

В. В Чернига

**Пристрої НВЧ і антени
Лабораторний практикум. Частина I**

Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В.В. Чернига

**Пристрої НВЧ і антени.
Лабораторний практикум. Частина I**

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як лабораторний практикум для студентів спеціальностей 7.090701 “Радіотехніка”, 7.090703 “Апаратура радіозв’язку, радіомовлення та телебачення”.
Протокол № 9 від 29 квітня 2004 р.

Вінниця ВНТУ 2004

В.С.Осадчук, доктор технічних наук, професор

В.П.Манойлов, доктор технічних наук, професор

В.М.Кичак, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України

Чернига В.В.

Ч 49 **Пристрої НВЧ і антени. Лабораторний практикум. Частина І.**

Вінниця: ВНТУ, 2004.-73 с.

В практикумі розглянуті фізичні принципи роботи, методи розрахунку і вимірювання характеристик багатовібраторної, дзеркальної та рупорної антен. Звернено увагу на виконання експерименту з вимірювання характеристик антен, моделювання їх характеристик. Практикум розроблений у відповідності з планом кафедри та програми дисципліни "Пристрої надвисокої частоти і антени"

УДК 621.396.67(075)

ВСТУП

Радіотехнічні пристрої і системи, які призначені для випромінювання чи прийому радіохвиль мають в своєму складі антену.

В процесі розвитку антени поступово ускладнювались, розширились функції, які вони виконують і антени з простих пристроїв перетворились в складні системи, які почали виконувати ряд додаткових функцій підсилення, просторової і частотної селекції, адаптації до електромагнітної обстановки.

Граничні можливості багатьох радіосистем визначаються технічно досяжними характеристиками антенно-фідерних пристроїв.

Лабораторний практикум з дисципліни “ТНВЧ і А” призначений для студентів спеціальностей 7.090701 “Радіотехніка” і 7.090703 “Апаратура радіозв’язку радіомовлення та телебачення”.

Лабораторний практикум складається з двох частин. В першій частині виконуються лабораторні роботи з антен, а в другій – лабораторні роботи з пристроїв НВЧ.

Основна мета лабораторний практикуму – засвоїти методи вимірювання характеристик антен і пристроїв НВЧ.

В результаті проведення лабораторних робіт студенти повинні:

- знати методи вимірювання характеристик антен і пристроїв НВЧ;
- вміти пояснити фізичні принципи роботи антен і пристроїв НВЧ, експериментально вимірювати характеристики антен і пристроїв НВЧ, моделювати за допомогою ЕОМ основні їх характеристики, кількісно описувати фізичні процеси, які спостерігаються при проведенні дослідів, оцінювати похибки вимірювань.

Виконуючи лабораторні роботи з дисципліни “ТНВЧ і А” студенти вже мають певні навички в користуванні радіовимірювальною апаратурою НВЧ і тому в лабораторному практикумі звернено увагу на виконання експерименту з вимірювання характеристик антен, пояснення принципу дії, моделювання їх характеристик.

Перша частина лабораторного практикуму з дисципліни “ТНВЧ і А” складається з трьох лабораторних робіт. В них досліджуються експериментально характеристики антен: діаграма спрямованості, коефіцієнт підсилення, вхідний опір і т.д., а також моделюються їх характеристики.

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1 ДОСЛІДЖЕННЯ БАГАТОВІБАТОРНИХ АНТЕН

Мета роботи – вивчення принципу дії та конструкції, методики розрахунку, настроювання та дослідження спрямованості і діапазонних властивостей багатовібраторних антен.

1.1 Теоретичні відомості

1.1.1 Дискретна лінійна решітка з вібраторів

Для отримання вузьких діаграм спрямованості (ДС) використовують багатовібраторні антени. Ці антени відносяться до лінійних дискретних решіток.

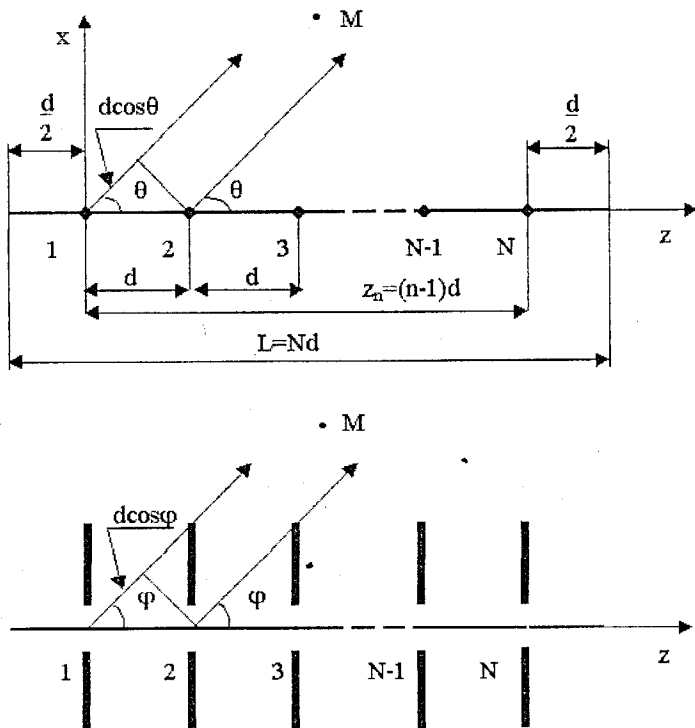


Рисунок 1.1 – Лінійна решітка з вібраторів

На рисунку 1.1 зображена лінійна система з N ідентичних вібраторів, розташованих на однакових відстанях один від одного (еквідистантна решітка). Нехай лінія розташування випромінювачів збігається з віссю z

декартової системи координат, початок якої знаходиться в центрі першого випромінювача, а наступні випромінювачі розташовані з постійним кроком d в точках $z_n = (n-1)d$, де n – номер випромінювача. Введемо також сферичну систему координат R, θ, φ , центр якої збігається із початком декартової.

Припустимо, що вібратори збуджуються струмами рівної амплітуди з лінійно зростаючим вздовж решітки фазовим зсувом. Тоді лінійний закон зміни фази струмів можна записати у вигляді

$$\Delta\Phi_n = (n-1)\Delta\Phi, \quad (1.1)$$

де $\Delta\Phi$ – кут зсуву фаз між струмами сусідніх випромінювачів.

Нехай струм в першому вібраторі $I_1 = I_0$, тоді

$$I_2 = I_1 \exp(-j\Delta\Phi); \quad I_3 = I_2 \exp(-j\Delta\Phi) = I_1 \exp(-j2\Delta\Phi); \dots \\ I_n = I_1 \exp(-j(n-1)\Delta\Phi); \quad (1.2)$$

Створити необхідні зсуви фаз струмів в елементах решітки на практиці можна, якщо використати, наприклад, схему збудження, яка складається з генератора і фазообертачів, під'єднаних до кожного вібратора. Але цей спосіб збудження вібраторів досить складний. Тому, звичайно, антена збуджується за допомогою одного генератора. Електромагнітна хвиля поширюється від початку антени до її кінця з певною фазовою швидкістю, збуджуючи один за одним всі вібратори (антени біжучої хвилі). До антени біжучої хвилі можуть бути віднесені директорні, спіральні та інші.

Фазовий зсув між двома сусідніми вібраторами, як і раніше складає

$$\Delta\Phi = \beta d = \gamma \xi d \quad (1.3)$$

де $\beta = \omega/v_\phi$ – коефіцієнт фази;

$\gamma = 2\pi/\lambda$ – хвильове число середовища, що оточує антену;

$\xi = c/v_\phi$ – коефіцієнт уповільнення.

В цьому випадку струми, які збуджують вібратори антени можна записати

$$I_n = I_0 \exp[-j(n-1)\gamma\xi d]. \quad (1.4)$$

Знайдемо поле випромінення в головних площинах багатовібраторної антени – площині hoz (вектор \mathbf{H}), площині yoz (вектор \mathbf{E}).

Спочатку знайдемо поле випромінення в площині вектора \mathbf{E} . В довільному напрямку, який утворює кут φ з віссю z , напруженість поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 + \dots + \mathbf{E}_n, \quad (1.5)$$

де $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \mathbf{E}_3, \dots, \mathbf{E}_n$ вектори напруженостей полів, які створені окремими вібраторами антени.

Напруженість поля, яку створив перший вібратор в точці спостереження

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{e}_\varphi j \frac{60I_1}{R_1} \frac{\cos(\gamma l \sin \varphi) - \cos \gamma l}{\cos \varphi} \exp(-j\gamma R_1) = A f_1(\varphi) \exp(-j\gamma R_1), \quad (1.6)$$

де I_1 – амплітуда струму в пучності;

R_1 —відстань від першого вібратора до точки спостереження;

$$f_1(\varphi) = e_\varphi \frac{\cos(\gamma l \sin \varphi) - \cos \gamma l}{\cos \varphi} - \text{ненормована ДС вібратора.}$$

Нормована ДС одного вібратора, якщо довжина плеча $l \leq 5/8$

$$F_1(\varphi) = e_\varphi \frac{\cos(\gamma l \sin \varphi) - \cos \gamma l}{(1 - \cos \gamma l) \cos \varphi}, \quad (1.7)$$

Якщо відстань від антени до точки спостереження M (рисунок 1), де знаходиться електромагнітне поле, в багато разів перевищує довжину решітки, то напрямки на точку спостереження M можна вважати паралельними і визначити їх з формул

$$R_2 = R_1 - d \cos \varphi; R_3 = R_1 - 2d \cos \varphi; \dots; R_N = R_1 - (N-1)d \cos \varphi. \quad (1.8)$$

При таких умовах вектори $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ можна вважати однаковими за амплітудою і вони відрізняються тільки зсувом фаз, який складається із зсуву фаз струмів збудження окремих вібраторів і просторової різниці ходу променів від окремих вібраторів $\gamma d \cos \varphi$.

Якщо E_1 поле першого вібратора, то поля інших вібраторів можна записати у вигляді

$$E_2 = E_1 \exp[j\gamma d(\cos \varphi - \xi)]; E_3 = E_1 \exp[j2\gamma d(\cos \varphi - \xi)]; \dots \\ E_n = E_1 \exp[j\gamma(N-1)d(\cos \varphi - \xi)]. \quad (1.9)$$

Таким чином зсув фаз між сусідніми вібраторами

$$\Psi_1 = \gamma d(\cos \varphi - \xi). \quad (1.10)$$

Зсув фаз між полями крайніх вібраторів

$$\Psi_N = \gamma d(N-1)(\cos \varphi - \xi). \quad (1.11)$$

Якщо коефіцієнт уповільнення $\xi=1$, тобто фазова швидкість збудження дорівнює швидкості світла $v_\varphi = c$, то

$$\Psi_N = \gamma d(N-1)(\cos \varphi - 1). \quad (1.12)$$

Очевидно, що при $\varphi=0, \psi_n = \psi_1 = 0$. Таким чином в напрямку осі Z поля від всіх вібраторів в точці спостереження мають однакову фазу, оскільки зсув фаз за несинфазності збудження компенсується просторовим фазовим зсувом і сумарне поле буде максимальне. В інших напрямках зсув фаз за несинфазності збудження не дорівнює просторовому фазовому зсуву, внаслідок чого напруженість результуючого поля буде менша ніж в напрямку $\varphi=0$.

Результуюче поле в точці спостереження M дорівнює

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_N = E_1(1 + E_2/E_1 + \dots + E_N/E_1) = \\ = E_1[1 + \exp(j\gamma d(\cos \varphi - \xi)) + \dots + \exp(j(N-1)\gamma d(\cos \varphi - \xi))]. \quad (1.13)$$

Вираз в квадратних дужках є геометрична прогресія, перший член якої дорівнює одиниці, а знаменник $q = \exp[j\gamma d(\cos \varphi - \xi)]$, сума N членів

$$E = E_1 \frac{1 - q^N}{1 - q} = \frac{1 - \exp[j\gamma Nd(\cos \varphi - \xi)]}{1 - \exp[j\gamma d(\cos \varphi - \xi)]} =$$

$$= \mathbf{E}_1 \frac{\sin \left[\gamma \frac{Nd}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]}{\sin \left[\frac{\gamma d}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]} \exp \left[j\gamma \frac{(N-1)d}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]. \quad (1.14)$$

Підставляючи (1.6) в (1.14) отримаємо

$$\mathbf{E} = A f(\varphi) \frac{\sin \left[\frac{\gamma Nd}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]}{\sin \left[\frac{\gamma d}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]} \exp \left\{ -j\gamma \left[R_1 - \frac{(N-1)d}{2} (\cos \varphi - \xi) \right] \right\}. \quad (1.15)$$

Множник $R_0 = R_1 - \frac{(N-1)d}{2} \cos \varphi$ в показнику експоненти є відстань від середини багатівібраторної антени до точки спостереження М, а $\psi_0 = \gamma \frac{(N-1)d}{2} \xi$ визначає фазовий зсув в цій середній точці.

Таким чином, результуюче поле в точці спостереження М

$$\mathbf{E} = A f_1(\varphi) \frac{\sin \left[\frac{\gamma Nd}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]}{\sin \left[\frac{\gamma d}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]} \exp[-j(\gamma R_0 + \psi_0)]. \quad (1.16)$$

Модуль виразу (1.16) визначає амплітудну характеристику спрямованості багатівібраторної антени.

Фазове співвідношення $\exp[-j(\gamma R_0 + \psi_0)]$ визначає фазову характеристику багатівібраторної системи.

Множник

$$f_{\Sigma}(\varphi) = \frac{\sin \left[\frac{\gamma Nd}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]}{\sin \left[\frac{\gamma d}{2} (\cos \varphi - \xi) \right]} \quad (1.17)$$

є ДС лінійної системи з N неспрямованих випромінювачів і називається **множником решітки**.

З виразу (1.16) витікає, що ДС лінійної системи з N спрямованих випромінювачів визначається добутком

$$F(\varphi) = f_1(\varphi) f_{\Sigma}(\varphi). \quad (1.18)$$

Вираз (1.17) визначає ненормовану ДС з N неспрямованих випромінювачів і її максимальне значення дорівнює N при $\gamma d(\cos \varphi - \xi) = 0$

Тому нормована ДС дорівнює

$$F_{\Sigma}(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{\gamma Nd}{2}(\cos\varphi - \xi)\right]}{N \sin\left[\frac{\gamma d}{2}(\cos\varphi - \xi)\right]}. \quad (1.19)$$

Нормована ДС багатівібраторної системи з урахуванням (1.7)

$$F(\varphi) = F_1(\varphi)F_{\Sigma}(\varphi) = e_{\varphi} \frac{\cos(\gamma l \sin\varphi) - \cos\gamma l}{(1 - \cos\gamma l)\cos\varphi} \frac{\sin\left[\frac{\gamma Nd}{2}(\cos\varphi - \xi)\right]}{N \sin\left[\frac{\gamma d}{2}(\cos\varphi - \xi)\right]}. \quad (1.20)$$

Аналогічно можемо знайти ДС в площині вектора **H**.

Вона визначається множителем решітки, оскільки в екваторіальній площині поодинокій вібратор не має спрямованості.

Таким чином, ДС в площині вектора **H** дорівнює

$$F(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{\gamma Nd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}{N \sin\left[\frac{\gamma d}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}. \quad (1.21)$$

Як відомо з загальної теорії лінійних дискретних решіток крім основної головної пелюстки є ще побічні головні пелюстки. З метою їх усунення обмежують крок решітки d . Його вибирають з умови

$$d \leq \frac{\lambda}{2(1 + |\xi|)}. \quad (1.22)$$

З аналізу виразу (1.19) виходить, що кутове положення головної пелюстки антени визначається коефіцієнтом уповільнення ξ .

Виділяють режими поперечного ($\xi = 0$), похилого ($0 \leq |\xi| \leq 1$) і осевого ($\xi \geq 1$) випромінювання.

Режим осевого випромінювання з уповільненою фазою швидкістю ($\xi \geq 1$) приводить до загострення основної пелюстки ДС, але при цьому відбувається збільшення рівня бокових пелюсток.

Задовільний компроміс між звуженням головної пелюстки і рівнем бокових пелюсток досягається при оптимальному коефіцієнті уповільнення

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2L}, \quad (1.23)$$

де $L = Nd$ довжина антени.

Оцінити ширину променя при $\xi = 1$ можемо за формулою

$$2\theta^{0.5} = 108^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \quad (1.24)$$

а при $\xi_{\text{опт}}$ за формулою

$$2\theta^{0.5} = 61^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (1.25)$$

Оцінювання коефіцієнта спрямованої дії (КСД) для режиму осьового випромінювання ($\xi = 1$) можна провести за формулою

$$D = 4 \frac{Nd}{\lambda}. \quad (1.26)$$

КСД в режимі осьового випромінювання при $\xi_{\text{опт}}$

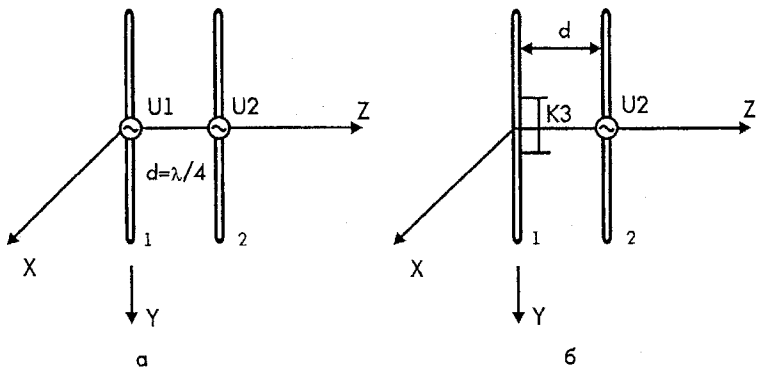
$$D = (7+8) \frac{Nd}{\lambda}. \quad (1.27)$$

1.2 Директорна антена

В порівнянні з багатовібраторними антенами, директорна має більш простий устрій. Директорні антени (ДА) знайшли широке застосування в метровому та дециметровому діапазонах.

Для більш чіткого розуміння принципу дії ДА розглянемо систему з двох паралельних вібраторів.

1.2.1 Система з двох паралельних вібраторів



а) активні вібратори; б) 1 – активний вібратор; 2 – пасивний вібратор;

Рисунок 1.2 – Система з двох вібраторів

На рисунку 1.2 показано системи з двох паралельних вібраторів з відстанню між вібраторами $d = \lambda/4$. Вібратори збуджуються струмами, які мають рівні амплітуди і зсунуті за фазою на кут $\Phi = \pi/2$ ($\xi = 1$) один

відносно одного, тобто маємо

$$\frac{I_2}{I_1} = -j. \quad (1.28)$$

Тоді згідно з (1.21) ДС в площині вектора \mathbf{H} дорівнює

$$F(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{\pi}{2}(\cos\theta - 1)\right]}{2\sin\left[\frac{\pi}{4}(\cos\theta - 1)\right]} = \cos\left(\frac{\pi}{4}(\cos\theta - 1)\right) \quad (1.29)$$

і має максимум при $\theta = 0^\circ$ в напрямку вібратора 2 і нуль при $\theta = 180^\circ$ в напрямку вібратора 1 (рисунок 1.3).

В напрямку вібратора 2 електромагнітні поля від двох вібраторів складаються в фазі, оскільки фазовий зсув за рахунок зсуву фаз між збуджуючими струмами $\Phi = \pi/2$ компенсується просторовим фазовим зсувом $\gamma d \cos\theta = \pi/2$.

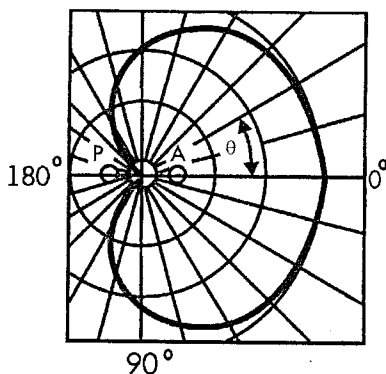


Рисунок 1.3 – Горизонтальна ДС вертикальної антени з рефлектором

По відношенню до вібратора 1 вібратор 2 є директором оскільки він, ніби спрямовує електромагнітну хвилю від вібратора 1 в бік її поширення. По відношенню до вібратора 2 вібратор 1 є рефлектором, оскільки він ніби відбиває електромагнітну хвилю вібратора 2.

