коли антени розміщені "спиною до спиною", як це має місце на ретрансляційному пункті, зв'язок між ними може бути тільки за наявності бокового або зворотного випромінювання.

Перехідне загасання визначається аналогічно захисній дії - через логарифмічне відношення потужностей:

$$\alpha_{n1} = 10 \lg \frac{P_2}{P_1}, \quad (3.37)$$

де P_2 - потужність, яка попадає в B_2 (див. рис. 3.10); P_1 - потужність, яку випромінює дзеркало B_1 .

Розглянемо, яким буде перехідне загасання між нижніми дзеркалами антен на одному ретрансляційному пункті. Для цього визначимо енергію, яка попадає в B_1 і B_2 . Можливі такі шляхи зв'язку між B_1 та B_2 :

1. Через перевипромінювач Π_1 (див. рис. 3.10). Потужність на вході B_2 визначається за формулою

$$P_2 = P_{n1} \frac{G_2(\varphi_2) G_1(\varphi_0) \lambda^2}{16 \pi^2 d^2}, \quad (3.38)$$

де P_{n1} - потужність, яку випромінює Π_1 ; $G_2(\varphi_2)$ - коефіцієнт підсилення B_2 у напрямку на Π_1 під кутом φ_2 ; $G_1(\varphi_0)$ - коефіцієнт підсилення Π_1 у напрямку на B_2 під кутом φ_0 ; d - відстань між Π_1 та B_2 .

Потужність P_{n1} дорівнює потужності, що випромінюється дзеркалом B_1 , яку переходить перевипромінювач Π_1 . Величина P_{n1} розраховується за формулою

$$P_{n1} = P_1 \cdot \eta_1, \quad (3.39)$$

де η_1 - ККД передачі від нижнього дзеркала B_1 до верхнього Π_1 (див. підрозд. 3.2).

Після підстановки (3.38) та (3.39) в (3.37) маємо

$$\alpha_{n1} = 10 \lg \left[\eta_1 \frac{G_2(\varphi_2) G_1(\varphi_0) \lambda^2}{16 \pi^2 d^2} \right]. \quad (3.40)$$

Згідно з відомими співвідношеннями

$$G_2(\varphi_2) = \nu_2 \frac{4 \pi^2 d^2}{\lambda^2} F_2^2 \left(\frac{2 \pi d}{\lambda} \sin \varphi_2 \right), \quad (3.41)$$

$$G_1(\varphi_0) = \nu_1 \frac{4\pi^2 \beta^2}{\lambda^2} F_1^2\left(\frac{2\pi\beta}{\lambda} \sin\varphi_0\right), \quad (3.42)$$

де ν_2 та $\nu_1 = \nu_B$ - коефіцієнти використання поверхонь B_2 та Π_1 відповідно; $F_2\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin\varphi_2\right)$ - ДС випромінювача B_2 ; $F_1\left(\frac{2\pi\beta}{\lambda} \sin\varphi_0\right)$ - ДС первовипромінювача Π_1 .

Оскільки ДС Π_1 спрямована на B_2 боковими пелюстками, вона може бути замінена обвідною, і тоді можна покласти

$$F_1\left(\frac{2\pi\beta}{\lambda} \sin\varphi_0\right) = F_1(n_4),$$

де

$$n_4 = \frac{2\pi\beta}{\lambda} \left[1 - \sqrt{2} \cos(\varphi_0 + 45^\circ)\right], \varphi_0 = \varphi_1 + 90^\circ. \quad (3.43)$$

Підстановка (3.41) та (3.42) у (3.40) дає

$$\alpha_{n1} = 10 \lg \left[\eta_1 \frac{\pi^2 a^2 \beta^2 \nu_2 \nu_1}{\lambda^2 d^2} F_2^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin\varphi_2\right) F_1^2(n_4) \right], \quad (3.44)$$

Вираз (3.44) можна подати як

$$\alpha_{n1} = \alpha'_{n1} + \alpha''_{n1}, \quad (3.45)$$

де

$$\alpha'_{n1} = 10 \lg \left[\eta_1 \nu_2 \nu_1 \frac{\pi^2 a^2 \beta^2}{\lambda^2 d^2} \right], \quad (3.46)$$

$$\alpha''_{n1} = 20 \lg \left[F_2\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin\varphi_2\right) F_1(n_4) \right]. \quad (3.47)$$

