



І. П. Заїкін, О. В. Тоцький

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВЧ

з. 4

1997

621.386  
3-14

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

І.П. ЗАКІН, О.В. ТОЦЬКИЙ

ПЕРЕОБЛІК 2002 р.

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВЧ

Частина 4

Навчальний посібник до курсового проектування

56387

Научно-техническая  
Библиотека  
"ХАИ"




mt0056387

56387 *U*  
**НАУКОВО-ТЕХНІЧНА  
 БІБЛІОТЕКА**  
 Національного авіаційного  
 університету ім. М.С. Жуковського  
 «Харківський авіаційний інститут»

Харків ХАІ 1997

УДК 621.396.67

1045.8/

Анени та пристрої НВЧ / І.П. Заїкін, С.В. Тоцький. - Навч. посібник до курсового проектування. - Харків: Харк. авіац. Ін-т, 1997. - 128 с.

Розглянуто загальні властивості систем біжучої хвилі із сповільненою фазовою швидкістю з неперервно та дискретно розміщених елементарних випромінювачів. Наведено методику розрахунку електричних і конструктивних параметрів плоских антен поверхневих хвиль з діелектричним і гофрованим спрямовувачами, спіральних антен та антен "хвильовий канал".

Для студентів радіотехнічних факультетів вищих навчальних закладів.

Іл. 52. Табл. 4. Бібліогр.: 20 назв.

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



## І. СИСТЕМИ БІЖУЧОЇ ХВИЛІ

Системи біжучої хвилі (СБХ) являють собою антени, в яких струми (або по-я), що формують поле випромінювання, можуть бути подані однією або декількома біжучими хвилями, які розповсюджуються вздовж якої-небудь спрямованої системи. Ці системи за довжиною складають звичайно декілька довжин хвиль. Системи біжучої хвилі відносяться до поздовжніх випромінювачів, які забезпечують випромінювання вздовж осі системи або в напрямку, близькому до неї [1].

Усі типи систем біжучої хвилі можна легко поділити на два класи: антени повільних хвиль ( $c/V_{\phi} > 1$ ), де  $c$  - швидкість світла,  $V_{\phi}$  - фазова швидкість у системі, та антени швидких хвиль ( $c/V_{\phi} < 1$ ).

Антени швидких хвиль характеризуються розподілом поля у вигляді біжучої хвилі з фазовою швидкістю  $V_{\phi}$ , яка перевищує швидкість світла у вільному просторі. Це довгі щільні антени з  $H$ -хвилями, довгі щільні антени з  $E$ -хвилями, довгі щільні антени з хвилями змішаного типу, антени, що мають в основі жолобковий хвилевод, хвилеводні антени з отворами, плоскі антени швидких хвиль, лінійні антени швидких хвиль з рупором та ін. [2], але для всіх таких антен КСД швидко спадає, і тому їх використовують рідко [3].

Найбільш вдалими представниками антен біжучої хвилі (АБХ) є антени із сповільненою фазовою швидкістю ( $V_{\phi} < c$ ). Розрахунок характеристик випромінювання цих антен ґрунтується на характеристиках біжучих хвиль, які спрямовуються сповільнюючою структурою. Антени такого виду розрізняють в основному за цією структурою. Існує велика різноманітність сповільнюючих структур, які можуть підтримувати або хвилі  $E$ , або хвилі  $H$ , або й ті та інші і які відрізняються конструктивним виконанням і формою поверхні. Системи з плоскими та циліндричними неперервними сповільнюючими структурами називаються антенами поверхневих хвиль.

Прикладами антен із сповільненою фазовою швидкістю є: діелектричні стержньові антени, спіральні антени, антени "хвильовий канал", різні види антен поверхневих хвиль та ін. Вони застосовуються і як самостійні антени, і як елементи антенних решіток.