Визначимо співвідношення між напругами генераторів, які живлять вібратори. Для цього складаємо систему лінійних контурних рівнянь для двох вібраторів

$$\begin{aligned} U_1 &= Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2, \\ U_2 &= Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2, \end{aligned} \quad (1.30)$$

де Z_{11} , Z_{22} - власні опори вібраторів в точках живлення;

$Z_{12} = Z_{21}$ - взаємні опори вібраторів віднесені до точок живлення.

Розділимо перше рівняння в (1.30) на друге

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_{11} + (I_2/I_1)Z_{12}}{Z_{21} + (I_2/I_1)Z_{22}}. \quad (1.31)$$

Враховуємо (1.28), тоді отримаємо

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_{11} + X_{12} - j(R_{12} - jX_{11})}{R_{21} + X_{22} - j(R_{22} - jX_{21})}. \quad (1.32)$$

Власні і взаємні опори знаходяться з таблиць [5]. Вони дорівнюють

$$Z_{11} = Z_{22} = 73.1 + j42.5; \quad Z_{12} = Z_{21} = 40.8 - j28.3.$$

Після розрахунків отримаємо

$$\frac{U_1}{U_2} \approx 0.34 \exp(j53^\circ). \quad (1.33)$$

Таким чином, для створення випромінювання в один бік повинна бути виконана умова (1.33). Вона отримана для вібраторів довжиною $2l = \lambda/2$.

На практиці використовується система з двох вібраторів один з яких є пасивним. Це, наприклад, може бути вібратор 1 (рисунок 1.2).

На вхід пасивного вібратора 1 (рефлектор) під'єднують реактивний опір $Z_H = jX_H$

$$\begin{aligned} 0 &= I_1(Z_{11} + Z_H) + I_2Z_{12}, \\ U_2 &= I_2Z_{22} + I_1Z_{21}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

З першого рівняння (1.34) знайдемо

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{Z_{11} + Z_H}{Z_{12}}, \quad (1.35)$$

Вираз (1.35) запишемо у вигляді

$$I_1 = mI_2 \exp(j\Phi), \quad (1.36)$$

де $m = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{11}^2 + (X_{11} + X_H)^2}}$ - амплітудний коефіцієнт;

$\Phi = \pi + \arctg \frac{X_{12}}{R_{12}} - \arctg \frac{X_{11} + X_H}{R_{11}}$ - фаза струму в рефлекторі.

Оскільки необхідно, щоб система з пасивним рефлектором діяла так, як і система з двома активними вібраторами, яка розглянута вище, то повинно бути створено теж співвідношення між струмами (1.28) при тій же відстані між вібраторами. Тобто повинна виконуватись умова:

$$\frac{Z_{11} + Z_H}{Z_{12}} = j. \quad (1.37)$$

Для відстані $d = \lambda/4$ умова (1.37) не може бути виконана. Можна також впевнитись, що для інших відстаней між вібраторами досягнути подвоєння амплітуди електромагнітного поля в напрямку максимуму випромінювання неможливо.

На практиці мають місце два режими настроювання пасивного

вібратора: режим рефлектора та режим директора.

В режимі пасивного рефлектора підбором відстані d/λ і опору настроювання X_H (індуктивний) в пасивному вібраторі створюється такий струм, що в напрямку активного вібратора поле випромінювання – максимальне, а в напрямку пасивного вібратора – мінімальне. На практиці замість включення індуктивності подовжують пасивний рефлектор.

В режимі пасивного директора підбором відстані і опору настроювання X_H (ємнісний) в пасивному вібраторі створюється такий струм, щоб в напрямку пасивного вібратора отримати максимальне поле, а в напрямку активного вібратора – мінімальне. На практиці замість включення ємності пасивний директор вкорочують. Як показанняють розрахунки і експерименти найменше зворотне випромінювання досягається при відстані між вібраторами $d=(0,1 \div 0,25)\lambda$.

Значення КСД системи з активного та пасивного вібраторів коливається в залежності від настроювання пасивного вібратора, в досить широких межах, досягаючи значення $D=5 \div 6$ при оптимальному настроюванні і оптимальній відстані від активного вібратора до директора, яка дорівнює $(0,1 \div 0,12)\lambda$. Оптимальна відстань для системи з активного вібратора та пасивного рефлектора приблизно дорівнює $(0,15 \div 0,18)\lambda$ з точки зору отримання максимального КСД. Одночасне застосування пасивного директора та рефлектора приводить до збільшення КСД і звуження ДС.

Дію рефлектора або директора оцінюють коефіцієнтом захисної дії ($K_{\text{зах}}$) який дорівнює відношенню напруженості поля, яке випромінюється в головному напрямку (вперед) E_{max} ($\varphi=0^\circ$) до напруженості поля, яке випромінюється в зворотному напрямку (назад) E_{min} ($\varphi=180^\circ$).

$$K_{\text{зах}} = \frac{E_{\text{max}}(\varphi=0^\circ)}{E_{\text{min}}(\varphi=180^\circ)}. \quad (1.38)$$

Збільшення кількості пасивних директорів, які розташовані один перед одним на певній відстані, утворюють багатовібраторну систему, яка має ще більший КСД.

1.2.2 Багатовібраторна директорна антена

На рисунку 1.4. зображена схема ДА. Вона складається з паралельних вібраторів довжиною $2l=\lambda/2$, розташованих на відстанях приблизно $d=0,25\lambda$ один від одного. Один з вібраторів під'єднується до генератора і називається активним. Інші вібратори збуджуються електромагнітним полем активного вібратора і є пасивними. Вібратор, який знаходиться за активним вібратором, називається рефлектором.

Призначення рефлектора – зменшення випромінювання антени в зворотному напрямку. Зменшення потоку енергії в цьому напрямку робить недоцільним використання додаткових рефлекторів, оскільки вони збуджувались би слабо і відповідно б мало впливали на ДС. Таким чином

рефлектор підсилює потік енергії в цьому напрямку і створює сприятливі умови для збудження директора 1, при належному його настроюванні. Директор 1 створює додаткове підсилення потоку енергії в напрямку інших директорів і тим створює умови для збудження директора 2 і так далі.

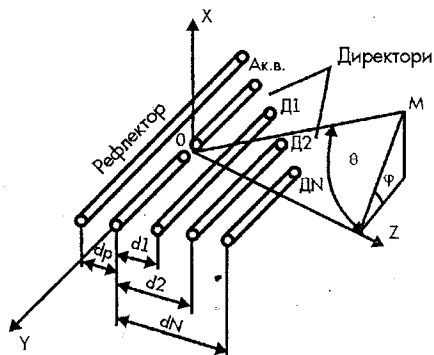


Рисунок 1.4 – Схема директорної антени

З викладеного вище виходить, що директори утворюють своєрідний хвильовий канал, вздовж якого поширюється хвиля з коефіцієнтом уповільнення ($\xi > 1$) і друга назва антени - "хвильовий канал".

Рефлектор повинен бути настроєний таким чином, щоб струм, який в ньому виникає, випереджав за фазою струм активного вібратора на кут, величина якого залежить від відстані між вібраторами. Випередження струму в рефлекторі досягається його видовженням на 5–10% в порівнянні з активним вібратором. Струм в директорі 1 повинен відставати за фазою на відповідний кут відносно струму активного вібратора: струм директора 2 повинен відставати за фазою від струму директора 1 і так далі. Це досягається вкороченням директорів на 5–10% в порівнянні з активним вібратором.

При цих умовах поля випромінювання всіх вібраторів складається в фазі в напрямку осі антени (рисунк 1.4). Необхідне для отримання потрібного реактивного опору видовження чи вкорочення вібраторів залежить від їх хвильового опору. Чим вище хвильовий опір (менші розміри перерізу), тим менше відступ від резонансної довжини.

Конкретні величини реактивних опорів рефлекторів і директорів і відповідно їх довжини, необхідні для отримання оптимального режиму залежать від відстані між вібраторами, а також від числа директорів.

При інженерних розрахунках вважають, що струми по вібраторах розподілені за синусоїдальним законом. Амплітуди і фази струмів активного вібратора, рефлектора та директорів можна знайти з рішення

системи алгебраїчних рівнянь для вібраторів.

Для рефлектора

$$0 = I_P Z_{PP} + I_A Z_{PA} + I_1 Z_{P1} + I_2 Z_{P2} + \dots + I_N Z_{PN},$$

для активного вібратора

$$U_A = I_P Z_{AP} + I_A Z_{AA} + I_1 Z_{A1} + I_2 Z_{A2} + \dots + I_N Z_{AN},$$

для першого директора

$$0 = I_P Z_{1P} + I_A Z_{1A} + I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12} + \dots + I_N Z_{1N},$$

для N-го директора

$$0 = I_P Z_{NP} + I_A Z_{NA} + I_1 Z_{N1} + I_2 Z_{N2} + \dots + I_N Z_{NN}, \quad (1.39)$$

де $I_P, I_A, I_1, I_2, \dots, I_N$ – комплексні амплітуди струмів в рефлекторі, активному вібраторі та в першому, другому, ... і N директорах;

$Z_{PP}, Z_{AA}, Z_{11}, Z_{22}, Z_{NN}$ – власні опори рефлектора, активного вібратора та директорів;

Z_{PA}, Z_{AP} – взаємні опори рефлектора та активного вібратора, $Z_{PA} = Z_{AP}$;

Z_{PK}, Z_{KP} – взаємні опори рефлектора та k-го директора, $Z_{PK} = Z_{KP}$;

Z_{AK}, Z_{KA} – взаємні опори активного вібратора та k-го директора, $Z_{AK} = Z_{KA}$;

Z_{ki}, Z_{ik} – взаємні опори k-го та i-го директорів, $Z_{ki} = Z_{ik}$.

Струми $I_P, I_A, I_1 \dots I_N$ та відповідно величини всіх опорів зручно віднести до пучності струму.

При заданих довжинах вібраторів і відстанях між ними взаємні опори можна визначити за графіками чи таблицями [5,6].

Напруженість електромагнітного поля ДА в довільному напрямку дорівнює сумі напруженостей полів від окремих вібраторів. Струми в них розраховуються за викладеною вище методикою. Напруженість електромагнітного поля в площині вектора E (yoз) розраховується подібно до багатовібраторних антен

$$E = \frac{60 I_A \cos(\gamma l \sin \varphi) - \cos \gamma l}{R \cos \varphi} \left\{ m_P \exp[-j(\gamma d_P \cos \varphi - \Phi_P)] + \right. \\ \left. + 1 + m_1 \exp[j(\gamma d_1 \cos \varphi + \Phi_1)] + m_2 \exp[j(\gamma d_2 \cos \varphi + \Phi_2)] + \dots + \right. \\ \left. + m_N \exp[j(\gamma d_N \cos \varphi + \Phi_N)] \right\}, \quad (1.40)$$

де $I_P/I_A = m_P \exp(j\Phi_P)$;

$$I_1/I_A = m_1 \exp(j\Phi_1);$$

.....

$$I_N/I_A = m_N \exp(j\Phi_N);$$

m_P, m_1, \dots, m_N – відношення модулів струмів в рефлекторі та директорах;

Φ_P – зсув фази струму рефлектора відносно струму активного вібратора;

$\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_N$ – зсув фаз струмів першого, другого та інших директорів відносно струму активного вібратора;

d_P – відстань від рефлектора до активного вібратора;

d_1, d_2, \dots, d_N – відстань від першого, другого, ... і N директорів до

активного вібратора.

На практиці довжини плечей 1 у рефлектора, активного вібратора та директорів неоднакові. В формулі (1.40) вважається, що всі вібратори однакові, тому ця формула дає деяку похибку.

Вхідний опір активного вібратора

$$Z_{BX} = \frac{U_A}{I_A} = Z_{PP} \frac{I_P}{I_A} + Z_{AA} + Z_{A1} \frac{I_1}{I_A} + \dots + Z_{AN} \frac{I_N}{I_A} = \quad (1.41)$$

$$Z_{AP} m_P \exp(j\Phi_P) + Z_A + Z_{A1} m_1 \exp(j\Phi_1) + \dots + Z_{AN} m_N \exp(j\Phi_N).$$

Амплітудні ДС розраховуються за формулами в площині вектора E ($\theta = 0^\circ$)

$$F(\varphi) = \frac{\cos(\gamma l \sin \varphi) - \cos \gamma l}{(1 - \cos \gamma l) \cos \varphi} \{ m_P \exp[-j(\gamma d_P \cos \varphi - \Phi_P)] + 1 + m_1 \exp[j(\gamma d_1 \cos \varphi + \Phi_1)] + m_2 \exp[j(\gamma d_2 \cos \varphi + \Phi_2)] + \dots + m_N \exp[j(\gamma d_N \cos \varphi + \Phi_N)] \}, \quad (1.42)$$

в площині вектора H ($\varphi = 90^\circ$)

$$F(\theta) = m_P \exp[-j(\gamma d_P \cos \theta - \Phi_P)] + 1 + m_1 \exp[j(\gamma d_1 \cos \theta + \Phi_1)] + m_2 \exp[j(\gamma d_2 \cos \theta + \Phi_2)] + \dots + m_N \exp[j(\gamma d_N \cos \theta + \Phi_N)] \quad (1.43)$$

КСД в напрямку осі антени можна визначити за формулою

$$D = \frac{120}{R_\Sigma} (1 - \cos \gamma l)^2 \{ m_P \exp[-j(\gamma d_P - \Phi_P)] + 1 + m_1 \exp[j(\gamma d_1 + \Phi_1)] + \dots + m_N \exp[j(\gamma d_N + \Phi_N)] \} \quad (1.44)$$

де $R_\Sigma \approx R_{вх} = \text{Re}(Z_{вх})$.

Ширину ДС за половинною потужністю можна знайти з графіка на рисунку 1.5.

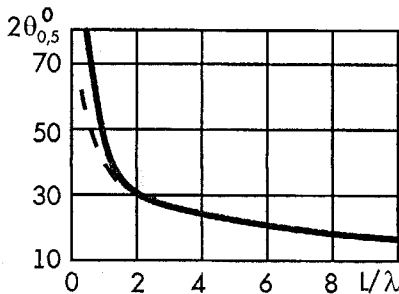


Рисунок 1.5 – Ширина (за половинною потужністю) головної пелюстки ДС ДА в залежності від її відносної довжини L/λ

На рисунку 1.5. наведений графік для наближеного знаходження ширини головної пелюстки ДС в залежності від L/λ . Суцільна крива відноситься до площини, яка перпендикулярна осям вібраторів (площина вектора \mathbf{H}); пунктирна – до площини розташування вібраторів (площина вектора \mathbf{E}).

Як видно з графіка на рисунку 1.5 збільшення довжини ДА приведе спочатку до швидкого, а потім до більш повільного звуження ДС. Це пояснюється тим, що чим довша антена, тим сильніше необхідно розстроювати директори і тим менше амплітуди струмів в них, особливо в дирикторах, більш віддалених від активного. З цієї причини, а також для збереження прийнятної довжини антени число директорів в ній рідко буває більше 10÷11. Одна і та ж довжина антени може бути отримана при різному числі вібраторів. Для спрощення конструкції доцільно брати менше число вібраторів. Вхідний опір ДА сильно знижується за впливу пасивних вібраторів. Застосування декількох директорів знижує вхідний опір до $20 \div 30$ ом, що ускладнює узгодження антени з фідером. Тому в якості активного вібратора застосовують петльовий вібратор Пістолькорса, вхідний опір якого приблизно в чотири рази більше ніж звичайного півхвильового вібратора.

ДА мають малі втрати і тому ККД. ≈ 1 .

ДА, яка настроєна на будь-яку частоту зберігає свої параметри в досить вузькій смузі частот ($10 \div 15\%$), що є її основним недоліком.

Конструктивно рефлектор і директори закріплюються безпосередньо на загальній металевій трубі вздовж осі антени. Це можливо тому, що в середині вібраторів знаходиться вузол заряду.

Активний вібратор у вигляді петльового вібратора Пістолькорса чи вібратора паралельного живлення також безпосередньо закріплюються на трубі. Виняток складає випадок, якщо в якості активного вібратора застосовують звичайний півхвильовий вібратор, який закріплюється на трубі за допомогою ізоляторів. Для забезпечення можливості регулювання довжини вібраторів доцільно в них передбачити елементи регулювання (рисунк 1.6).

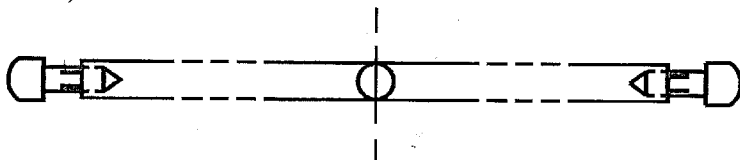


Рисунок 1.6 – Пасивний вібратор змінної довжини

Головна задача настроювання ДА (рисунк 1.1) полягає в отриманні задовільної ДС. Критерієм того, що антена настроєна є максимальне значення $K_{\text{зак}}$ (1.38).

Спочатку позаду активного вібратора встановлюють рефлектор. Його положення і довжину підбирають таким чином, щоб індикатор показував

максимальне значення. Потім обертають антену на 180° і вимірюють випромінення назад індикатором. Підбираючи положення рефлектора і його довжину, добиваються мінімального випромінення назад. Відстань між рефлектором і активним вібратором змінюють до тих пір, поки не буде досягнуто значення $K_{з\text{ах}} \approx 8 \div 10$, після чого рефлектор закріплюється.

Далі встановлюють 1-й директор і у такій же послідовності, як описано вище, знаходиться його положення і довжина. При цьому положення рефлектора залишається незмінним. При регулюванні положення директора основна увага приділяється отриманню мінімального випромінення назад, оскільки в цьому випадку досить просто виконати основну вимогу до настроювання антени – отримання максимального $K_{з\text{ах}}$. Підбравши оптимальне положення 1-го директора, його закріплюють. Встановлюють 2-й директор і з ним повторюють описану вище методику настроювання. Аналогічно настроюють інші директори підбором положення кожного з них окремо. Полбження відрегульованих директорів можна при цьому міняти в невеликих межах.

1.3 Домашнє завдання

1.3.1 Вивчити теоретичний матеріал викладений вище.

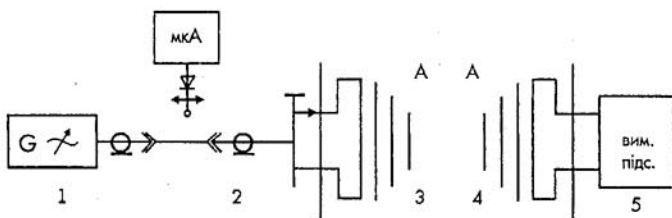
1.3.2 Ознайомитися з порядком виконання лабораторної роботи.

1.3.3 Підготувати в зошиті протоколів вимірювань таблиці для зняття характеристик антени.

1.3.4 Розрахувати нормовану ДС петльового вібратора в площині Е, для цього скористатися виразом для ДС поодинокого півхвильового вібратора. Результати розрахунку занести до таблиці 1.1.

1.3.5 Розрахувати нормовану ДС системи рефлектор – активний вібратор (Р+А). Відстань між вібраторами $d = \lambda/4$, струми в вібраторах зв'язані між собою виразом $I_p = I_A \exp(j\pi/2)$. Розрахунок ДС проводити за формулою (1.20). Результати розрахунку занести до таблиці 1.2.

1.4 Опис лабораторної установки



1 – Генератор НВЧ, 2 – вимірювальна лінія, 3 – передавальна антена, 4 – приймальна антена, 5 – вимірювальний підсилувач

Рисунок 1.7 – Структурна електрична схема лабораторної установки
Лабораторна установка складається з двох антен: передавальної ДА 3

та приймальної ДА 4, яка використовується в якості індикатора. Структурна електрична схема установки зображена на рисунку 1.7.

Передавальна ДА 3 збирається на металевому стержні прямокутного перерізу, закріпленому на штативі, якій має поворотний устрій з кутовою шкалою в градусах. Вібратори можуть переміщуватися в пазах металевого стержня. Довжина вібраторів регулюється в невеликих межах за допомогою гвинтів на їх кінцях. Активний вібратор виконаний у вигляді петльового вібратора Пістолькорса з симетрувальним пристроєм типу “U – коліно”.

Між генератором 1 і антеною 3 розташована вимірювальна лінія 2, яка дозволяє вимірювати вхідний опір антени.