На рис. 3.13 наведено графіки цих двох складових. Параметрами складової α'_{n1} (рис. 3.13, а) є ККД передачі η_1 від нижнього дзеркала B_1 до верхнього Π_1 , а також

$$x_0 = \frac{2\pi a \beta}{\lambda d} = \frac{2\pi a \beta}{\lambda h};$$

параметрами складової α''_{n1} (рис. 3.13, б) є вираз (3.43), а також

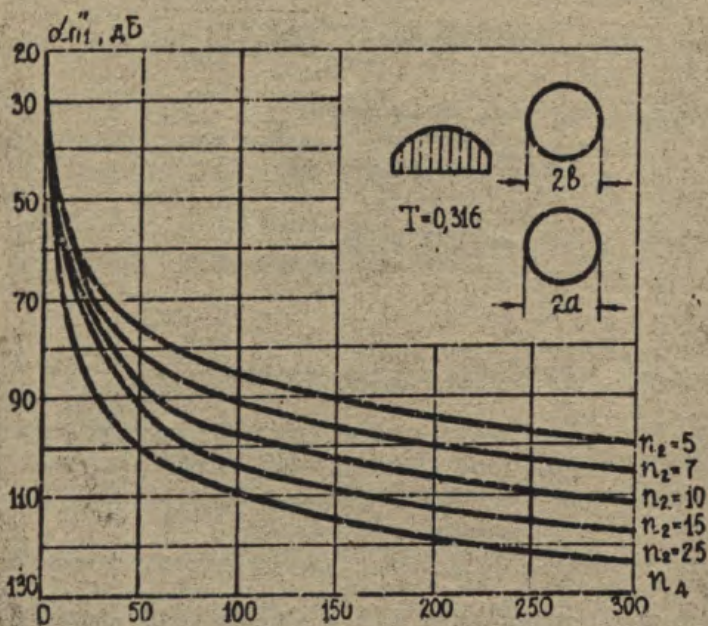
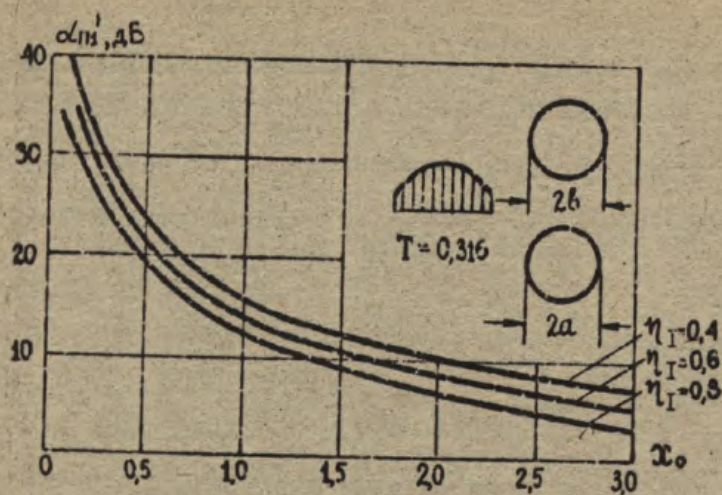


Рис. 3.13. Залежність склдових коефіцієнта перехідного загасання $\alpha_{m'}$ від параметрів ПАС

$$n_2 = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \varphi_2.$$

2. Через перевипромінювач Π_2 . Розрахунок величини енергії, яка попадає з нижнього дзеркала B_1 у нижнє дзеркало B_2 через перевипромінювач Π_2 , проводиться аналогічно попередньому випадку. Загасання α_{n2} визначатиметься за виразом

$$\alpha_{n2} = 10 \lg \left[\eta_1 \frac{\pi^2 a^2 b^2 v_2 v_3}{\lambda^2 d^2} F_2^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \varphi_3 \right) F_1^2(n_5) \right], \quad (3.48)$$

де φ_3 - кут, створений напрямом максимального випромінювання нижнього дзеркала B_1 та лінією, яка з'єднує центри цього дзеркала та перевипромінювача Π_2 (див. рис. 3.10);

$$n_5 = \frac{2\pi b}{\lambda} \left[1 - \sqrt{2} \cos(\varphi_5 + 45^\circ) \right];$$

φ_5 - кут, створений на напрямом максимального випромінювання перевипромінювача Π_2 та лінією, яка з'єднує центри цього дзеркала та випромінювача B_2 (рис. 3.10).