Приймальна антена 4 через детекторну секцію під'єднана до ширококутового підсилювача 5, показання індикатора α якого пропорціональні квадрату напруженості електричного поля в місті прийому.

1.5 Порядок виконання роботи

1.5.1 Частина 1. Дослідження ДС директорної антени (ДА)

1.5.1.1 Ознайомитися з установкою. Увімкнути генератор НВЧ 1 і прогріти його в інтервалі часу, який зазначений в паспорті приладу.

1.5.1.2 Зняти рефлектор та директор. Виміряти геометричні розміри активного вібратора і розрахувати його резонансну довжину хвилі.

1.5.1.3 Змінюючи частоту генератора НВЧ 1, настроїти активний вібратор на резонансну довжину хвилі за максимальним відхиленням індикатора ширококутового підсилювача 5.

1.5.1.4 Зняти експериментальну ДС активного вібратора в площині вектора \mathbf{E} . Кут спостереження θ змінювати від 0° до 360° . Фіксувати показання індикатора α ширококутового підсилювача 5 необхідно з кроком відліку кута спостереження θ рівним 5° . Результати експерименту занести до таблиці 1.1. Віднормувати отримані результати.

Таблиця 1.1 – Залежність ДС від кута θ для активного вібратора

Кут спостереження θ , град.	0°	5°	360°
Показання індикатора α , мкВ				
Норм. ДС α/α_{\max} (експр.)				
Норм. ДС (теор.)				

1.5.1.5 Встановити рефлектор. Регулюванням його довжини та відстані між ним і активним вібратором отримати максимальну величину

відношення $E_{\max}(0^\circ) / E_{\min}(180^\circ)$. Задовільним є відношення 10 і більше за напруженістю поля.

1.5.1.6 Зняти ДС системи Р+А-вібратор в площині вектора **E**. Кут спостереження θ змінювати від 0° до 360° . Фіксувати показання індикатора α підсилювача 5 необхідно з кроком відліку кута спостереження θ рівним 5° . Результати експерименту занести до таблиці 1.1. Віднормувати отримані результати.

1.5.1.7 Розрахувати за експериментально знайденими геометричними розмірами системи Р+А-вібратор за допомогою ЕОМ амплітуди і фази струмів і ДС. Результати розрахунку занести до таблиці 1.2.

1.5.1.8 Встановити директор. Рефлектор при цьому не знімати. Настроїти директор так як і в пункті 1.5.1.5.

Таблиця 1.2 – Залежність ДС від кута θ для системи Р+А-вібратор

Кут спостереження θ , град	0°	5°	360°
Показання індикатора α , мкВ				
Норм. ДС α/α_{\max} (експр.)				
Теор. ДС Р+А (пункт 1.5.1.7)				
Теор. ДС Р+А (дом.завд.пункт 1.3.5)				

1.5.1.9 Зняти ДС антени в площині вектора **E**. Кут спостереження θ змінювати від 0° до 360° . Фіксувати показання індикатора α підсилювача 5 необхідно з кроком відліку кута спостереження θ рівним 5° . Результати експерименту занести до таблиці 1.3. Віднормувати отримані результати.

1.5.1.10 Накреслити ескіз ДА з зазначенням геометричних розмірів вібраторів і відстані між ними.

Таблиця 1.3 – Залежність ДС від кута θ ДА для f_0

Кут спостереження θ , град.	0°	5°	360°
Показання індикатора α , мкВ				
Норм. ДС α/α_{\max} (експр.)				
Норм. ДС (теор.)				

Таблиця 1.4 – Залежність ДС від кута спостереження θ для f_H, f_B ДА

Кут спостереження θ , град.	0°	5°	...	360°
Показання індикатора α при f_H				
Норм. ДС α / α_{\max} при f_H				
Показання індикатора α при f_B				
Норм. ДС α / α_{\max} при f_B				
Норм. ДС при f_H (теор.)				
Норм. ДС при f_B (теор.)				

1.5.1.11 Розрахувати за експериментально знайденими геометричними розмірами з допомогою ЕОМ амплітуди і фази струмів в вібраторах, ДС. Результати розрахунку занести до таблиці 1.3 і 1.4.

1.5.1.12 Зміняти частоту генератора $\pm 10\%$ від робочої і зняти ДС так само як в пункті 1.5.1.9. Результати експерименту занести до таблиці 1.4.

1.5.1.13 Повторити пункт 1.5.1.11 для двох крайніх частот

1.5.2 Зміст звіту

1.5.2.1 Мета роботи.

1.5.2.2 Структурна електрична схема установки.

1.5.2.3 Розрахункові формули.

1.5.2.4 Ескіз ДА з позначенням геометричних розмірів вібраторів і відстані між ними.

1.5.2.5 Таблиці експериментальних і розрахованих даних.

1.5.2.6 Графіки нормованих експериментальних і розрахованих ДС активного вібратора в декартовій чи полярній системах координат.

1.5.2.7 Графіки експериментальних і розрахованих ДС системи Р+А вібратор в декартовій чи полярній системах координат. За графіками (рисунок 1.5) визначити ширину променя.

1.5.2.8 Графіки нормованих експериментальних і розрахованих ДС ДА на трьох частотах. За графіками визначити ширину променя і рівень бокових пелюсток.

1.5.2.9 Висновки. Порівняння розрахованих і експериментальних даних, оцінювання точності отриманих результатів при вимірюваннях ширини головної пелюстки, положення і рівня бокових пелюсток.

1.5.3 Частина 2. Вимірювання входного опору і коефіцієнта підсилення антени

1.5.3.1 Увімкнути генератор НВЧ 1 і прогріти його в інтервалі часу, який зазначений в паспорті приладу.

1.5.3.2 Настроїти генератор НВЧ 1 на нижню довжину хвилі λ_T його діапазону і виміряти її за допомогою хвилеміру. Виміряти також довжину хвилі $\lambda_{ХВ}$ в коаксимальній лінії за допомогою вимірювальної лінії 3. Результати вимірювань занести до таблиці 1.5 і 1.6.

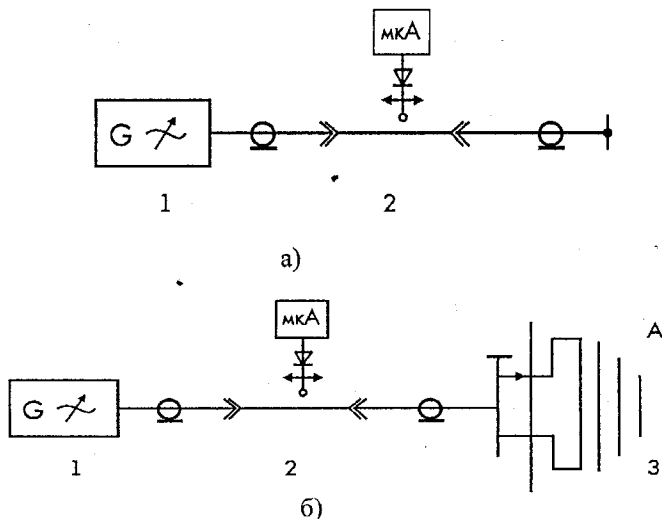


Рисунок 1.8 – Структурна електрична схема установки для вимірювання входного опору антени

1.5.3.3 Зібрати схему для вимірювання входного опору антени у відповідності з рисунком 1.8 .

1.5.3.4 Знайти положення умовного кінця l_1 вимірювальної лінії 2. Для цього потрібно замкнути активний вібратор в місці з'єднання з симетрувальним пристроєм типу "U-коліно" (рисунок 1.8 а). Результати вимірювання занести до таблиці 1.6.

1.5.3.5 Зняти короткозамикач і під'єднати антену 3 до вимірювальної лінії 2 (рисунок 1.8 б). Виміряти відстань l_2 , на яку змістився мінімум напруги в бік генератора 1. Результат вимірювання занести до таблиці 1.5.

1.5.3.6 Виміряти коефіцієнт стоячої хвилі $K_{стх}$ в лінії. Результати вимірювання занести до таблиці 1.5.

1.5.3.7 За отриманими значеннями $K_{стх}$ і $l_{\min} = l_1 - l_2$ по круговій номограмі повних опорів (НПО) знайти вхідний опір антени $Z_{вх}$. Результати розрахунку занести до таблиці 1.5.

1.5.3.8 Розрахувати вхідний $Z_{вх}$ ДА за формулою (1.41). Результати розрахунку занести до таблиці 1.5.

Таблиця 1.5 – Вхідний опір антени $Z_{вх}$ в діапазоні частот

$\lambda_{г}$, мм.	$\lambda_{хв}$, мм.	l_1 , мм	l_2 , мм	$l_{\min} = l_1 - l_2$	$K_{сгу}$	$\frac{l_{\min}}{\lambda_{хв}}$	$Z_{вх}$ (НІО)	$Z_{вх}$ форм. (1.42)
1								
.								
5								

1.5.3.9 Виміряти коефіцієнт підсилення (КП) G ДА методом порівняння з еталонною антеною. Для цього зафіксувати показання індикатора підсилювача 5 $U_{1\max}$ в напрямку максимуму випромінення ДА і виміряти коефіцієнт біжучої хвилі K_{61} в лінії передачі. Зняти директор і рефлектор. Записати показання індикатора підсилювача 5 $U_{2\max}$ в напрямку максимуму ДС активного вібратора. Виміряти K_{62} в лінії передачі. Розрахувати коефіцієнт підсилення G за формулою

$$G = \frac{U_{1\max}}{U_{2\max}} \cdot \frac{K_{62}}{K_{61}} \cdot \frac{1 + K_{61}}{1 + K_{62}} \cdot G_{ет} \quad (1.45)$$

де $G_{ет}$ – КП еталонної антени.

У випадку симетричного півхвильового, а також петльового вібратора $G_{ет}=1,64$. Результати розрахунку занести до таблиці 1.6.

1.5.3.10 Розрахувати КП G_p ДА за формулою (1.44) на тих же частотах. Результати розрахунку занести до таблиці 1.6.

1.5.3.11 Повторити пункти 1.5.3.4 – 1.5.3.10 ще для чотирьох частот. Результати експерименту занести до таблиці 1.6.

Таблиця 1.6 – КП G антени в діапазоні частот

f , МГц.	K_{61}	$U_{1\max}$	K_{62}	$U_{2\max}$	G (експер)	G_p (розрах)
1						
2						
.						
5						

1.5.4 Зміст звіту

1.5.4.1 Мета роботи.

1.5.4.2 Структурна електрична схема установки для вимірювання КП.

1.5.4.3 Розрахункові формули.

1.5.4.4 Таблиці експериментальних і розрахованих даних.

1.5.4.5 Графіки експериментальних розрахованих величин вхідного опору і КП і коефіцієнта стоячої хвилі від частоти.

1.5.4.6 Висновки. Порівняння розрахованих і експериментальних даних. Оцінювання точності отриманих результатів.

1.5.6 Контрольні запитання

1.5.6.1 Як розподілені струм і заряд по поодинокому вібратору з різним відношенням l/λ ?

1.5.6.2 Яку форму має ДС поодинокого вібратора довжиною $2l = \lambda/2$ в площинах Е і Н?

1.5.6.3 Чому не використовуються вібратори довжиною $2l > 5/4\lambda$?

1.5.6.4 Що таке еквідістантна лінійна антена решітка?

1.5.6.5 Чим визначаються режими випромінювання багатовібраторної антени?

1.5.6.6 Від чого залежить ширина променя багатовібраторної антени?

1.5.6.7 Як обмежити кількість дифракційних головних пелюстків?

1.5.6.8 Побудувати якісно ДС системи з двох вертикальних вібраторів в горизонтальній площині при відстані між ними $d = \dots$, та зсуву фаз струмів збудження $\Phi = \dots$.

1.5.6.9 Який вібратор називається пасивним?

1.5.6.10 Чому не можна досягти односпрямованого випромінювання в системі активний вібратор – пасивний директор (рефлектор)?

1.5.6.11 Що таке коефіцієнт захисної дії?

1.5.6.12 Принцип дії та особливості конструкції ДА.

1.5.6.13 Від чого залежать фази струмів в пасивних вібраторах?

1.5.6.14 Для чого подовжують рефлектор та вкорочують директори?

1.5.6.15 Чим відрізняються і який вигляд мають ДС в

Е- і Н- площинах?

1.5.6.16 Чому в якості активного вібратора використовують петльовий вібратор?

1.5.6.17 Чому вібратори ДА можна безпосередньо кріпити на металевому стержні?

1.5.6.18 Чому кількість директорів звичайно не перевищує $15 + 20$?

1.5.6.19 Зміна яких параметрів ДА впливає на робочу смугу частот?

1.5.6.20 Які переваги і недоліки має ДА?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2 ДОСЛІДЖЕННЯ РУПОРНОЇ АНТЕНИ

Мета роботи — вивчення принципу дії, конструкцій, методики розрахунку та дослідження характеристик антени – ДС, КП і вхідного опору в діапазоні частот.

2.1 Теоретичні відомості

Рупорні антени (РА) відносяться до апертурних антен. Апертурні антени – це антени випромінювання в яких відбувається через розкриття, який називається **апертурою** (від латинського *apertura* - отвір).

РА в основному використовуються в сантиметровому діапазоні довжин хвиль. Вони можуть формувати ДС шириною від 100° - 140° (при розкритті спеціальної форми) до 10° - 20° в пірамідальному рупорі. Можливість подальшого звуження ДС обмежується необхідністю різкого збільшення його довжини.

Основні типи РА показані на рисунку 2.1.

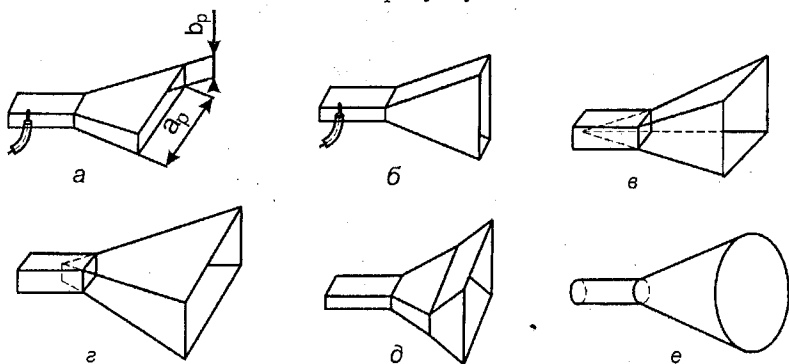


Рисунок 2.1 – Основні типи РА

Якщо поперечний переріз рупора є прямокутним, а його розмір змінюється в площині вектора магнітного поля, то такий рупор називається **Н-площинним** секторним рупором (рисунок 2.1а). Якщо розмір змінюється в площині вектора електричного поля, то такий рупор називається **Е-площинним** секторним рупором (рисунок 2.1б).

Рупор, розмір якого змінюється в обох площинах називається **пірамідальним** (рисунок 2.1в,г).

Находять застосування конічні рупори з круглим поперечним перерізом.

З перерахованих вище типів рупорів найбільше застосування отримали секторні та пірамідальні рупори.

РА використовуються в радіорелейних лініях зв'язку, станціях

метеослужби, радіовимірювальній техніці, а також в станціях спеціального призначення.

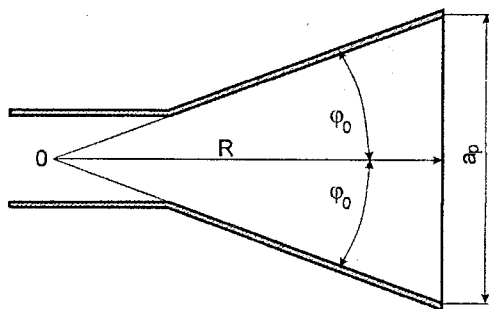


Рисунок 2.2 – Поздовжній переріз прямокутного рупора

Для пояснення принципу дії антени розглянемо її поздовжній переріз (рисунок 2.2). Електромагнітна енергія від генератора через відрізок хвилеводу надходить до горловини рупора у вигляді хвилі з плоским фронтом. Основна частина енергії проходить крізь горловину і поширюється вздовж рупора у вигляді розбіжучої хвилі. Невелика частина енергії відбивається від горловини і повертається по хвилеводу до генератора. Чим більша неоднорідність в місті переходу від хвилеводу до рупора, тобто, чим більше кут розкриття рупора $2\varphi_0$, тим більше коефіцієнт відбиття.

Досягаючи розкриття, який є границею розділу рупорної лінії і вільного простору енергія випромінюється у вільний простір, а також частково відбивається від розкриття і рухається в зворотному напрямку. При великих розмірах розкриття коефіцієнт відбиття від нього малий і рупор слід розглядати як пристрій, який узгоджує хвилевід з вільним простором.

Розрахунок РА внаслідок великих математичних труднощів проводяться наближеними методами.

Спочатку визначається поле в розкритті рупора. При рішенні цієї задачі рупор вважають нескінченно довгим, а його стінки – ідеально провідними. Поле в рупорі знаходиться в результаті розв'язування рівнянь Максвелла. Отриманий розв'язок для нескінченного рупора вважається наближено вірним і для рупора кінцевої довжини.

2.1.1 Н-площинний секторний рупор

На рисунку 2.3 показана структура поля в Н-площинному секторіальному рупорі, який живиться хвилеводом в якому поширюється хвиля H_{10} .

Структура поля в рупорі подібна до структури поля в прямокутному

хвильоводі, але є суттєва різниця. Хвиля в рупорі є циліндричною, тобто, фазовий фронт хвилі утворює частину поверхні циліндра, вісь якого проходить через вершину рупора (точку O на рисунку 2.2).

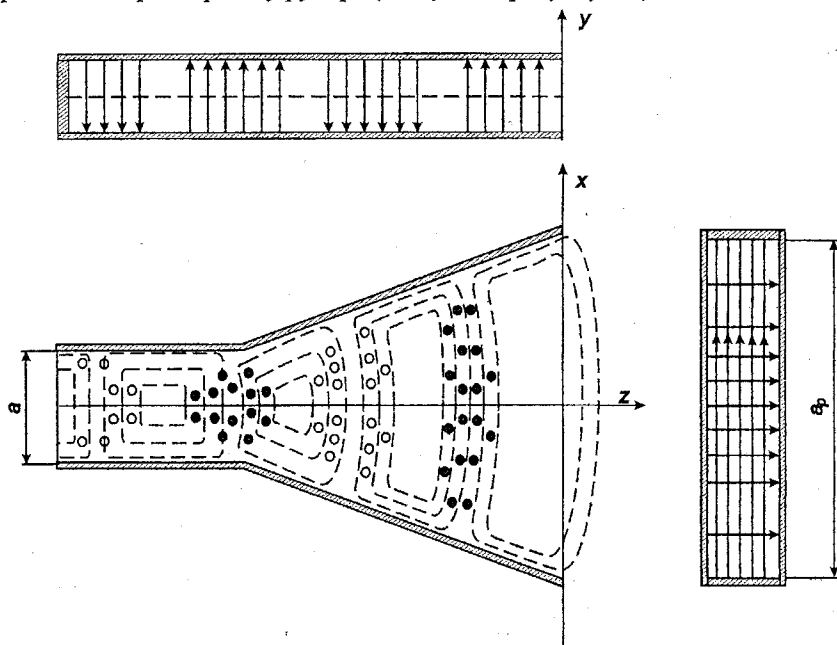


Рисунок 2.3 – Структура поля Н-плосинному секторному рупорі

Для знаходження структури поля в рупорі введемо циліндричну систему координат ρ, φ, u (рисунок 2.4).

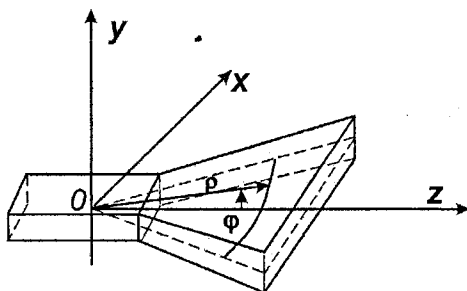


Рисунок 2.4 – Циліндрична система координат для аналізу секторних рупорів

При збудженні хвильоводу хвилею H_{10} поле буде мати такі компоненти: H_ρ , H_φ , E_y . Інші складові будуть рівними нулю. Поле в рупорі може бути представлено через циліндричні функції – функції Ханкеля.

Розв'язуючи систему рівнянь Максвелла та використовуючи асимптотичні вирази для функцій Ханкеля великих значень аргумента $\gamma\rho$, отримаємо такі значення для складових поля

$$\begin{aligned} E_y &= E_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_0}\right) e^{-j\gamma\rho}, \\ H_y &= -E_y / 120\pi, \\ H_\rho &= -j \frac{E_0}{240\varphi_0 \gamma \rho} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_0}\right) e^{-j\gamma\rho}, \\ H_\varphi &= E_y \Rightarrow E_\rho = 0, \end{aligned} \quad (2.1)$$

де E_0 – напруженість електричного поля в точці рупора з координатами $y=0$, $\varphi=0$, $\rho=\rho_0$, причому $\rho_0 \gg \lambda$.

Як видно з формул (2.1) при великих $\gamma\rho$ складова $H_\rho \rightarrow 0$ і поле в рупорі є поперечною електромагнітною циліндричною хвилею.

Внаслідок того, що в більшості рупорів розкриття плоский, а хвиля в рупорі – циліндрична, поле в розкритті не буде синфазним.

Для визначення фазових спотворень в розкритті рупора розглянемо його поздовжній переріз (рисунок 2.5).

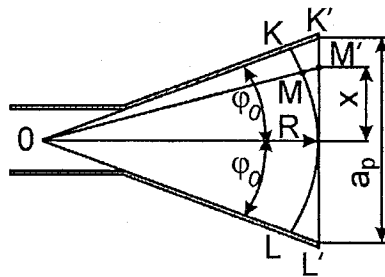


Рисунок 2.5 – До визначення фазових спотворень в розкритті рупора

Дуга кола з центром в вершині рупора O проходить по фронту хвилі, отже, є лінією рівних фаз.

В довільній точці M' , яка має координату x , фаза поля відстає від фази в середині розкриття (в точці O') на кут

$$\Delta\psi_x = \gamma(OM' - R) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + x^2} - R) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{2R} - \frac{x^4}{8R^3} + \dots \right). \quad (2.2)$$

Оскільки в рупорах $x \ll R$, то в (2.2) можна залишити перший член розкладання

$$\Delta \psi_x = \pi x^2 / \lambda R^2. \quad (2.3)$$

Таким чином, фаза електромагнітного поля в розкритті рупора змінюється за квадратичним законом. Якщо фазові спотворення будуть великі, то це спричинить відповідно сильні спотворення ДС. Максимальний зсув фази поля в розкритті рупора відносно його середини буде на краях рупора і складе величину

$$\Delta \psi_{\max} = \pi a_p^2 / 4 \lambda R. \quad (2.4)$$

Формули (2.3) та (2.4) є наближеними. Ними можна користуватись, коли $R \gg a_p/2$ чи $\varphi_0 < 45^\circ$ в рупорах, які використовуються на практиці, ці умови виконуються.

З формули (2.4) виходить, що при заданій величині розкриття a_p , поле в розкритті буде тим менше відрізнятися від синфазного, чим більша довжина рупора R . Однак, рупори великої довжини конструктивно незручні. Габаритні обмеження вимагають знаходження компромісного рішення, тобто, визначення такої довжини рупора, при якій максимальний фазовий зсув в його розкритті не буде перевищувати деякої допустимої величини. Ця величина визначається найбільшим значенням КСД, який можна отримати від рупора заданої довжини.

Для Н-площинного секторного рупора максимально допустимий фазовий зсув складає $3\pi/4$, що відповідає такому співвідношенню між оптимальною довжиною рупора, розміром розкриття a_p та довжиною хвилі

$$R_{\text{опт}} = a_p^2 / 3\lambda \quad (2.5)$$

При невеликих кутах розкриття рупора ($2\varphi_0 < 60^\circ$) можна покласти

$$\rho = R, \quad \frac{\varphi}{2\varphi_0} = \frac{x'}{a_p}, \quad H_\varphi = -H_x. \quad (2.6)$$

Тоді поле в розкритті Н-площинного секторного рупора можна записати у вигляді

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a_p}\right) \exp\left(-j \frac{\pi x'^2}{\lambda R}\right), \quad (2.7)$$

$$H_x = E_y / 120\pi. \quad (2.8)$$

де E_0 – напруженість поля в середині розкриття.

Поле випромінення Н-площинного секторного рупора можна знайти, якщо скористатись методикою розрахунку запропонованою [6].

В результаті розрахунку отримаємо поле в площині вектора **H** (хоз)

$$E_H = AE_0 b_p \frac{\sqrt{\lambda R}}{2\sqrt{2}} \left\{ \exp \left[j \frac{\pi \lambda R}{4} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \theta}{\lambda} \right)^2 \right] [C(u_1) + C(u_2) - jS(u_1) - jS(u_2)] + \right. \\ \left. + \exp \left[j \frac{\pi \lambda R}{4} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \theta}{\lambda} \right)^2 \right] [C(u_3) + C(u_4) - jS(u_3) - jS(u_4)] \right\}, \quad (2.9)$$

$$\text{де } u_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} \mp \sqrt{\lambda R} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \theta}{\lambda} \right) \right];$$

$$u_{3,4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} \pm \sqrt{\lambda R} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \theta}{\lambda} \right) \right];$$

$C(u)$ і $S(u)$ інтеграли Френеля;

$$A = j \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda} \exp(-j\gamma r) / r.$$

Напруженість поля в площині вектора **E**

$$E_E = AE_0 \sqrt{\frac{\lambda R}{2}} b_p e^{\left(j \frac{\lambda R}{4a_p} \right)} [C(v_1) + C(v_2) - jS(v_1) - jS(v_2)] \frac{\sin \left(\frac{\gamma b_p}{2} \sin \theta \right)}{\frac{\gamma b_p}{2} \sin \theta}, \quad (2.10)$$

$$\text{де } v_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} \mp \frac{\sqrt{\lambda R}}{2a_p} \right).$$

Формули (2.9) і (2.10) визначають напруженість поля в комплексній формі. Для знаходження амплітуди поля необхідно розрахувати модуль комплексної величини, яка стоїть в фігурних дужках формул (2.9) і (2.10).

Наприклад ДС в площині вектора **E**

$$F_E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin \left(\frac{\gamma b_p}{2} \sin \theta \right)}{\frac{\gamma b_p}{2} \sin \theta}. \quad (2.11)$$

Як видно з (2.11) ДС в цій площині збігається з ДС площадки з рівноамплітудним та синфазним полем, оскільки поле рупора вздовж осі у не змінюється, ДС в площині вектора **H** визначається через інтеграли Френеля. Це пояснюється наявністю квадратичних фазових спотворень в розкритві рупора.

КСД H -площинного секторного рупора може бути розрахований за

формулою

$$D_H = \frac{4\pi b_p R}{\lambda a_p} \{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \}, \quad (2.12)$$

$$\text{де } u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} - \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_p} \right);$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} + \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_p} \right).$$

На рисунку 2.6 приведенні графіки залежності КСД від відносного розміру розкриву рупора a_p/λ . Вони побудовані за формулою (2.12). Графіки побудовані для рупорів різної довжини. Для того, щоб виключити залежність КСД від розмірів рупора b_p , по осі ординат відкладений множник $\frac{\lambda}{b_p} D$

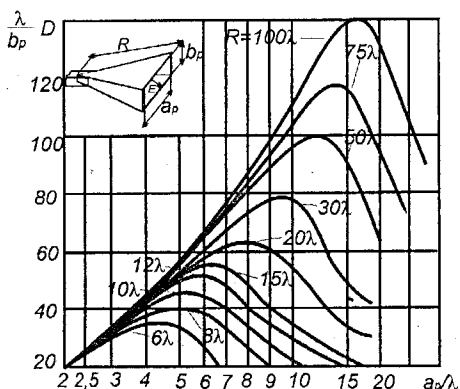


Рисунок 2.6 – Залежність КСД H -площинного секторного рупора від відносної ширини розкриву при різних довжинах рупора

Значення КСД знаходиться множенням ординати кривої на b_p/λ

З рисунку 2.6 видно, що для кожної довжини рупора існує певна ширина розкриву a_p , при якій КСД досягає максимального значення. Зменшення КСД при подальшому збільшенні розкриву рупора a_p (довжина рупора $R = \text{const}$) пояснюється різким зростанням фазових спотворень в розкритті.

Рупор, який при заданій довжині має максимальний КСД, називається **оптимальним**. З кривих, які показані на рисунку 2.6 видно, що точки максимуму кривих $R/\lambda = \text{const}$ відповідають рівності

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{1}{3} \left(\frac{a_p}{\lambda} \right)^2.$$

Звідки $R_{\text{opt}} = a_p^2 / 3\lambda$. При такій довжині рупора максимальні фазові спотворення в його розкриві згідно з (2.4) будуть складати $\Delta\psi_{\text{max}} = 3\pi/4$.

Якщо довжину рупора взяти більше оптимальної, яка визначається рівністю (2.5), то при тій же площині розкриву КСД рупора зростає. Однак, це зростання буде незначне і в більшості випадків не виправдовує збільшення габаритів.

Коефіцієнт використання площини (КВП) розкриву розраховується за формулою

$$v = \frac{\left| \int_s E_s dS \right|^2}{S \int_s |E_s|^2 dS} = \frac{D\lambda^2}{4\pi S}, \quad (2.13)$$

де S – геометрична площа розкриву;

E_s – значення напруженості електричного поля на поверхні розкриву.

Підставляючи в (2.13) значення з (2.12) отримаємо

$$v = \frac{\lambda R}{a_p^2} \{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \}. \quad (2.14)$$

КВП оптимального рупора складає $v=0.64$.

Ширина ДС оптимального Н-площинного секторного рупора в Н-площині наближено визначається за формулою

$$2\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p} [\text{рад}]. \quad (2.15)$$

В Е-площині

$$2\theta_{0,5}^E = 0,89 \frac{\lambda}{b_p} [\text{рад}]. \quad (2.16)$$

2.1.2 Е - площинний секторний рупор

На рисунку 2.7 показана структура поля в Е-площинному секторному рупорі. Як і у випадку Н-площинного секторного рупора хвиля є циліндричною, але оскільки розмір рупора в площині магнітного вектора не змінюється, то фазова швидкість електромагнітної хвилі залишається незмінною і дорівнює фазовій швидкості в хвилеводі.

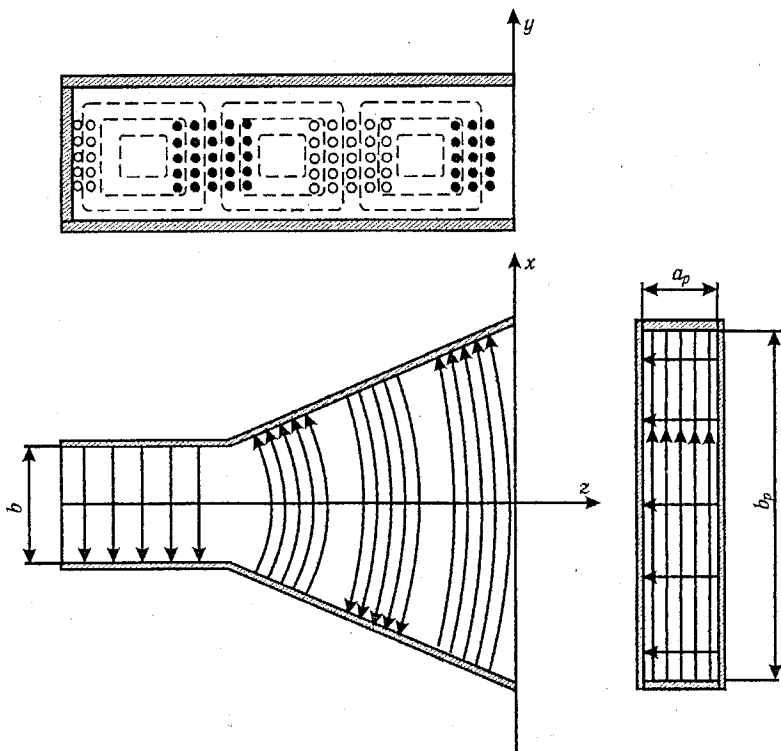


Рисунок 2.7 – Структура полів в Е-площинному секторному рупорі

При збудженні хвилі H_{10} в прямокутному хвильоводі можна покласти $E_p = E_x = H_\varphi = 0$.

Якщо повторити приведені вище розрахунки, то можна отримати вирази для поля в розкритій Е-площинному секторного рупора

$$E_\varphi = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) \exp\left[-j\left(\gamma\rho - \frac{3\pi}{4}\right)\right], \quad (2.17)$$

$$H_x = -\frac{\sqrt{1 - (\lambda/2a_p)^2}}{120\pi} E_\varphi, \quad (2.18)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{240\pi} \frac{\lambda}{a_p} E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) \exp\left[-j\left(\gamma\rho - \frac{3\pi}{4}\right)\right]. \quad (2.19)$$

В розкритті рупора будуть фазові спотворення, які аналогічні спотворенням в Н-площинному рупорі.

Якщо кут розкриття рупора $2\varphi_0$ невеликий, то можна покласти $E_\varphi = E_y$.

В цьому випадку напруженість електричного поля в розкриві може бути записана у вигляді

$$E_{\varphi} = E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) \exp\left(-j \frac{\pi y^2}{\lambda R}\right). \quad (2.20)$$

Поле випромінювання Е-площинного секторного рупора в площині вектора **H**

$$E_H = jE_0 A \pi \sqrt{\frac{R}{2\lambda}} a_p \left[C\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}}\right) - jS\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}}\right) \right] \frac{\cos\left(\frac{\gamma a_p}{2} \sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{\gamma a_p}{2} \sin\theta\right)^2}. \quad (2.21)$$

Поле в площині вектора **E**

$$E_E = jE_0 A \frac{a_p}{\pi} \sqrt{\frac{2R}{\lambda}} \exp(j \frac{\pi R}{\lambda} \sin^2 \theta) [C(\omega_1) + C(\omega_2) - jS(\omega_1) - jS(\omega_2)], \quad (2.22)$$

де
$$\omega_{1,2} = \frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}} \mp \sqrt{\frac{2R}{\lambda}} \sin\theta.$$

Для знаходження амплітуди поля необхідно знайти модуль комплексних величин, які визначаються виразами (2.21) і (2.22).

ДС в площині вектора **E** буде визначатись модулем виразу, який стоїть в квадратних дужках формули (2.22), помноженому на $(1+\cos\theta)/2$.

КСД Е-площинного секторного рупора визначається з виразу

$$D = \frac{64 a_p R}{\pi \lambda b_p} \left[C^2\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}}\right) + S^2\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}}\right) \right]. \quad (2.23)$$

На рисунку 2.8 наведені розраховані за формулою (2.23) графіки залежності КСД Е-площинного рупора від відносної ширини розкриву при різних значеннях довжини рупора. Наявність оптимального за КСД Е-площинного секторного рупора пояснюється тими ж причинами, що і у випадку Н-площинного рупора. Однак умова оптимальності тепер має вигляд $\Delta\psi_{\max} = \pi/2$. Отже, допустима несинфазність в Е-площинному рупорі менша, ніж у Н-площинного. Це пояснюється тим, що амплітуда поля в розкриві в Н-площині зменшується до країв, а в Е площині рівномірна, і тому несинфазність поля у цьому випадку впливає на ДС сильніше.

Оптимальна довжина Е-площинного секторного рупора дорівнює

$$R_{\text{opt}} = b_p^2 / 2\lambda, \quad (2.24)$$

КВП розкриву розраховується за формулою

$$v = \frac{16R}{\pi^2 b_p} \left[C^2 \left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}} \right) + S^2 \left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}} \right) \right]. \quad (2.25)$$

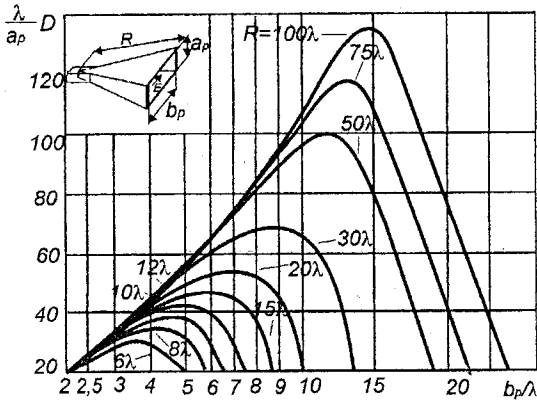


Рисунок 2.8 – Залежність КСД Е-площинного секторного рупора від відносної ширини розриву при різній довжині рупора

КВП оптимального рупора складає $v=0.64$.

Ширина ДС оптимального Е-площинного секторного рупора в Е-площині наближено визначається за формулою

$$2\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} [\text{рад}], \quad (2.26)$$

а в Н-площині

$$2\theta_{0,5}^H = 1,18 \frac{\lambda}{a_p} [\text{рад}]. \quad (2.27)$$

2.1.3 Пірамідальний рупор

Пірамідальний рупор можна розглядати як з'єднання Е-площинного та Н-площинного секторних рупорів.

Розрізняють гострокінцевий рупор, у якого продовження ребер перетинаються в одній точці (рисунок 2.9а) та клинчастий, у якого продовження ребер попарно перетинаються в двох точках (рисунок 2.9в). У клинчастого рупора розрізняють дві довжини R_E, R_H , а у гострокінцевого одну $R=R_E=R_H$.

Наближено можна вважати, що в пірамідальному рупорі в Е-площині структура поля така ж, як і у Е-площинного секторного рупора; а в

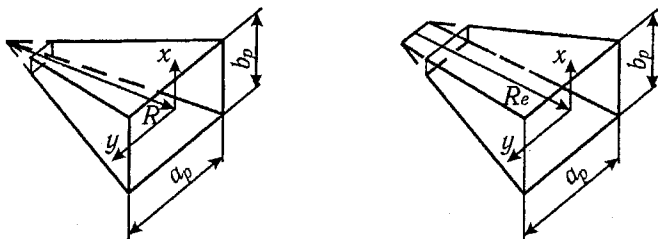


Рисунок 2.9 – Пірамідальні рупори

H-площині – така ж, як і у H-площинного секторного рупора. Оскільки поперечний розмір пірамідального рупора змінюється в двох площинах, то фронт хвилі є поверхнею подвійної кривини і його можна наближено вважати сферичним.

Фазові спотворення в розкритті рупора визначаються виразом

$$\Delta\psi = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right), \quad (2.28)$$

де R_H – довжина рупора в площині H;

R_E – довжина рупора в площині E.

Зважаючи на вищесказане ДС пірамідального рупора в E-площині можна розрахувати за формулою (2.21), а в H-площині за формулою (2.9).

Знайдемо КСД пірамідального рупора за формулою

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_s E_y ds \right|^2}{\int_s |E_y|^2 ds}, \quad (2.29)$$

де E_y – напруженість електричного поля в розкритті рупора.

Напруженість електричного поля E_y в розкритті може бути записана у вигляді

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) \exp\left[-j\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right)\right]. \quad (2.30)$$

Підставивши (2.30) в (2.29) отримаємо

$$D = \frac{8\pi R_E R_H}{a_p b_p} \{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \} + [C^2\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}}\right) + S^2\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}}\right)]^2, \quad (2.31)$$

$$\text{де } u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right);$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right).$$

Якщо порівняти формули (2.12) і (2.23) КСД Н-та Е-площинного і пірамідального рупора (2.31), то можна помітити, що вони зв'язані між собою такими співвідношеннями

$$D_{\text{пир}} = \frac{\pi \lambda^2}{32 a_p b_p} D_E D_H. \quad (2.32)$$

КСД оптимального рупора можна знайти за допомогою графіків для Н-та Е-площинних секторних рупорів (рисунок 2.6, 2.8). Для цього формулу (2.32) необхідно записати у вигляді

$$D_{\text{пир}} = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{a_p} D_E \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{b_p} D_H \right). \quad (2.33)$$

КВП оптимального рупора дорівнює наближено 0.49.

Ширина променя оптимального пірамідального рупора на рівні 0.5 за потужністю визначається за формулами

в площині вектора **H**

$$2\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p}, \quad (2.34)$$

а в площині вектора **E**

$$2\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p}. \quad (2.35)$$

Нормовані амплітудні ДС рупорної антени при збудженні її хвилею H_{10} наближено можна розрахувати за формулами

в площині вектора **H**

$$F(\varphi) = \frac{1 + \cos \varphi}{2} \frac{\cos \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin \varphi \right)}{1 - \left(\frac{2a_p}{\lambda} \sin \varphi \right)^2}, \quad (2.36)$$

а в площині вектора **E**

$$F(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin \left(\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta \right)}{\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta}, \quad (2.37)$$

де θ – кут відрахований від осі oz в площині вектора \mathbf{E} ;
 φ – кут відрахований від осі ox в площині вектора \mathbf{H} (рисунок 2.10).