Із зіставлення формул (3.48) та (3.44) видно, що вони однакові і відрізняються лише значеннями кутів. У формулу (3.48) замість кутів φ_2 та φ_0 входить кути φ_3 та φ_5 . З рис. 3.10 видно, що кути φ_2 та φ_3 однакові, а кути φ_0 та φ_5 - різні. Але в усіх випадках використання ПАС висота підняття перевипромінювача у докілька разів перевищує відстань між верхніми дзеркалами і кути φ_0 та φ_5 дуже близькі один до одного.

При такому припущенні величина енергії, яка попадає з нижнього дзеркала B_1 з нижнє дзеркало B_2 через перевипромінювач Π_2 , дорівнює енергії, яка попадає з нижнього дзеркала B_1 у нижнє дзеркало B_2 через перевипромінювач Π_1 . Таким чином, для визначення перехідного загасання між випромінювачами B_1 та B_2 з урахуванням обох шлхів передачі енергії необхідно величину перехідного загасання, одержану в попередньому випадку, зменшити (розраховуючи на самий несприятливий випадок) на 3 дБ і вважати, що

$$\alpha_n = \alpha_{n1} + \alpha_{n2} = 2 \alpha_{n1} \quad (3.49)$$

3. Із V_1 безпосередньо у V_2 . На реальному ретрансляційному пункті випромінювачі V_1 та V_2 розміщені звичайно по обидва боки від шогли та будинку, вбудованого усередину шогли. Усе це справляє велику екранізуючу дію, значно знижуючи зв'язок між випромінювачами обох антен.

Крім того, завдяки цьому екранізуючому впливу розрахунок безпосереднього зв'язку між V_1 та V_2 тими методами, що використовувались в попередніх пунктах, призводить до великих помилок. Результати експериментального визначення величини безпосереднього зв'язку між V_1 та V_2 показують, що ця величина значно менша α_{n1} або α_{n2} і нею можна знехтувати.

4. У V_2 енергія попадає із V_1 після розсіювання елементами конструкції опори антени. Енергія, яка попадає в V_2 , у цьому випадку не піддається розрахунку, бо залежить від типу та конфігурації опори. Аналіз експериментальних результатів, проведений з окремими типами опор, дає можливість вибрати форму опори, яка забезпечує дуже слабкий зв'язок між V_1 та V_2 - значно менший, ніж, наприклад, через P_2 . Тому цей складовий загасання також можна знехтувати.

3.5. Порядок розрахунку ПАС на ретрансляційному пункті

При проектуванні ПАС для РРЛ звичайно задаються: середньою робочою частотою f , смугою частот $2\Delta f/f$, потужністю пересланивача P , напруженістю поля у точці приймання E , довжиною ретрансляційної ділянки R , висотою передавальної h_1 та приймальної h_2 антен і поляризацією. Для розрахунку необхідно:

1. Впевнитися, що задовольняється умова (2.53) [26].

2. За квадратичною формулою Введенського (2.54) знайти КСД ПАС D_m [27].

3. За формулою (2.55), задавшись КВП верхнього дзеркала $\nu_B = 0,8$, знайти площу розкриття верхнього дзеркала S_p , а за виразом $S_p = \pi v^2$ - радіус проєкції верхнього дзеркала v .

4. Якщо задано коефіцієнт підсилення ПАС G_m , за формулою (3.1), беручи до уваги результуючий КВП $\nu_0 \cdot \eta_A = 0,5 \dots 0,7$, знайти радіус проєкції верхнього дзеркала v .

5. Задавшись КСД передачі від нижнього дзеркала до верхнього $\eta_1 = 0,8 \dots 0,9$, для обчисленого відношення h/λ (h - вис-

та антени на ретрансляційному пункті) з рис. 3.5 знайти співвідношення $\sqrt{a\beta}/\lambda$, а з нього - радіус проєкції нижнього дзеркала a .

6. Знайти радіус проєкції нижнього дзеркала a за формулою (3.9). Значення a може виявитись надмірно великим, бо в обох випадках припускалось дуже високе значення η_1 . Тому потрібно зменшити значення a до меж $1 < a/\beta < 2$.

7. Для обчислених β та a , користуючись рис. 3.5, скоректувати значення ККД η_1 .

8. Для знайдених розмірів β та a і "т" едоставу" амплітудного розподілу на нижньому дзеркалі $T_M = 0,316$ за формулою (3.5) чисельним інтегруванням визначити остаточне значення ККД

η_1 .