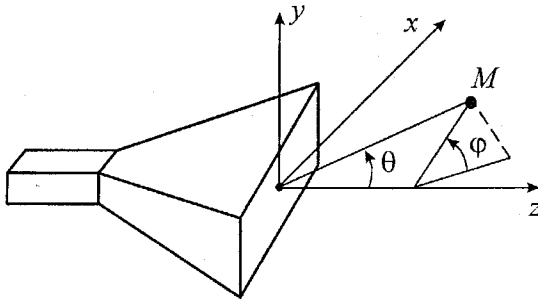


Рисунок 2.10 – Система координат для розрахунку ДС РА

Корекція фазових спотворень в розкритті рупора може бути зроблена за допомогою лінз:

- металопластинчастих прискорювальних;
- металодіелектричних уповільнених;
- металоповітряних; а також іншими засобами.

Основними перевагами РА є широкосмуговість і простота конструкції.

Недоліками РА є :

- труднощі в регулюванні амплітудно-фазового розподілення поля в розкритті антени, які обмежують можливість зниження рівня бокових пелюсток і створення ДС спеціальної форми;
- великі розміри рупора, які обмежують можливість отримання вузьких ДС.

2.2 Домашнє завдання

2.2.1 Вивчити теоретичний матеріал викладений вище.

2.2.2 Ознайомитись з порядком виконання роботи.

2.2.3 Ознайомитись з методами вимірювання характеристик – антен (ДС, вхідного опору, КП)

2.2.4 Підготувати в зошиті протоколів вимірювань таблиці для зняття характеристик антени.

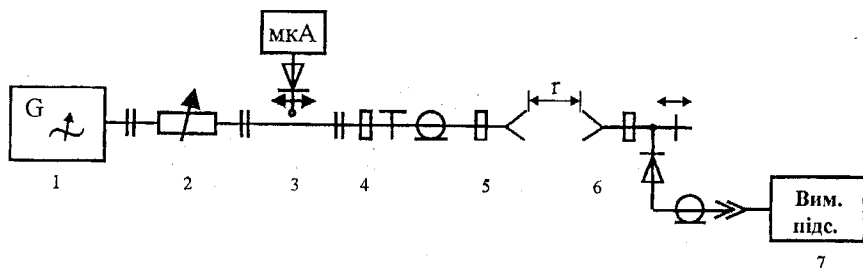
2.3 Опис лабораторної установки

Лабораторна установка складається з двох антен: передавальної РА 5 та приймальної РА 6, яка використовується в якості індикатора.

Структурна електрична схема установки зображена на рисунку 2.11

Передавальна РА 5 встановлена на штативі і може обертатися навколо своєї осі. Це дозволяє знімати ДС в Е- і Н- площинах. Між

генератором НВЧ 1 і передавальною антеною 5 включена вимірювальна лінія 3, за допомогою якої знаходять коефіцієнт біжучої хвилі (K_6), вхідний опір антени $Z_{вх}$.



1 – генератор НВЧ, 2 – атенуатор, 3 – вимірювальна лінія,
4 – коаксiально-хвильовий перехiд, 5 – передавальна антена, 6 – приймальна антена,
7 – вимірювальний підсилювач.

Рисунок 2.11 – Структурна електрична схема установки

Приймальна РА 6 встановлена теж на штативі, який має поворотний устрій з кутовою шкалою в градусах. Вона також може обернутися навколо своєї осі. Ця антена через детекторну секцію під'єднана до вимірювального підсилювача 7, показання індикатора якого пропорційні квадрату напруженості електричного поля в точці прийому.

2.4 Порядок виконання роботи

2.4.1 Частина 1. Дослідження діаграми спрямованості

2.4.1.1 Ознайомитися з лабораторної установкою. Увімкнути генератор НВЧ 1 і прогріти його в інтервалі часу, який зазначений в паспорті приладу.

2.4.1.2 Зняти основні геометричні розміри передавальної РА 4 (a_p , b_p , R_E , R_H).

2.4.1.3 Настроїти генератор НВЧ 1 на мінімальну довжину хвилі λ_g діапазону та виміряти її.

2.4.1.4 Зняти експериментальну ДС передавальної РА 5 в Е- і Н-площинах. Фіксувати показання індикатора α вимірювального підсилювача 7 необхідно з кроком відліку кута спостереження рівним 5° . Для бокових пелюсток відмітити їх амплітуду і напрямки мінімумів і максимумів. Результати експерименту занести до таблиці 2.1

2.4.1.5 Віднормувати отримані результати експерименту (занести їх до таблиці 2.1)

2.4.1.6 Розрахувати і побудувати в декартовій системі координат ДС за формулами (2.36), (2.37). Результати розрахунку занести до таблиці 2.1. Побудувати експериментальні ДС на цих же рисунках.

2.4.1.7 Розрахувати за формулами (2.34, 2.35) ширину $2\theta_{0,5}$ ДС в Е- і Н- площинах. Результат занести до таблиці 2.2

Таблиця 2.1 – Залежність ДС від кута спостереження в Е- і Н- площинах

Кут спостереження в Е-площині θ , град	0°	5°	10°	...	90°
α , мкВ (Е-площина)					
Норм. експер. ДС (Е-площина)					
Теорет. ДС (Е-площина)					
Кут спостереження в Н-площині ϕ , град					
α , мкВ (Н-площина)					
Норм. експер. ДС (Н-площина)					
Теорет. ДС (Н-площина)					

2.4.1.8 За експериментальними ДС визначити ширину головної пелюстки $2\theta_{0,5}$ Е- і Н-площинах. Результати занести до таблиці 2.2.

Таблиця 2.2 – Залежність ширини променя $2\theta_{0,5}$ і фазової помилки $\Delta\psi$ від λ_Γ

λ_Γ , мм					
$2\theta_{0,5}^E$, град (експер.)					
$2\theta_{0,5}^E$, град (теорет.)					
$2\theta_{0,5}^H$, град (експер.)					
$2\theta_{0,5}^H$, град (теорет.)					
$\Delta\psi$, град					

2.4.1.9 Розрахувати максимальну фазову помилку $\Delta\psi$ за формулою (2.28). Результати занести до таблиці 2.2.

2.4.1.10 Повторити вимірювання по пунктах 2.4.1.1 ÷ 2.4.1.8 ще на п'яти довжинах хвиль.

2.4.1.11 Побудувати графіки залежності ширини променя $2\theta_{0,5}$ в Е- і Н-площинах від довжини хвилі генератора λ_r .

2.4.1.12 Побудувати графік залежності максимальної фазової помилки $\Delta\psi$ від довжини хвилі генератора λ_r .

2.4.2 Зміст звіту

2.4.2.1 Мета роботи.

2.4.2.2 Структурна електрична схема установки.

2.4.2.3 Ескіз пірамідального рупора з зазначенням всіх геометричних розмірів, а також довжини рупора Е- і Н-площинах.

2.4.2.4 Таблиці експериментальних і розрахованих величин.

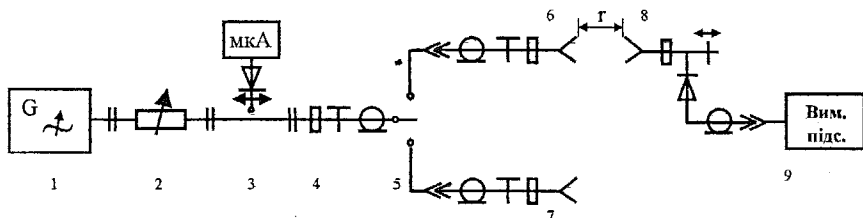
2.4.2.5 Графіки нормованих експериментальних і розрахованих ДС в Е- і Н-площинах.

2.4.2.6 Графіки залежності ширини променя $2\theta_{0,5}$ в Е- і Н-площинах від довжини хвилі генератора λ_r .

2.4.2.7 Графік залежності максимальної фазової помилки $\Delta\psi$ від довжини хвилі генератора λ_r .

2.4.2.8 Висновки. Порівняти теоретичні і експериментальні результати. Вплив на ДС розподілення амплітуди поля по розкритті антени при відсутності фазових спотворень. Вплив фазових спотворень при різних законах амплітудного розподілення на ДС. Оцінювання точності отриманих результатів.

2.4.3 Частина 2. Вимірювання коефіцієнта підсилення та вхідного опору антени



- 1 - генератор НВЧ, 2 - атенуатор, 3 - вимірювальна лінія, 4 - коаксіально-хвильоводний перехід, 5 - перемикач ВЧ, 6 – антена, яка досліджується, 7 - еталонна антена, 8 - приймальна антена, 9 – вимірювальний підсилювач.

Рисунок 2.12 – Структурна електрична схема установки для вимірювання КП методом порівняння

2.4.3.1 Увімкнути генератор НВЧ 1 і прогріти його в інтервалі часу, який зазначений в паспорті приладу.

2.4.3.2 Настроїти генератор НВЧ 1 на мінімальну довжину хвилі λ_r і поміряти її за допомогою хвилеміру. Поміряти також довжину хвилі в хвилеводі $\lambda_{хв}$ за допомогою вимірювальної лінії 3. Результати вимірювань занести до таблиці 2.3 і таблиці 2.4.

2.4.3.3 Визначити відстань r з якої починається дальня зона за формулою

$$r \geq \frac{2L^2}{\lambda}, \quad (2.38)$$

де L – найбільший лінійний розмір антени, яка досліджується

2.4.3.4 Зібрати схему для вимірювання КП G_d за методом порівняння (рисунок 2.12)

2.4.3.5 Перемикачем 5 під'єднати на вхід вимірювальної лінії 3 антену 6, яка досліджується і виміряти коефіцієнт біжучої хвилі (K_{61}) та максимальне значення напруги в вимірювальній лінії 3 – U_{1max} , а за допомогою вимірювального підсилювача 9 – відносну величину напруженості поля E_1 в точці прийому. Результати занести до таблиці 2.2.

2.4.3.6 Перемикачем 5 під'єднати на вхід вимірювальної лінії 3 еталону антену 7 і виміряти коефіцієнт біжучої хвилі (K_{62}) та максимальне значення напруги в вимірювальній лінії 3 U_{2max} , а за допомогою вимірювального підсилювача 9 – відносну величину напруженості поля E_2 в точці прийому. Результати вимірювань занести до таблиці 2.3

Таблиця 2.3 – Значення КП G_d в діапазоні частот

$\lambda_r, \text{мм}$	Антенa, яка досліджується A_d			Еталонна антенa $A_{ет}$			G_d	G_d (2.39)
	K_{61}	$U_{1max, \text{мкВ}}$	$E_1, \text{мкВ}$	K_{62}	$U_{2max, \text{мкВ}}$	$E_2, \text{мкВ}$		
1								
...								
.5								

2.4.3.7 Повторити пункти 2.4.3.5 і 2.4.3.6 ще на чотирьох довжинах хвиль. Результати вимірювань занести до таблиці 2.3

2.4.3.8 Розрахувати величину КП за формулою

$$G_d = G_{ет} \frac{E_1^2}{E_2^2} \frac{K_{62} U_{2max}^2}{K_{61} U_{1max}^2}, \quad (2.39)$$

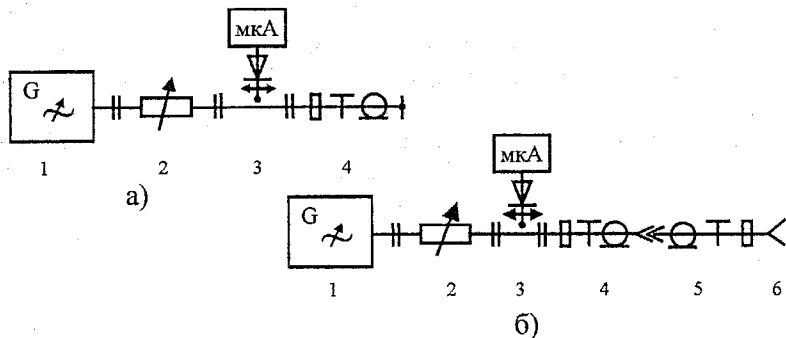
де $G_{ет}$ – КП еталонної антени ($G_{ет} \approx 90$).

2.4.3.9 Розрахувати за графіками, які приведені на рисунку 2.6 і рисунку 2.8 і за формулою (2.33) КП G_d . Вважати ККД антени рівним одиниці. Результати розрахунку занести до таблиці 2.2.

2.4.3.10 Зібрати схему для вимірювання вхідного опору антени $Z_{ВХ}$ у відповідності з рисунком 2.13

2.4.3.11 Знайти положення умовного кінця лінії l_1 . Для цього закоротити вхід передавальної антени 5 (рисунок 2.13 а). Результат вимірювання занести до таблиці 2.4.

2.4.3.12 Підєднати передавальну антену 5 і знайти положення l_2 найближчого до умовного кінця лінії l_1 мінімуму напруги в бік генератора (рисунок 2.13 б). Результат вимірювання занести до таблиці 2.4.



1 - генератор НВЧ, 2 - атенуатор, 3 - вимірювальна лінія, 4,5 - коаксіально-хвильоводний перехід, 6 - передавальна антена

Рисунок 2.13 - Структурна електрична схема установки для вимірювання вхідного опору антени $Z_{ВХ}$

2.4.3.13 Виміряти $K_{стл}$ в хвильоводі за допомогою вимірювальної лінії 3. Результат вимірювання занести до таблиці 2.4.

2.4.3.14 За номограмою повних опорів (НПО) знайти вхідний опір антени $Z_{ВХ}$. Результат розрахунку занести до таблиці 2.4

Таблиця 2.4. – Значення вхідного опору $Z_{ВХ}$ РА

$\lambda_{Г}$, мм	$\lambda_{хв}$, мм	l_1 , мм	l_2 , мм	$K_{стл}$	$\Delta l = \frac{l_1 - l_2}{\lambda_{хв}}$	$Z_{ВХ}$ (НПО)	$Z_{ВХ}$ (2.40)
1							
...							
5							

2.4.3.15 Розрахувати вхідний опір антени $Z_{ВХ}$ за формулою

$$R_{\text{вх}} = \frac{K_{\text{стл}}^2 (1 + \text{tg}^2 2\pi\Delta l)}{K_{\text{стл}}^2 + \text{tg}^2 2\pi\Delta l}, \quad X_{\text{хв}} = \frac{(1 - K_{\text{стл}}^2) \text{tg} 2\pi\Delta l}{K_{\text{стл}}^2 + \text{tg}^2 2\pi\Delta l}. \quad (2.40)$$

Результати розрахунку занести до таблиці 2.4.

2.4.3.16 Повторити вимірювання по пунктах 2.4.3.11÷2.4.3.15 ще на чотирьох довжинах хвиль генератора НВЧ.

2.4.4. Зміст звіту

2.4.4.1 Мета роботи.

2.4.4.2 Електричні структурні схеми установок для вимірювання КП і вхідного опору $Z_{\text{вх}}$.

2.4.4.3 Таблиці експериментальних і розрахованих величин.

2.4.4.4 Графіки експериментальних і розрахованих величин КП від довжини хвилі генератора зображених на одному рисунку.

2.4.4.5 Графіки експериментальних і розрахованих величин для дійсних і уявних частин вхідного опору від довжини хвилі генератора зображених на одному рисунку.

2.4.4.6 Висновки. Порівняти теоретичні і експериментальні дані. Пояснити залежність вхідного опору антени від довжини хвилі. Оцінити точність отриманих результатів.

2.4.5. Контрольні запитання

2.4.5.1 Принцип дії і особливості конструкції секторних РА. Основні конструктивні параметри.

2.4.5.2 Принцип дії і особливості конструкції пірамідальної РА. Основні конструктивні параметри.

2.4.5.3 Як впливає на ДС РА зміна фази поля в її розкритті?

2.4.5.4 Як впливає на ДС РА зміна амплітуди поля в її розкритті?

2.4.5.5 Що таке оптимальна РА?

2.4.5.6 З яких міркувань вибираються оптимальні розміри рупора?

2.4.5.7 Як можна коректувати розподілення фази в розкритті РА?

2.4.5.8 Як поміряти вхідний опір антени?

2.4.5.9 Методи вимірювання коефіцієнта підсилення антени.

2.4.5.10 В чому полягає різниця між КП і КСД?

2.4.5.11 Від чого залежить ширина ДС РА в Е- і Н- площинах?

2.4.5.12 Чому ширина променя Е- площині пірамідальної РА менша, ніж в Н-площині при збудженні рупора хвилею H_{10} ?

2.4.5.13 Що таке коефіцієнт використання поверхні рупора? Як він розраховується?

2.4.5.14 До чого приводить збільшення довжини рупора в порівнянні з його оптимальною довжиною?

2.4.5.15 Які використовуються способи для зменшення довжини рупора?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3

ДОСЛІДЖЕННЯ ДЗЕРКАЛЬНОЇ АНТЕНИ

Мета роботи – вивчення принципу, конструкцій, методики розрахунку та дослідження характеристик антен – ДС, КР і вхідної провідності в діапазоні частот.

3.1 Теоретичні відомості

Дзеркальні антени (ДЗА) відносяться до апертурних антен.

ДЗА називаються антени, в яких поле в розкритті формується в результаті відбиття електромагнітної хвилі від металевої поверхні спеціального рефлектора (дзеркала). Роль джерела електромагнітної хвилі виконує будь-яка невелика елементарна антена, яку називають опромінювачем дзеркала чи просто опромінювачем. Дзеркало і опромінювач є основними елементами ДЗА.

ДЗА є найбільш поширеним типом спрямованих антен в дециметровому і сантиметровому діапазонах довжин хвиль. Широке використання цих антен пояснюється простотою конструкції, можливістю отримання ДС любого типу, високим ККД, малою шумовою температурою, діапазонними властивостями.

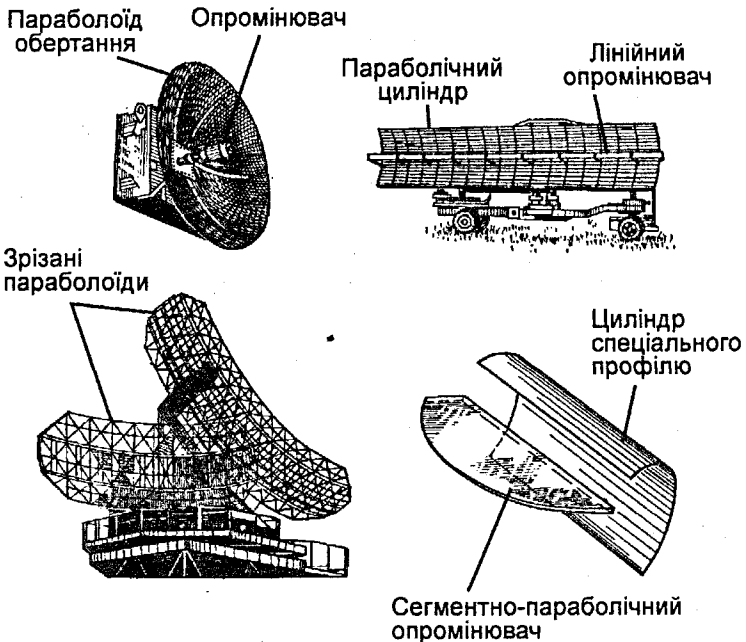


Рисунок 3.1 – Конструкції дзеркальних антен

ДЗА застосовуються в радіолокації, телебаченні, в космічному зв'язку, в радіоастрономії.

Дзеркало виготовляється з алюмінієвих сплавів чи пластмас з металізацією методами гальванопластики, напилення, нанесення тонкої фольги. Поверхні дзеркала надається форма, яка забезпечує формування необхідної ДС. Найбільш поширеними є дзеркала у вигляді параболоїда обертання, зрізаного параболоїда, параболічного циліндра, чи циліндра спеціального профілю. Основні типи ДЗА показані на рисунку 3.1

Розглянемо принцип дії ДЗА. Електромагнітна хвиля, яка випромінюється опромінювачем, досягає провідної поверхні дзеркала, збуджує на ній струми, які створюють вторинне поле відбитої хвилі.