9. Задаючись значенням кута, під яким нижнє дзеркало видно з фазового центра опромінювача-рупора (див. рис. 3.7), $2\gamma = 20 \dots 40^\circ$ (див. рис. 3.6), за формулою (3.16) знайти розмір розкриву рупора у площині $E - \beta_p$.

10. За формулою (3.12) знайти розмір розкриву рупора a_p у площині H .

11. За формулами (3.13) знайти довжини рупора R_E та R_H у площинах E з H (див. рис. 3.7).

12. За формулою (3.15) провести узгодження рупора з живильним хвилеводом. Для цього за (3.13) визначити довжину рупора в одній з площин, наприклад R_H , роблячи нерівність рівністю, потім за формулою (3.15) знайти довжину рупора R_E у площині E . Якщо знайдене значення не задовольняє другу умову (3.13), то у першу чергу визначити довжину R_E , а потім R_H .

13. Перевірити виконання умов (3.14).

14. За методикою, наведеною у роботі [9], обчислити хвилеводно-коаксіальний перехід.

15. За допомогою співвідношення $a/d = \tan \gamma$ визначити відстань між рупором та нижнім дзеркалом d (див. рис. 3.6).

16. За формулою $x_0 = 2\pi a\beta/\lambda h$ обчислити значення параметра x_0 , а за рис. 3.8 (якщо $a/\beta = 1; 1,2; 1,4$) - значення ККД верхнього дзеркала η_2 .

17. Якщо $a/\beta > 1,4$, для визначеного x_0 з рис. 3.9 знайти добуток $\eta_2 \cdot \eta_1$, а з цього добутку для остаточного значення

η_1 - КВП верхнього дзеркала ν_B

18. За формулою (3.19) чисельним інтегруванням обчислити остаточна значення ν_B .

19. За формулою (3.21) для $T_B = 0,316$ визначити ДС ПАС у вертикальній та горизонтальній площинах у передній напівплощині на середній та крайніх частотах діапазону:

$$\lambda_{\min} = \lambda_{\text{сер}}(1 - \Delta\lambda), \quad \lambda_{\max} = \lambda_{\text{сер}}(1 + \Delta\lambda).$$

20. На середній та крайніх частотах лінійносу за формулою (3.27) обчислити ДС ПАС у вертикальній та горизонтальній площинах в області дальніх бокових пелюшок.

21. За допомогою графіків рис. 3.11, користуючись формулами (3.33) та рис. 3.10, знайти коефіцієнт захисної дії α_1 .

22. За формулою (3.32) обчислити точне значення α_1 .

23. За допомогою графіків рис. 3.12, користуючись формулою (3.35) та рис. 3.10, знайти коефіцієнт захисної дії α_2 .

24. За формулою (3.36) обчислити точне значення α_2 .

25. Загальний коефіцієнт захисної дії знайти як $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$.

26. За допомогою формул (3.45) - (3.47) та графіків рис. 3.13 обчислити значення коефіцієнта перехідного загасання α_{n1} .

27. За формулою (3.44) визначити точне значення α_{n1} .

28. За формулою (3.48) обчислити точне значення коефіцієнта перехідного загасання α_{n2} .

29. Обчислити загальний коефіцієнт перехідного загасання як $\alpha_n = \alpha_{n1} + \alpha_{n2}$.

30. Порівняти α_n , одержаний у п.29, з α_n , знайденим за формулою (3.49).

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ТА РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Ямайкин В.Е., Ковалев В.И., Маслов Р.Г., Гуннов А.В. Основы проектирования антенных устройств СВЧ. В 2 ч. Минск, 1972. Ч.2.
2. Заїкін І.П., Тоцький О.В. Антени та пристрої СВЧ. В 4 ч. Харків, 1994. Ч.2.
3. Шифрин Л.С., Гукасов Ю.Г., Корниченко Л.Г., Базарнов П.А. Расчет и проектирование антенн сверхвысоких частот. Харьков, 1971.
4. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Торошин О.Н. Антенны УКВ: В 2 ч. М., 1977. Ч.2.
5. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Торошин О.Н. Антенны УКВ: В 2 ч. М., 1977. Ч.1.
6. Драбин А.Л., Зюзюшко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. М., 1974.
7. Хук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. М.-Л., 1936.
8. Покрас А.М., Сомов А.М., Цуриков Г.Г. Антенны земных станций спутниковой связи. М., 1985.
9. Заїкін І.П., Тоцький О.В. Антени та пристрої СВЧ. В 4 ч. Харків, 1993. Ч.1.
10. Дорохов А.Л. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. Харьков, 1960.
11. Шифрин Л.С., Базарнов П.А., Гукасов Ю.Г. Новые типы антенн. Харьков, 1971.
12. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. М., 1962.
13. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.Л. Справочник по элементам волноводной техники. М., 1967.
14. Метрикин А.А. Антенно-волноводные тракты радиорелейных линий связи. М., 1966.
15. Покрас А.М. Антенные устройства зарубежных линий связи через ИСЗ. М., 1965.
16. Вавилова И.В., Могильникова К.И. Радиотехнические параметры современных остроугаженных антенн и методы их измерений // Современные проблемы антенно-волноводной техники. М., 1967. С. 40 - 52.
17. Метрикин А.А. Антенны и волноводы РРЛ. М., 1977.