Для того, щоб на дзеркало попадала головна частина випроміненої електромагнітної енергії, опромінювач повинен випромінювати в одну півсферу в напрямку дзеркала і не випромінювати в іншу півсферу. Такі випромінювачі називаються односпрямованими.

В розкритті антени відбита від дзеркала хвиля має плоский фронт для отримання гострої ДС. На великих (в порівнянні з довжиною хвилі і діаметром дзеркала) відстанях від антени ця хвиля відповідно до законів випромінення стає сферичною.

Принцип дії ДЗА ілюструється рисунком 3.2. Точковий опромінювач розташований в фокусі параболоїда, створює біля поверхні дзеркала сферичну хвилю. Дзеркало перетворює її в плоску, тобто розділений пучок променів трансформується в паралельний, чим досягається формування гострої ДС.

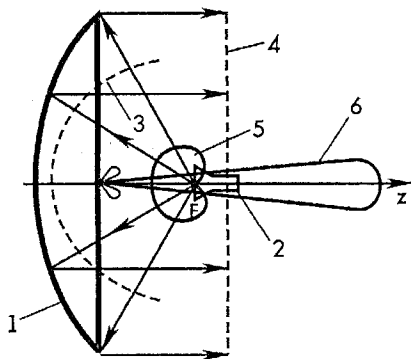


Рисунок 3.2 – До принципу дії дзеркальної антени

Розглянемо яку форму поверхні повинно мати дзеркало для перетворення сферичної хвилі в плоску. Для визначення профілю дзеркала використовується закон рівності оптичних довжин шляхів між фронтами. Умови застосування законів геометричної оптики в ДЗА виконуються,

оскільки їх розміри звичайно більші довжини хвилі.

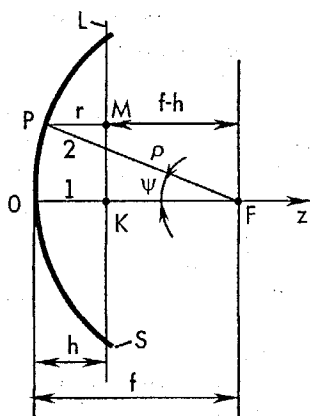


Рисунок 3.3 – До виведення рівняння профілю дзеркала

Нехай в фокусі антени F (рисунок 3.3) знаходиться точкове джерело сферичної хвилі, S – відбивна поверхня дзеркала, L – плоска хвильова поверхня (розкрив), в яку перетворюється сферична хвиля.

Відбита від дзеркала хвиля буде плоскою, якщо довжина оптичного шляху всіх променів від точки F до дзеркала і після відбиття до поверхні L буде однаковою. Для знаходження профілю дзеркала порівняємо довжину оптичного шляху від F до L першого променя, який проходить вздовж осі Z дзеркала і другого променя, який йде під кутом ψ до цієї осі.

Тобто повинна виконуватись умова

$$FO + OK = FP + PM. \quad (3.1)$$

Інакше рівність (3.1) можна записати у вигляді

$$f + h = \rho + r, \quad (3.2)$$

де h – глибина дзеркала.

Згідно з рисунком 3.3

$$r = \rho \cos \psi - f + h. \quad (3.3)$$

Звідки

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = \frac{f}{\cos^2 \frac{\psi}{2}}. \quad (3.4)$$

Рівняння (3.4) є рівнянням параболи в полярній системі координат. Отже, поверхня дзеркала повинна бути поверхнею параболоїда обертання, утвореного обертанням параболи навколо осі Z. Подвійна фокусна відстань 2f називається **параметром параболоїда** p. Тоді

$$\rho = \frac{R}{1 + \cos \psi} \quad (3.5)$$

Відстань OZ є осью параболі і називається **оптичною віссю** дзеркала.

Аналогічно можна знайти профіль дзеркала, яке перетворює циліндричну хвилю в плоску. В цьому випадку поверхня дзеркала повинна бути параболічним циліндром і лінійний опромінювач, який є джерелом циліндричної хвилі, повинен бути розташований вздовж фокальної лінії дзеркала.

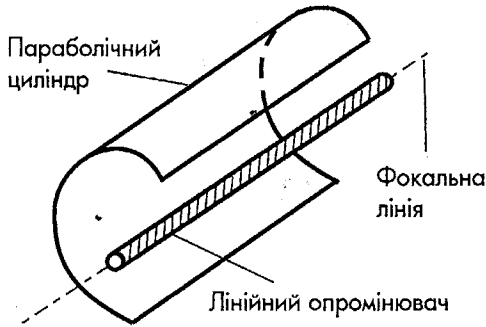


Рисунок 3.4 – Антена з параболічним профілем

Рівняння параболічного профілю в прямокутній системі координат має вигляд

$$x^2 = 2pz = 4fz. \quad (3.6)$$

Приведемо визначення і співвідношення, які характеризують параболічне дзеркало.

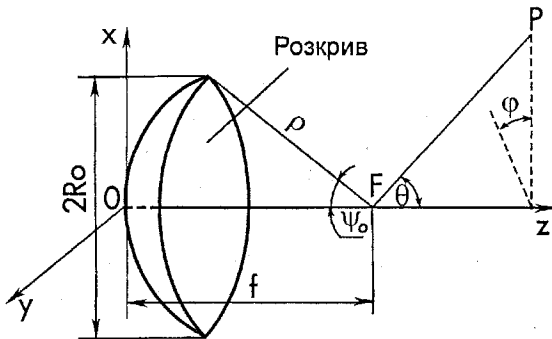


Рисунок 3.5 – Геометричні характеристики параболоїдного дзеркала

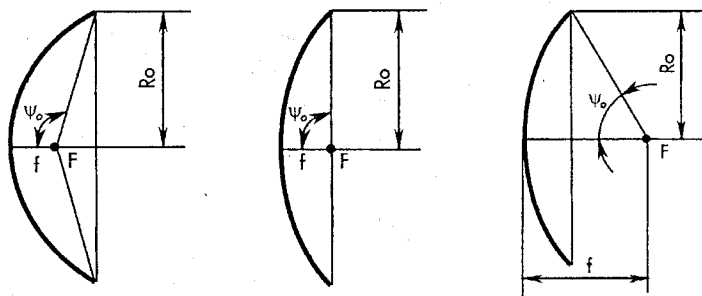
Поверхня, яка обмежена кромкою параболоїда (рисунк 3.5) називається **розкривом дзеркала** чи **апертурою**. Радіус цієї поверхні називається **радіусом розкриву**. Кут, під яким видно дзеркало з фокусу називається **кутом розкриву дзеркала** і він дорівнює $2\psi_0$.

Якщо підставити в (3.6) $z=h$, $x=R_0$

$$R_0^2 = 2ph = 4fh. \quad (3.7)$$

Форму дзеркала характеризують відношенням радіуса розкриву до подвійної фокусної відстані $R_0/2f=R_0/p$ чи величиною половини кута розкриву ψ_0 .

Дзеркало називається **мільким** чи **довгофокусним**, якщо $h < f$ ($\psi_0 < \pi/2$) і **глибоким** чи **короткофокусним**, якщо $h > f$ ($\psi_0 > \pi/2$) (рисунк 3.6).



а – мілке (довгофокусне) дзеркало; б – середнє за глибиною дзеркало; в – глибоке (короткофокусне) дзеркало.

Рисунк 3.6 – Дзеркала різної глибини

З рисунку 3.5 виходить, що

$$\sin \psi_0 = \frac{R_0}{\rho} = \frac{R_0}{p} (1 + \cos \psi_0), \quad (3.8)$$

$$\frac{R_0}{p} = \frac{\sin \psi_0}{1 + \cos \psi_0} = \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (3.9)$$

З формул (3.7) і (3.9) видно, що геометрія дзеркала повністю визначається завданням лобой пари з чотирьох параметрів R , f , h , ψ_0 .

У довгофокусного параболоїда $R_0 < p$, у короткофокусного $R_0 > p$. При $\psi_0 = \pi/2$ (фокус знаходиться в площині розкриву дзеркала) $R_0 = p$.

3.1.2 Методи розрахунку поля випромінення

Розрахунок електромагнітного поля випромінення ДЗА може проводитись двома методами.

Згідно з **першим методом**, який називається **апертурним**, спочатку знаходиться поле в розкриві дзеркала, а потім користуючись

принципом еквівалентних струмів – поле випромінення розкриву.

Поле в розкриві звичайно знаходиться за допомогою законів геометричної оптики, тобто на підставі уявлень про падаючі і відбиті промені. У відповідності з цими законами вважають, що хвиля відбивається від криволінійної поверхні дзеркала так, як би вона падала на площину, дотичну до поверхні дзеркала в точці, яка розглядається.

Концепція геометричної оптики для параболічних дзеркал не точна, оскільки вона є справедливою, якщо довжина хвилі нескінченно мала в порівнянні з розмірами дзеркала R_0 і радіусами його кривини $R_{кр}$. На практиці ці умови не виконуються, що створює помилки в розкриві дзеркала. Однак, якщо радіус кривини $R_{кр}$ і радіус розкриву дзеркала R_0 набагато більше довжини хвилі λ , помилки при знаходженні поля в розкриві незначні. На практиці нерівності $R_{кр} \gg \lambda$ і $R_0 \ll \lambda$ ДЗА завжди виконуються і застосування методу геометричної оптики забезпечує задовільну точність розрахунку при знаходженні поля в розкриві.

Однак, при цьому методі не враховується векторний характер поля і, отже, відсутня інформація про кросполяризацію, яка з'являється в ДЗА

Згідно з другим методом спочатку визначаються струми на освітленій поверхні дзеркала через поле, створене опромінювачем за формулою

$$\mathbf{J} = 2[\mathbf{n}_0, \mathbf{H}], \quad (3.10)$$

де \mathbf{J} – вектор густини поверхневих струмів;

\mathbf{H} – вектор напруженості магнітного поля опромінювача;

\mathbf{n}_0 – орт зовнішньої нормалі до поверхні дзеркала.

Співвідношення (3.10) є точним тільки у випадку падіння плоскої хвилі на нескінченну плоску провідну поверхню.

Дзеркало ж є криволінійною поверхнею кінцевих розмірів. Однак, якщо виконуються умови $R_{кр} \gg \lambda$ і $R_0 \ll \lambda$, помилка в розрахунку за формулою (3.10) буде незначною.

Напруженість первинного магнітного поля опромінювача визначається за формулою

$$\mathbf{H} = A \frac{e^{-j\gamma r}}{r}, \quad (3.11)$$

де A – коефіцієнт, який характеризує спрямовані властивості опромінювача;
 r – відстань від фазового центра випромінювача до точки, в якій визначається поле.

Визначивши за формулою (3.10) густину електричних струмів, знаходять поле випромінення ДЗА. Для цього потрібно отримати вираз для напруженості поля, яке створене елементом поверхні дзеркала, і його проінтегрувати по всій освітленій поверхні дзеркала. Для спрощення розрахунків випроміненням електричних поверхневих струмів,

розподілених по тіньовій поверхні дзеркала, нехтують.

При практичних розрахунках найбільше поширення отримав перший метод як більш простий. Розрахунок поля випромінювання через струми на поверхні дзеркала більш складний. Однак розподілення густини струмів на поверхні дзеркала необхідне для більш глибокого розуміння процесів формування поля випромінювання ДЗА. Знання розподілення густини струмів на освітленій поверхні дзеркала дозволяє визначити найбільш доцільні геометричні характеристики дзеркала.

3.1.3 Апертурний метод розрахунку поля випромінювання

Задача знаходження поля випромінювання ДЗА при апертурному методі розрахунку розбивається на дві:

- а) знаходження поля в розкритті антени.
- б) по відомому полю в розкритті визначається поле випромінювання.

3.1.3.1. Визначення поля в розкритті параболоїдного дзеркала

Поле в розкритті визначається методом геометричної оптики. Завжди виконується умова $f \gg \lambda$, отже, дзеркало розташоване в дальній зоні і хвиля, яка поширюється від опромінювача до поверхні дзеркала є сферичною. Її амплітуда змінюється обернено пропорціонально відстані ρ (рисунок 3.7).

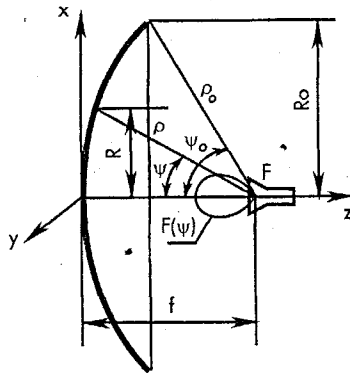


Рисунок 3.7 – До визначення нормованої координати точки в розкритті дзеркала

Після відбиття від поверхні дзеркала хвиля є плоскою і її амплітуда до розкриття дзеркала з відстанню не змінюється. Крім того, амплітуда хвилі пропорційна значенню нормованої ДС опромінювача $F_{\text{опр}}(\psi)$. Таким чином, напруженість поля в точці на розкритті визначається за формулою

$$E(\psi) = \frac{A}{\rho} F_{\text{опр}}(\psi) = A \frac{1 + \cos \psi}{2f} F_{\text{опр}}(\psi), \quad (3.12)$$

де A – амплітудний множник;
 ψ – поточний змінний полярний кут.
 Поле в центрі розкриву ($\psi=0$)

$$E(0) = \frac{A}{f} F_{\text{опр}}(0). \quad (3.13)$$

При розрахунках користуються нормованим значенням поля $e(\psi)$, нормуючи його до поля в центрі розкриву

$$e(\psi) = \frac{E(\psi)}{E(0)} = \frac{1 + \cos \psi}{2} \frac{F_{\text{опр}}(\psi)}{F_{\text{опр}}(0)}. \quad (3.14)$$

Нормоване значення поля $e(\psi)$ зручно записати не як функцію кута ψ , а як функцію нормованої радіальної координати R' точки на розкриві

$$R' = \frac{R}{R_0} = \frac{\rho \sin \psi}{\rho_0 \sin \psi_0}. \quad (3.15)$$

Підставимо в (3.15) значення з (3.4) і після перетворень отримасмо

$$R' = \text{ctg} \frac{\psi_0}{2} \text{tg} \frac{\psi}{2}. \quad (3.16)$$

ψ і R' змінюються в межах

$$0 \leq \psi \leq \psi_0; 0 \leq R' \leq 1. \quad (3.17)$$

Таким чином, розрахункова формула для знаходження нормованого амплітудного розподілення поля на розкриві дзеркала має вигляд

$$e(R') = \frac{1 + \cos \psi}{2} \frac{F_{\text{опр}}(\psi)}{F_{\text{опр}}(0)}. \quad (3.18)$$

Звичайно (але не завжди) $F_{\text{опр}}(0)=1$. В цьому випадку

$$e(R') = \frac{1 + \cos \psi}{2} F(\psi). \quad (3.19)$$

Отримана формула (3.19) є розрахунковою. З неї видно, що амплітуда поля в розкриві дзеркала залежить тільки від радіальної координати R' .

В більшості випадків можна обмежитись розрахунком розподілення поля в розкриві тільки вздовж двох головних взаємно перпендикулярних напрямках: паралельного осі x і осі y (рисунок 3.7). Система координат x, y, z орієнтується так, щоб ці напрямки лежали в площині вектора \mathbf{E} (площина xoz) і площині вектора \mathbf{H} (площина $yozy$). Для цих площин розраховується поле випромінення і ДС антени. Розрахунок ведеться в припущенні, що поле в розкриві залежить тільки від радіальної координати R' , а ДС опромінювача при розрахунку площини вектора \mathbf{E} є $F_E(\psi)$, а при розрахунку в площині вектора \mathbf{H} є $F_H(\psi)$.

З рисунку 3.7 видно, що найбільш інтенсивно опромінюється центр

дзеркала, а поле на його краях спадає внаслідок зменшення значення $F(\psi)$ і збільшення ρ з збільшенням ψ . Типове розподілення нормованої амплітуди поля в розкритті параболоїдного дзеркала показано на рисунку 3.8.

Для спрощення рішення другої задачі – знаходження поля випромінювання – функцію $e(R')$ доцільно апроксимувати інтерполяційним поліномом

$$Q(R') = \sum_{n=0}^m Q_n (1 - R'^2)^n. \quad (3.20)$$

Поліном (3.20) добре апроксимує фактичне розподілення поля в розкритті параболоїда і знаходження поля випромінювання при такій апроксимації не потребує громіздких обчислень.

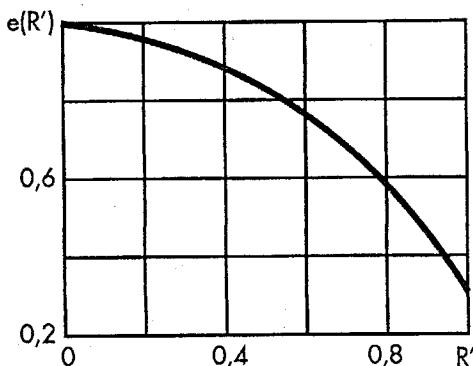


Рисунок 3.8 – Типове розподілення нормованої амплітуди в розкритті дзеркала

При інженерних розрахунках можна обмежитись трьома членами полінома тобто покласти $m=2$. Тоді поліном має вигляд

$$Q(R') = a_0 + a_1(1 - R'^2) + a_2(1 - R'^2)^2. \quad (3.21)$$

В цьому випадку в якості вузлів інтерполяції беруть точки в центрі розриву дзеркала ($R'=0$; $\psi=0$), на краях дзеркала ($R'=1$; $\psi=\psi_0$) і приблизно в середині між цими крайніми точками ($R'_1=0,5$; $\psi_1=0,5\psi_0$).

Коефіцієнти поліному (3.21) визначаються з системи рівнянь

$$\begin{cases} a_0 + a_1 + a_2 = 1 \\ a_0 + a_1(1 - R_1'^2)^2 = F(R_1') \\ a_0 = F(1) \end{cases} \quad (3.22)$$

Відносна похибка, яка визначає відхилення полінома $Q(R')$ від

заданої функції $e(R')$ можна знайти за формулою

$$\delta = \frac{|Q(R') - e(R')|}{e(R')} \cdot 100\%. \quad (3.23)$$

3.1.3.2 Визначення поля випромінювання параболоїдного дзеркала

Розкрив дзеркала є плоска кругла площадка. Поле на площадці має лінійну поляризацію. Фаза поля в межах розкриву є незмінною, а розподілення амплітуди описується поліномом (3.20).

При такому вигляді розкладання поля в розкриві, як показано в [6], поле випромінювання визначається виразом

$$E = AE_0 S \sum_{n=0}^m \frac{a_n}{1+n} \Lambda_{n+1}(u), \quad (3.24)$$

де E_0 – амплітуда напруженості електричного поля,

S – площа розкриву дзеркала,

$\Lambda_{n+1}(u)$ – лямбда-функція $(n+1)$ -го порядку,

$u = \gamma R_0 \sin \theta$.

Лямбда-функції записуються через функції Беселя $J_n(u)$ таким чином

$$\Lambda_n(u) = n! \left(\frac{u}{2} \right)^n J_n(u). \quad (3.26)$$

Лямбда-функції табульовані в [9].

Якщо обмежитись трьома членами поліному (3.21) нормована ДС ДЗА, визначається за формулою

$$F(\Theta) = \frac{6a_0 \Lambda_1(u) + 3a_1 \Lambda_2(u) + 2a_2 \Lambda_3(u)}{6a_0 + 3a_1 + 2a_2}. \quad (3.27)$$

З формули (3.27) видно, що ДС повністю визначається розподіленням поля в розкриві дзеркала (тобто значенням коефіцієнтів a_0 , a_1 , a_2) і співвідношенням між радіусом розриву і довжиною хвилі тобто величиною $\gamma R_0 = 2\pi R_0 / \lambda$, яка входить в значення u .

Аналіз виразу (3.27) показує, що головна пелюстка ДС буде найбільш вузькою при рівноамплітудному розподіленні поля в розкриві, коли $e(R')=1$ по всьому розкриву дзеркала. В цьому випадку $a_0=1$, а всі інші коефіцієнти розкладання $a_1=a_2=0$. Нормована ДС для рівноамплітудного розподілення в розкриві дзеркала описується виразом

$$F(\theta) = \Lambda_1(u) = \frac{2J_1(\gamma R_0 \sin \theta)}{\gamma R_0 \sin \theta}. \quad (3.28)$$

Якщо амплітуда поля спадає до країв дзеркала, то головна пелюстка дещо розширюється, а рівні бокових пелюсток зменшуються.

Розподілення поля в розкриві дзеркала визначається ДС опромінювача і співвідношенням між радіусом розкриву і параметром параболоїда. Обираючи той чи інший опромінювач, розмір параболоїда і значення R_0/p добиваються отримання необхідної ДС.

Ширину ДС в головних площинах можна оцінити за формулою

$$2\theta_{0,5} = \frac{B}{2R_0} \lambda, \quad (3.29)$$

де $B=60+85^\circ$.

Значення B залежить від ДС опромінювача і відношення R_0/ρ [6].

3.1.4 Розрахунок поля випромінювання за розподіленням струмів на поверхні дзеркала

Розглянутий вище метод знаходження поля в розкриві не враховує векторний характер поля і внаслідок цього частина інформації про поле втрачається.

Більш точне рішення задачі про знаходження поля випромінювання параболоїда обертання отримасмо, якщо спочатку знайдемо струми на освітленій поверхні дзеркала за формулою (3.10).

За відомим розподіленням струму на поверхні дзеркала можна визначити поле випромінювання антени. Для цього необхідно проінтегрувати по всій поверхні дзеркала вираз для напруженості поля, який створює елемент поверхні дзеркала, якщо розглядати його як елементарний електричний вібратор.

Оскільки вектор \mathbf{n}_0 в (3.10) в декартовій системі координат має всі три складові n_x , n_y , n_z , то вектор поверхневої густини струму \mathbf{J} також має всі три складові J_x , J_y , J_z . В [6] наведені форми для розрахунку цих складових для випадку, коли опромінювачем дзеркала є електричний диполь з рефлектором у вигляді металевого диску. Диполь розташований паралельно осі x .

Картина розподілення струму по поверхні дзеркала, яка побудована за цими формулами, наведена на рисунку 3.9.

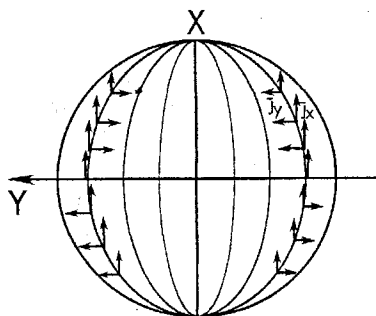


Рисунок 3.9—Розподілення струмів по поверхні дзеркала

З рисунку видно, що складові J_x мають однаковий напрям у всіх точках дзеркала. Вони створюють основну поляризацію поля в розкриві.

Складові J_y мають протилежні напрямки в різних квадратах. Вони створюють кросс-поляризацію (перехресну) поля в розкриві. Складові J_z на рисунку 3.9 не показані.

Складові J_y, J_z не створюють поля випромінювання вздовж оптичної осі дзеркала, але приймають участь в формуванні бокових пелюсток. Ці складові струму погіршують КП. Поле, створене цими складовими в розкриві дзеркала, називають полем паразитної поляризації.

В головних площинах антени XOZ, YOZ складових струму, які створюють поле з паразитичною поляризацією немає.

Згідно з законом Ома в диференціальній формі густина струму пов'язана з напруженістю електричного поля рівністю

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (3.30)$$

де σ - питома електрична провідність.

З (3.30) видно, що напрямки векторів струму \mathbf{J} і вектора напруженості електричного поля \mathbf{E} біля поверхні дзеркала збігаються.

Після відбиття хвилі напрямки вектора \mathbf{E} на ділянці поверхні дзеркала-розкрив не зміниться. Тому картина ліній вектора \mathbf{J} , яка наведена на рисунку 3.9 є одночасно і картиною ліній вектора \mathbf{E} в розкриві дзеркала.

Картина ліній вектора \mathbf{J} (чи \mathbf{E}) побудована для довгофокусного (мілького) дзеркала. На рисунку 3.10 наведено розподілення ліній електричного і магнітного полів в розкриві короткофокусного (глибокого) дзеркала.

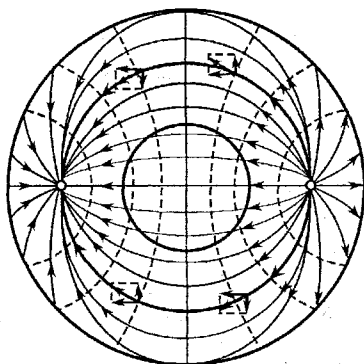


Рисунок 3.10 – Лінії поля глибокого дзеркала

На цьому рисунку наведені концентричні кола, які відповідають різним значенням R_0 / f , і мовби вирізають з глибокого дзеркала частину, яка відповідає більш мільким дзеркалам. З рисунку 3.10 видно, що чим глибше дзеркало, тим більшу відносну амплітуду мають складові з паразитною поляризацією. На практиці звичайно використовують довгофокусні дзеркала, у яких кут розкриву ψ_0 дзеркала складає $60 \div 80^\circ$.

Картини поля в розкриві дзеркала, які наведені на рисунках 3.9, 3.10, побудовані для випадку, коли опромінювачем є електричний диполь з рефлектором. Однак вони є правильними і для інших типів опромінювачів.

Є сенс підкреслити, що кросс-поляризація з'являється внаслідок того, що поверхня дзеркала є криволінійною. Вона утворюється при опромінюванні дзеркала лінійно поляризованим полем і мало залежить від типу застосованого опромінювача.

Знаходження поля випромінювання через струми на поверхні дзеркала забезпечує достатньо точні результати в межах головної пелюстки і прилежних до неї бокових пелюсток. Докладно ознайомитись з цим методом розрахунку можна [6]. Суттєвим недоліком цього методу є відносна складність та громіздкість викладок

3.1.5 Коефіцієнт спрямованої дії та коефіцієнт підсилення

КСД параболічної антени зручно визначати через ефективну поверхню $S_{\text{еф}}$

$$D = \frac{4\pi S_{\text{еф}}}{\lambda^2} = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu, \quad (3.31)$$

де $S = \pi R_0^2$ – геометрична площа розкриву;
 ν – КВП.

КВП розкриву дзеркала ν повністю визначається характером розподілення поля в розкриві.

Для будь-яких площадок, які збуджуються синфазним полем величина КВП ν визначається за формулою

$$\nu = \frac{1}{S} \cdot \frac{\left| \int_S E_s dS \right|^2}{\int_S |E_s|^2 dS}. \quad (3.32)$$

Для параболічних дзеркал з круглим розкривом вираз для КВП ν при деяких припущеннях приймає вигляд

$$\nu = 2 \frac{\left| \int_0^1 e(R') R' dR' \right|^2}{\int_0^1 |e(R')|^2 R' dR'}. \quad (3.33)$$

Формула (3.33) в більшості випадків дає цілком задовільні результати. В реальних антенах величина ν залежить від типу опромінювача і форми дзеркала.

На рисунку 3.11 показана залежність КВПІ розкриття ν від кута розкриття ψ_0 для випадку, коли опромінювачем є диполь з дисковим рефлектором. Розподілення поля в розкритті дзеркала, яке опромінюється таким опромінювачем є типовим для багатьох практичних випадків.



Рисунок 3.11 – Залежність КВПІ від кута розкриття дзеркала

З наведеного рисунку видно, що коефіцієнт ν досягає одиниці, коли ψ_0 прямує до нуля. Це пояснюється тим, що поле в розкритті дуже мілких дзеркал близько до рівномірного. З збільшенням глибини дзеркала коефіцієнт ν швидко падає.

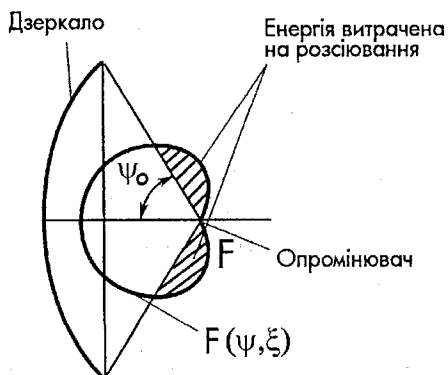


Рисунок 3.12 – Втрати енергії опромінювача на розсіяння

Розрахунок КСД за формулою (3.31) не враховує втрат енергії на розсіювання, тобто, втрат енергії яка проходить від опромінювача повз дзеркало (рисунок 3.12). Тому КСД параболічних дзеркал не є параметром,

який достатньо повно характеризує виґраш, який отримують від застосування спрямованої антени.

Для більш повної характеристики застосовують КП антени

$$G = D\eta = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu\eta, \quad (3.34)$$

де η - ККД.

Якщо знехтувати втратами електромагнітної енергії на поверхні дзеркала, то під ККД параболічної антени слід розуміти відношення потужності випромінювання, яка попадає на поверхню дзеркала $P_{\Sigma\text{дзер}}$, до повної потужності випромінювання опромінювача P_{Σ}

$$\eta = \frac{P_{\Sigma\text{дзер}}}{P_{\Sigma}}. \quad (3.35)$$

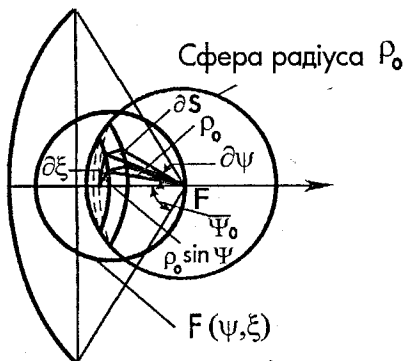


Рисунок 3.13 – До визначення ККД дзеркальної антени

Для визначення ККД оточимо опромінювач сферою радіуса ρ_0 (рисунок 3.13). Елемент поверхні сфери дорівнює

$$dS = \rho_0 d\psi \rho_0 \sin \psi d\xi = \rho_0^2 \sin \psi d\psi d\xi. \quad (3.36)$$

Повна потужність опромінювача знаходиться за формулою

$$P_{\Sigma} = \int_S \frac{|E|^2}{240\pi} ds = \int_{\psi=0}^{\pi} \int_{\xi=0}^{2\pi} \frac{|E(\rho_0)|^2 F^2(\psi, \xi)}{240\pi} \rho_0^2 \sin \psi d\psi d\xi, \quad (3.37)$$

де $E(\rho_0)$ – амплітуда напруженості в напрямку максимального випромінювання опромінювача;

$F(\psi, \xi)$ – нормована ДС опромінювача.

Відповідно потужність випромінювання, яка попадає на дзеркало

$$P_{\Sigma \text{дзер}} = \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \frac{|E(\rho_0)|^2 F^2(\psi, \xi)}{240\pi} \rho_0^2 \sin \psi d\psi d\xi. \quad (3.38)$$

Підставивши (3.36) і (3.37) в (3.35)

$$\eta = \frac{\int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F^2(\psi, \xi) \sin \psi d\psi d\xi}{\int_{\psi=0, \xi=0}^{\pi, 2\pi} F^2(\psi, \xi) \sin \psi d\psi d\xi}. \quad (3.39)$$

З виразу (3.39) видно, що ККД визначається ДС опромінювача і величиною ψ_0 .

Очевидно, що чим більший кут ψ_0 , тобто чим глибше дзеркало, тим більша частина потужності попадає на дзеркало і тим більший ККД. Таким чином, характер зміни функції $\eta = \eta(\psi_0)$ протилежний характеру зміни функції $v = v(\psi_0)$.

ККД опромінювача в вигляді диполя з дисковим рефлектором розраховується за формулою

$$\eta = 1 - \frac{5}{8} \cos^3 \psi_0 - \frac{3}{8} \cos^5 \psi_0. \quad (3.40)$$

Ця формула є наближено правильною і для інших типів опромінювачів, ДС яких відрізняються несуттєво від ДС диполя з дисковим рефлектором. Внаслідок цього формула (3.40) може бути використана для орієнтовного оцінювання ККД параболічних антен в багатьох практичних випадках. Для більш точного розрахунку треба застосувати формулу (3.39). Побудована за формулою (3.40) залежність η від ψ_0 показана на рисунку 3.14.

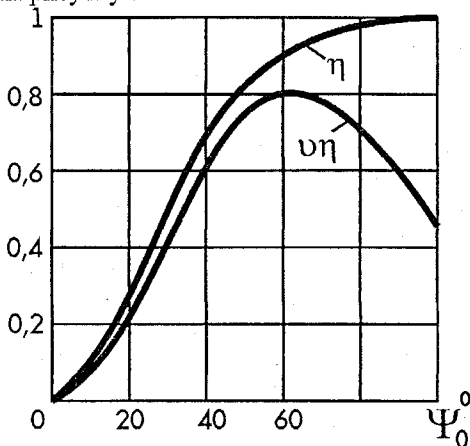


Рисунок 3.14 – Залежність ККД і ефективності антени від кута розкриття дзеркала

КП ДЗА згідно з (3.34) пропорціональний добутку η . Внаслідок різного характеру залежності співмножників від ψ_0 цей добуток повинен мати максимум. На рисунку 3.14 наведена залежність добутку η від величини ψ_0 для випадку, коли опромінювачем є диполь з рефлектором. З наведеного графіка виходить, що найбільший КП з даним опромінювачем буде в дзеркала, яке має $\psi_0=60^\circ$.

В деяких випадках під терміном КВП розуміють не величину ν , а добуток η . В реальних параболоїдних антенах значення η має величину $0,45 \div 0,6$.

3.1.6 Опромінювачі дзеркал

Опромінювачі повинні задовольняти такі вимоги:

3.1.6.1 ДС опромінювача повинна бути односпрямованою, тобто $F_{\text{опр}}(\psi)=0$ чи $\psi_0 \leq \psi \leq \pi$, мати осьову симетрію і мінімальний рівень бокових пелюсток.

Інші вимоги до ДС опромінювача залежать від вимог до ДЗА. Якщо потрібно від антени отримати максимальний КП то ДС опромінювача повинна забезпечувати рівномірне опромінення дзеркала і відсутність випромінювання повз дзеркала. Вказана вимога задовольняється при виконанні рівності

$$\frac{F(\psi)}{\rho} = \begin{cases} \text{const} & 0 \leq \psi \leq \psi_0 \\ 0 & \psi_0 \leq \psi \leq \pi \end{cases} \quad (3.41)$$

Якщо врахувати формулу (3.4) остання рівність записується

$$F(\psi) = \begin{cases} \sec^2 \frac{\psi}{2} & 0 \leq \psi \leq \psi_0 \\ 0 & \psi_0 \leq \psi \leq \pi \end{cases} \quad (3.42)$$

Отримати ДС, яка точно задовольняє рівності (3.24) неможливо, але наближену до такої практично реалізувати можна.

Найбільш важливим є одночасне задовільнення верхньому і нижньому рядкам рівності (3.42) тобто рівномірне опромінення дзеркала повинно супроводжуватись з відсутністю випромінювання повз дзеркала. Звичайно задовольняють першу вимогу і миряться з порушенням другої. В цьому випадку ДЗА буде мати найбільший КСД, а це найбільший КП. Іншими словами, в неї буде найбільш вузький промінь, але порівняно великий рівень побічного випромінювання.

Якщо до ДС ДЗА висувається вимога мати мінімальний рівень побічних пелюсток, то дзеркало повинно опромінюватись нерівномірно так, щоб амплітуда поля в розкриві дзеркала спадала від центра до його країв. В цьому випадку ДС опромінювача повинна мати іншу залежність

від ψ , яка в першому наближенні може бути апроксимована виразом

$$F(\psi) = \begin{cases} \cos^n \psi & 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \pi \end{cases} \quad (3.43)$$

3.1.6.2. Фазовий центр опромінювача не повинен бути розмитим. В ідеальному випадку фазовий центр повинен бути точковим і його положення не повинно залежати від напрямку. Порушення цієї умови призводить до порушення синфазності поля в розкритті дзеркала і отже, до спотворення ДС і до зниження КП. Опромінювач повинен бути розташований так, щоб його фазовий центр знаходився в фокусі дзеркала.

Невеликі зміщення Δx опромінювача, перпендикулярні осі z призводять до лінійної зміни фази поля в розкритті дзеркала і, внаслідок цього, відхилення напрямку головної пелюстки в бік протилежний напрямку зміщення опромінювача (рисунок 3.15).

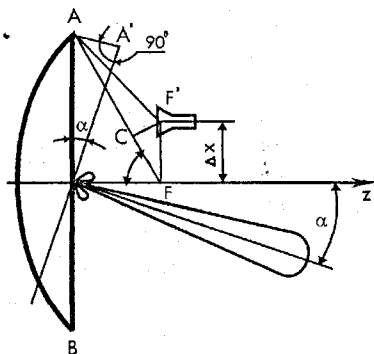


Рисунок 3.15 – Зміщення опромінювача перпендикулярно осі z

При виконанні нерівності $\Delta x \leq 0,6\lambda / \sin \psi_0$ формула ДС змінюється мало, а напрямок максимуму відхиляється від осі z на кут α

$$\alpha = 60 \frac{\Delta x}{R_0} \sin \psi_0 [\text{град}]. \quad (3.44)$$

Зміщення Δz опромінювача вздовж осі z призводить до появи квадратичної фазової помилки в розкритті дзеркала.

В цьому випадку напрямок максимуму випромінювання залишається незмінним, але змінюється форма ДС.

Головна пелюстка розширюється, “запливають” нулі між пелюстками. Вся ДС ніби розпливається.

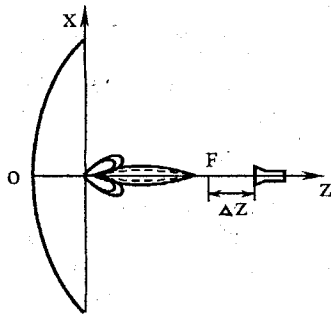


Рисунок 3.16 – Зміщення опромінювача вздовж осі z

На рисунку 3.16 показана ДС після зміщення опромінювача вздовж осі z (суцільні лінії) і до зміщення (пунктирні лінії).

3.1.6.3 Опромінювач повинен мінімально закривати дзеркало.

3.1.6.4 Опромінювач повинен бути достатньо діапазонним і витримувати задану потужність, підведена до нього без електричного пробоя. Діапазонність ДЗА в цілому повністю визначається діапазонністю опромінювача та фідерного тракту, оскільки параметри дзеркала від частоти зовсім не залежать або залежать дуже мало.

В якості опромінювачів параболоїдних ДЗА застосовуються такі: вібраторні, хвилеводно-рупорні, двоцілінні зворотного випромінювання.

Крім перерахованих типів можуть бути застосовані і інші, наприклад, спіральні чи діелектричні.

Вібраторні опромінювачі в залежності від способу підведення до них енергії поділяються на живильні коаксіальним фідером або хвилеводом.

На рисунку 3.17 показані деякі типи вібраторних опромінювачів.

Опромінювачі цієї групи різняться під'єднанням вібраторів до фідеру і типом рефлектора. Гарні результати можна отримати від вібраторного опромінювача, який збуджується щільною і має дисковий рефлектор. Такий опромінювач (рисунок 3.17а) створює односпрямовану ДС майже з осьовою симетрією, яка апроксимується формулою

$$F(\psi) = \cos^2 \psi. \quad (3.45)$$

На рисунку 3.17б показаний вібраторний опромінювач з симетрувальним стаканом і дисковим рефлектором. Замість дискового рефлектора може бути застосований рефлектор у вигляді пасивного вібратора довжиною трохи більше, ніж півхвилі (рисунок 3.17 в).

Опромінювачі з симетрувальним стаканом за наявності поздовжніх струмів на частині оболонки фідера (струм I_z , на рисунку 3.17б) створюють поле в розкритті дзеркала з фазовим фронтом, нахиленим до площини розкриття. Внаслідок цього напрямок максимуму ДС ДЗА не збігається з віссю дзеркала, а відхилений на невеликий кут (приблизно півградуса).