19. Восалкова Г.П., Климов В.А., Мигейлов В.Ф., Петров Б.М. Пособие по расчету антенн сверхвысоких частот: В 3 ч. Таганрог, 1974. Ч.1.

19. Связь на сверхвысоких частотах / Под ред. С.Евдзава и Н.Танака. М., 1967.

20. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. М., 1973.

21. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1968.

22. Петров Б.М. К расчету рупорно-параболической антенны // Радиоселектроника. 1968. № 5. С. 132 - 134.

23. Импульский В.Г., Петров В.Г. С направленной световой рупорно-параболической антенны // Антенны. М., 1973. Вып. 17. С. 3 - 14

24. Лавров А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. М., 1974.

25. Импульский В.Г., Фролов О.П. Оптимизация антенных систем линий связи. М., 1991.

26. Марков Г.Г., Петров Е.М., Грушинская Г.Л. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1979.

27. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. М., 1965.

28. Гусятинский И.А., Рижков Е.В., Немеровский А.С. Радиослойные линии связи. М., 1955.

29. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. М., 1957.

30. Митляевская А.В. Перископическая антенна / Пособие по уровневому проектированию. М., 1970.

31. Антенны и устройства СВЧ / Под ред. Д.И. Воскресенского. М., 1972.

32. Гокрас А.М. Перископические антенны с диэлектрическими линиями передачи. М., 1963.

З М І С Т

1. Дводзеркальні антени	3
1.1. Бласивості антен Кассегрена	4
1.2. Аналіз антени Кассегрена	8
1.2.1. Формула, які характеризують геометрію дзеркала ..	8
1.2.2. Еквівалентний параболоїд	10
1.2.3. Трансформація амплітуд поля внаслідок послідов- ного відбиття від допоміжного та основного дзеркала	11
1.2.4. Зведення рахункових формул	16
1.2.5. Результуючий КЕП антен Кассегрена	19
1.2.6. Діаграма спрямованості	24
1.3. Спрямінювачі дводзеркальних антен	27
1.4. Деякі питання проектування	36
1.5. Позитивні якості та недоліки продзеркальних антен	42
1.6. Порядок розрахунку антени Кассегрета	45
2. Рупорно-параболіч. з антени	49
2.1. Особливості антенно-хвильових трактів радіо- судавних ліній (РРЛ) та ліній зв'язку через ступін- часті зв'язки (ШСЗ)	49
2.2. Геометричні параметри рупорно-параболічної антени	52
2.3. Електричні характеристики РПА	59
2.4. Планування проектування	71
2.5. Порядок розрахунку РПА	79
3. Перископічна антенна система	82
3.1. Принцип дії та схема перископічних антен	82
3.2. Коефіцієнт відбиття та КЕП пороччі ПАС	87
3.3. Діаграма спрямованості ПАС	96
3.4. Записна дія перископічної системи	96
3.5. Порхільне загасання ПАС	105
3.6. Порядок розрахунку ПАС на розвантажливому зв'язку	108
Список використаної та рекомендованої літератури	III

Іван Павлович Заїкін

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВЧ

Редактор С.П. Гевло

Зв. план, 1997

Підписано до друку 04.11.97

Формат 60x84 1/16. Папір офс. В 2. Офс. друк.

Умовн.-друк. арк. 6,3. Облік.-зд.арк. 7,13. Т. 75 прим.

Замовлення 69. Ціна різна

Харківський авіаційний інститут

310070, Харків-70, вул. Чкалов., 17

Ротапринт друкарні ХАІ

310070, Харків-70, вул. Чкалова, 17