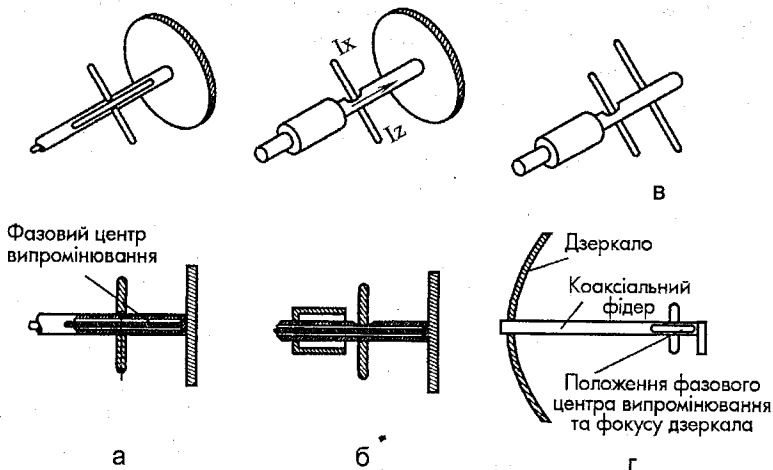


Рисунок 3.17 – Вібраторні опромінювачі, які живляться коаксiальним фiдером

Ескіз устанавлення вiбраторного опромiнувача бiля дзеркала показаний на рисунку 3.17г. Фiдер проходить через вершину параболоiда i розташований вздовж оптичної осi. Опромiнувач встановлюється так, щоб його фазовий центр збiгався з фокусом.

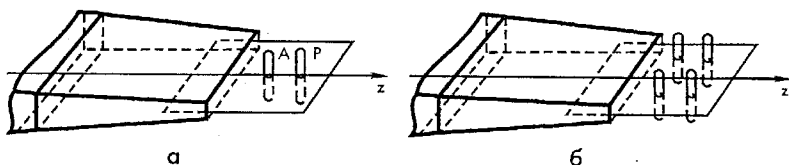


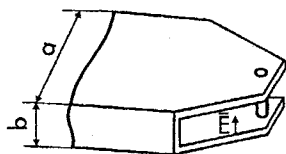
Рисунок 3.18 – Вiбраторні випромiнувачі збуджені прямокутним хвилеводом

На рисунку 3.18 показанi вiбраторні опромiнувачі, які збуджуються прямокутним хвилеводом з хвилею H_{10} . Вiбратори закрiпленi на тонкій металевій пластині, яка встановлюється в середині хвилеводу, перпендикулярно силовим лiнiям електричного поля. Таке розташування пластини не спотворює структури поля в хвилеводі. Вiбратори розташовані паралельно вектору E i в них наводяться струми. Найбiльш вiддалений вiд дзеркала вiбратор звичайно є рефлектором, тому його довжина береться трохи бiльша, нiж пiвхвилі, а вiдстань мiж вiбраторами встановлюється приблизно $\lambda/3$. Для звуження ДС в площині вектора H i наближення її до діаграми, яка має осьову симетрію, застосовується

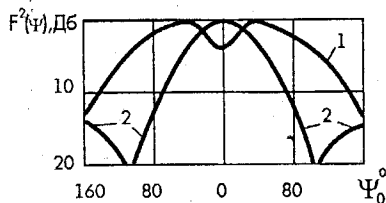
опромінювач з чотирьох вібраторів (рисунок 3.18 б). Збудження вібраторів можна регулювати шляхом переміщення пластинок вздовж осі z . Для зменшення впливу хвилеводу на ДС опромінювача хвилевід звужується. Вібраторні опромінювачі, збуджені хвилеводом, встановлюються поблизу дзеркала так, як і збуджені коаксіалом (рисунок 3.17г).

До хвилеводно-рупорних опромінювачів відносяться відкритий кінець хвилеводу чи невеликий рупор: пірамідальний або конічний. Застосовуються хвилеводи як прямокутного перерізу з хвилею типу H_{10} , так і круглий хвилевід з хвилею типу H_{11} .

Перевагу віддають круглому хвилеводу, оскільки ДС круглого хвилеводу в площинах вектора E і H відрізняються мало, а вся ДС за формою наближається до поверхні тіла обертання навколо осі хвилевода. Внаслідок цього дзеркало буде опромінюватися більш рівномірно і ДС дзеркала за формою буде наближатись до поверхні тіла обертання навколо оптичної осі. Крім того при опромінюванні дзеркала круглим хвилеводом значно зменшується паразитна поляризація в розкриві дзеркала.



а)



б)

Рисунок 3.19—Розширення ДС прямокутного хвилеводу

У випадку застосування прямокутного хвилеводу іноді потрібно мати ДС в площині вектора H більш широку, ніж дає звичайний стандартний хвилевід. Розширення ДС може бути досягнуто в результаті зрізу кутів відкритого кінця хвилеводу і розташування металевого стержня в середині його розкриву, як показано на рисунку 3.19.

Якщо потрібно мати більш вузьку ДС, використовуються рупорні опромінювачі: пірамідальні і конічні.

Пірамідальний рупор дозволяє за рахунок зміни рупора a_p і b_p змінювати в широких межах ДС — від асиметричної до несиметричної. ДС конічного рупора E -площині вужче, ніж H -площині. Пірамідальний рупор

для Е- і Н-площин є різним. Різниця в положенні фазових центрів тим більша, чим більша різниця в ширині ДС в головних площинах. Положення фазових центрів необхідно кожен раз перевіряти і, якщо різниця в їх положенні перевищує $\lambda/8$, коректувати профіль дзеркала.

Загальним недоліком рупорних опромінювачів є порівняно велика площа розкриву і пов'язане з цим затінення розкриву дзеркала, а також необхідність в спеціальних стояках кріплення.

3.2 Домашнє завдання

3.2.1 Вивчити теоретичний матеріал викладений вище.

3.2.2 Ознайомитися з порядком виконання роботи.

3.2.3 Ознайомитися з методами вимірювання характеристик антен (ДС, вхідного опору, КП).

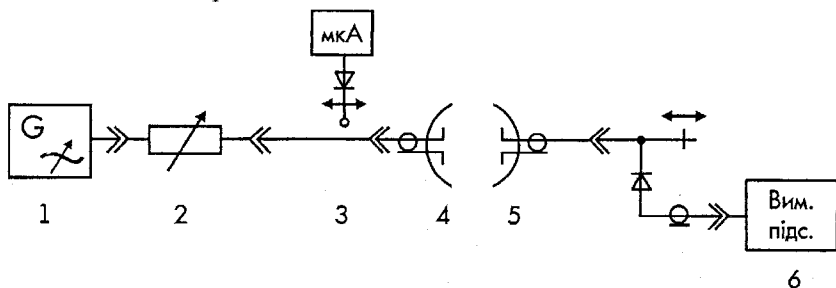
3.2.3. Підготувати в зошиті протоколів вимірювань таблиці для зняття характеристик антени.

3.3 Опис лабораторної установки

Структурна електрична схема установки зображена на рисунку 3.20.

Лабораторна установка складається з двох антен: передавальної ДЗА 4 та приймальної ДЗА 5, яка використовується в якості індикатора.

Передавальна ДЗА 4 встановлена на штативі. Її опромінювач може обертатись навколо своєї осі. Це дозволяє знімати ДС в Е- і Н- площинах. Між генератором НВЧ 1 і передавальною антеною 4 під'єднана вимірювальна лінія 3, за допомогою якої знаходять коефіцієнт стоячої хвилі та вхідний опір.



1 – генератор НВЧ, 2 – атенуатор, 3 – вимірювальна лінія, 4 – передавальна антена, 5 – приймальна антена, 6 – вимірювальний підсилювач

Рисунок 3.20 – Структурна електрична схема установки

Приймальна ДЗА 4 встановлена на штативі, який має поворотний устрій з кутовою шкалою в градусах. Опромінювач приймальної антени може обертатись навколо своєї осі. Ця антена через детекторну секцію під'єднана до широкопasmового підсилювача 6 показання індикатора якого

під'єднана до ширококутнього підсилювача б показання індикатора якого пропорціональні квадрату напруженості електричного поля в точці прийому.

3.4 Порядок виконання роботи

3.4.1 Частина 1. Дослідження ДС

3.4.1.1 Ознайомитися з лабораторною установкою. Ввімкнути генератор НВЧ 1 і прогріти його в інтервалі часу, який зазначений в технічному паспорті прилада.

3.4.1.2 Зняти основні геометричні розміри передавальної ДЗА.

3.4.1.3 Налаштувати генератор НВЧ 1 на мінімальну довжину хвилі λ_r діапазону та виміряти її за допомогою вимірювальної лінії 3.

3.4.1.4 Встановити замість передавальної ДЗА опромінювач дзеркала.

3.4.1.5 Зняти в горизонтальній площині ДС $F(\psi)$ опромінювача. Фіксувати показання індикатора α вимірювального підсилювача б необхідно з кроком відліку кута спостереження ψ рівним 10° . Результати вимірювань занести до таблиці 3.1. Віднормувати отримані результати.

3.4.1.6 Розрахувати ДС опромінювача за формулою

$$F(\psi) = \cos\psi, \quad 0 \leq \psi \leq \pi \quad (3.46)$$

Результати розрахунку занести до таблиці 3.1

3.4.1.7 Розрахувати функцію розподілення амплітуди поля $e(R)$ в розкритті дзеркала за формулою (3.19). Результати розрахунку занести до таблиці 3.2

Таблиця 3.1 – ДС $F(\psi)$ опромінювача

ψ , град	5°	10°	180°
α , мкВ				
$F(\psi)$ (норм.)				

3.4.1.8 Апроксимувати функцію розподілення $e(R)$ інтерполяційним поліномом (3.21). Для цього розрахувати коефіцієнти a_0, a_1, a_2 . Побудувати графіки функцій $e(R)$ і $Q(R)$. Визначити похибку апроксимації. Результати занести до таблиці 3.2

Таблиця 3.2 – Функція розподілення амплітуди поля в розкритті ДЗА

$e(R)$ розрах.	5°	10°	180°
$Q(R)$ розрах.				
Похибка апроксимації (3.23)				

3.4.1.9 Встановити передавальну ДЗА 4.

3.4.1.10 Зняти експериментальну ДС передавальної ДЗА 4 в Е- і Н-площинах. Фіксувати показання індикатора α вимірювального підсилювача 6 необхідно з кроком відліку кута спостереження рівним 5° . Для бокових пелюсток відмітити їх амплітуди і напрямок максимумів і мінімумів. Результати вимірювань занести до таблиці 3.3.

Таблиця 3.3 – Залежність ДС від кута повороту

θ , град (Е-площина)	0°	5°	90°
α , мкВ				
Норм. експер. ДС (Е-площина)				
ϕ , град (Н-площина)	0°	5°	90°
α , мкВ				
Норм. експер. ДС (Н-площина)				
ДС теор. (3.27)				

3.3.1.11 Розрахувати і побудувати графіки в декартовій системі координат ДС антени за формулою (3.27). Результати розрахунку занести до таблиці 3.3. Побудувати експериментальні ДС на цих же рисунках. На графіках відмітити ширину ДС.

Таблиця 3.4 – Залежність ДС для паразитної поляризації від кута θ

θ , град	0°	5°	90°
α , мкВ				
Норм. експер. ДС				

3.4.1.12 Обертаючи дзеркало навколо осі, визначити напрямок максимуму поля з паразитною поляризацією. Виміряти максимальний рівень паразитної поляризації і віднормувати його до максимуму напруженості поля основної поляризації.

3.4.1.13 Зняти ДС для поля випромінювання з паразитною поляризацією. Фіксувати показання індикатора α вимірювального підсилювача 6 необхідно з кроком відліку кута спостереження θ рівним 5° . Результати вимірювань занести до таблиці 3.4.

3.4.1.14 Повторити вимірювання за пунктами 3.4.1.3 ÷ 3.4.1.13 ще на чотирьох довжинах хвиль генератора.

3.4.2 Зміст звіту

3.4.2.1 Мета роботи.

3.4.2.2 Електрична структурна схема установки для зняття ДС ДЗА.

3.4.2.3 Таблиці експериментальних і розрахованих величин.

3.4.2.4 Графіки нормованих експериментальних і розрахованих ДС опромінювача в декартовій чи полярній системі координат.

3.4.2.5 Графіки функції розподілення амплітуди поля $e(R')$ в розкритті і апроксимуючого полінома $Q(R')$. Вказати максимальну похибку апроксимації.

3.4.2.6 Графіки нормованих експериментальних і розрахованих ДС ДЗА в Е- і Н-площинах, побудованих в декартовій системі координат.

3.4.2.7 Графіки нормованих експериментальних ДС для паразитної поляризації.

3.4.2.8 Висновки. Порівняти теоретичні і експериментальні результати. Пояснити наявність паразитної поляризації. Оцінити точність отриманих результатів.

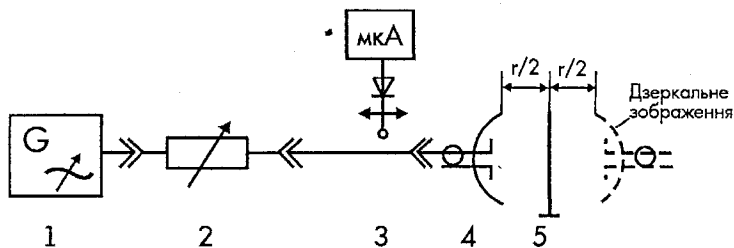
3.4.3 Частина 2. Вимірювання коефіцієнта підсилення

3.4.3.1 Увімкнути генератор НВЧ 1 і прогріти його в інтервалі часу, який зазначений в паспорті приладу.

3.4.3.2 Настроїти генератор на мінімальну довжину хвилі λ_r і виміряти її за допомогою хвилеміра. Виміряти також довжину хвилі в хвилеводі $\lambda_{хв}$ за допомогою вимірювальної лінії 3. Результати вимірювань занести до таблиці 3.5..

3.4.3.3 Визначити відстань r з якої починається дальня зона.

3.4.3.4 Скласти установку для вимірювання КП за методом відбивного екрана (рисунок 3.21).



1 – генератор НВЧ, 2 – атенюатор, 3 – вимірювальна лінія,
4 – передавальна антена, 5 – екран

Рисунок 3.21 – Структурна електрична схема установки для вимірювання КП за методом відбивного екрана

3.4.3.5 Вилучити екран 5 і виміряти $K_{\text{стп}}$ за допомогою вимірювальної лінії 3 в хвилеводі, якій живить антену. Результат вимірювання занести до таблиці 3.5.

3.4.3.6 Розрахувати коефіцієнт узгодження антени χ з лінією передачі, яка під'єднана до антени 4 за формулою

$$\chi = 1 - \frac{K_{\text{стп}} - 1}{K_{\text{стп}} + 1}. \quad (3.47)$$

Результат розрахунку занести до таблиці 3.5

3.4.3.7 Встановити екран 5 на відстані $\lambda/2$ і регулюючи в невеликих межах його положення виміряти максимальний коефіцієнт стоячої хвилі $K_{\text{стп}, \text{max}}$. Результати занести до таблиці 3.5.

3.4.3.8 Розрахувати максимальний коефіцієнт відбиття ρ_{max} за формулою

$$\rho_{\text{max}} = \frac{K_{\text{стп}, \text{max}} - 1}{K_{\text{стп}, \text{max}} + 1}. \quad (3.48)$$

Результат розрахунку занести до таблиці 3.5.

3.4.3.9 Перемістити екран 5 на відстань $\lambda_{\text{хв}}(2n+1)/4$, $n=1,2,3\dots$ в напрямку до антени чи від неї і регулюючи його положення в невеликих межах виміряти мінімальний коефіцієнт стоячої хвилі $K_{\text{стп}, \text{min}}$. Результати занести до таблиці 3.5.

3.4.3.10 Розрахувати мінімальний коефіцієнт відбиття ρ_{min} за формулою аналогічній (3.48). Результати розрахунку занести до таблиці 3.5.

Таблиця 3.5 – Вимірювання КП G в діапазоні довжин хвиль

$\lambda_{\text{г}}$, мм	$K_{\text{стп}}$	χ	$K_{\text{стп}, \text{max}}$	ρ_{max}	$K_{\text{стп}, \text{min}}$	ρ_{min}	G (3.49)	G_{p} (3.34)
1								
.....								
5								

3.4.3.11 Визначити КП G за формулою

$$G = \frac{4\pi\Gamma}{\lambda_{\text{г}}} \cdot \frac{\rho_{\text{max}} + \rho_{\text{min}}}{2\chi}. \quad (3.49)$$

Результати розрахунку занести до таблиці 3.5.

3.4.3.12 Розрахувати КП G_{p} антени за формулою (3.34). Результати розрахунку занести до таблиці 3.5.

3.4.3.13 Повторити вимірювання за пунктами 3.4.3.5 ÷ 3.4.3.12 ШІє на п'ятьох довжинах хвиль генератора НВЧ.

3.4.4 Зміст звіту

3.4.4.1 Мета роботи

3.4.4.2 Електрична структурна схема установки для вимірювання КП.

3.4.4.3 Таблиці експериментальних і розрахованих величин.

3.4.4.4 Графік залежності $K_{\text{СТУ}}$ від довжини хвилі генератора λ_r .

3.4.4.5 Графіки експериментальних і розрахованих величин КП від довжини хвилі генератора.

3.4.4.6 Висновки. Порівняти теоретичні і експериментальні результати. Оцінити точність отриманих результатів.

3.4.5 Контрольні запитання

3.5.1 Принцип дії ДЗА.

3.5.2 Основні різновиди ДЗА.

3.5.3 Чому профіль поверхні дзеркала є параболою?

3.5.4 Вимоги висуваються до опромінювачів дзеркал?

3.5.5 Чому найбільш часто використовуються довгофокусні дзеркала?

3.5.6 Як зміниться ДС ДЗА, якщо фазовий центр опромінювача змістити з фокуса дзеркала в напрямку:

а) по осі OZ ;

б) перпендикулярно осі OZ ?

3.5.7 Як впливає амплітудне розподілення поля в розкритті дзеркала на характеристики антени?

3.5.8 Чому складові з паразитною поляризацією не створюють поле випромінювання вздовж головних площин антени?

3.5.9 Як впливають фазові спотворення в розкритті дзеркала на ДС антени, якщо:

а) фаза поля змінюється за лінійним законом;

б) фаза поля змінюється за квадратичним законом?

3.5.10 Які існують методи розрахунку поля випромінювання ДЗА ?

3.5.11 Що таке коефіцієнт використання поверхні? Від чого він залежить?

3.5.12 Що таке ККД ДЗА? Як він визначається?

3.5.13 Методи вимірювання КП антен.

3.5.14 Які заходи застосовують на практиці для зменшення рівня бокових і задніх пелюсток ДЗА?

Література

1. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. В 2-х ч. – М.: Связь, 1977. – 384 с.
2. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1988. – 432 с.
3. Кочержевский Г.Н., Ерохин Г.А., Козырев Н.Д. Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1989. – 352 с.
4. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.
5. Никольский В.В. Антенны. – М.: Связь, 1966. – 368 с.
6. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов Л.Г. Антенно-фидерные устройства – М.: Советское радио, 1974. – 536 с.
7. Фрадин А.З., Рыжков Е.В. Измерение параметров антенно-фидерных устройств. – М.: Связь, 1972. – 352 с.
8. Лавров А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. – М.: Советское радио, 1974. – 368 с.
9. Ямке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции.–М.: Наука, 1968.–342 с.

ЗМІСТ

Вступ	3
1 Лабораторна робота №1 Дослідження багатовібраторних антен	4
1.1 Теоретичні відомості.....	4
1.2 Директорна антена.....	9
1.3 Домашнє завдання.....	17
1.4 Опис лабораторної установки.....	17
1.5 Порядок виконання роботи.....	18
2 Лабораторна робота №2 Дослідження рупорної антени	24
2.1 Теоретичні відомості.....	24
2.2 Домашнє завдання.....	37
2.3 Опис лабораторної установки.....	37
2.5 Порядок виконання роботи.....	38
3 Лабораторна робота №3 Дослідження дзеркальної антени	44
3.1 Теоретичні відомості.....	44
3.2 Домашнє завдання.....	65
3.3 Опис лабораторної установки.....	65
3.4 Порядок виконання роботи.....	66
4 Література	71

Навчальне видання

Вячеслав Васильович Чернига

**Пристрої НВЧ і антени
Лабораторний практикум. Частина I**

Оригінал-макет підготовлено автором

Редактор О.Д. Скалоцька

Навчально-методичний відділ ВНТУ
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК № 746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ

Підписано до друку 2.03.05р.

Формат 29,7x42 $\frac{1}{4}$

Друк різнографічний

Тираж 75 прим.

Зам. № 2005-030

Гарнітура Times New Roman

Папір офсетний

Ум. друк. арк. 4.04

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі

Вінницького національного технічного університету

Свідоцтво Держкомінформу України

серія ДК № 746 від 25.12.2001

21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