Поширення біжучої хвилі вздовж сповільнючої системи передбачає її достатню електричну довжину. Ця умова найпростіше виконується у діапазоні НВЧ. Тому АБХ із сповільненою фазовою швидкістю найчастіше використовується у дециметровому та сантиметровому діапазонах хвиль.

Розпізнавальною ознакою хвилі з  $V_{\phi} < c$  є спадання амплітуди поля хвилі при віддаленні її від збуджувача за експоненціальним законом, причому швидкість спадання тим швидша, чим більше сповільнення хвилі. Тому характерною особливістю таких антен є їх малі поперечні розміри, і такі АБХ зручні при використанні як невідступаючі або маловідступаючі антени, які встановлюються на об'єктах з малим аеродинамічним опором.

Гиряна ДС розглядуваних антен прямо пропорційна кореню квадратному з відношення робочої довжини хвилі до довжини сповільнючої системи, тобто залежить від цього співвідношення значно менш, ніж у системах з поперечним випромінюванням.

Розрахунок АБХ із сповільненою фазовою швидкістю базується на таких припущеннях:

1) розподіл поля біжучої хвилі з  $V_{\phi} < c$ , яка поширюється вздовж сповільнючої структури антени, збігається з полем біжучої хвилі над регулярною структурою з таким самим сповільненням;

2) відбиття біжучої хвилі від кінця сповільнючої структури нехтувано мале;

3) випромінювання збуджувача антени достатньо мале і ним можна знехтувати.

Ці припущення спрощують картину явищ, що відбуваються в АБХ, і дозволяють визначити розподіл струму (поля) антени за її довжиною. У дійсності відбиття, які виникають при поширенні біжучої хвилі вздовж сповільнючої структури кінцевої довжини, та випромінювання збуджувача спотворюють цей розподіл. Але ці спотворення при правильному виборі розмірів антени невеликі, і ними можна знехтувати.

Наведені припущення дозволяють розрахувати ДС АБХ як ДС антени з неперервним або дискретним розподілом елементарних випромінювачів за довжиною антени залежно від виду сповільнючої структури. Біжуча хвиля у цьому випадку виконує роль лінії живлення елементарних випромінювачів [1].

### І.І. Неперервна система біжучої хвилі

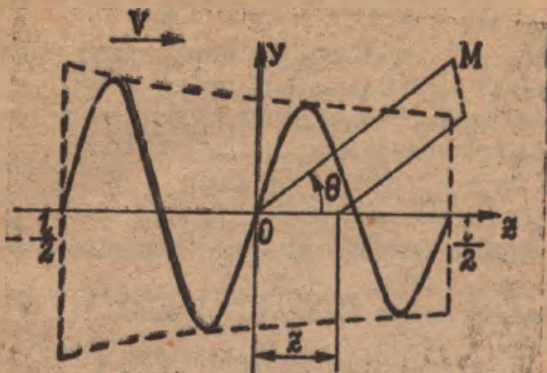


Рис. 1.1. Система біжучої хвилі

Розглянемо лінійну систему неперервно розміщених елементарних випромінювачів, які збуджуються біжучою хвилею, що прямує позитивному напрямку осі  $z$  (рис. 1.1). Прикладом такої системи може бути, наприклад, антена Бевереджа - перша АБХ, яка являє собою горизонтальний провід в одну або декілька довжин хвиль, навантажений на активний опір, який до івляє хвильовому опору проводу.

У таких системах швидкість поширення хвилі менша за швидкість поширення у вільному просторі, тому стала зсуву фази у системі дорівнюватиме

$$\gamma = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} = k\xi, \quad (1.1)$$

де  $\Lambda$  - довжина хвилі у системі;  $\xi = \lambda/\Lambda = c/v_\phi$  - коефіцієнт сповільнення (скорочення) хвилі;  $k = 2\pi/\lambda$  - стала зсуву фази (хвильове число) для вільного простору;  $v_\phi$  - фазова швидкість хвилі у системі;  $\lambda$  - довжина робочої хвилі у вільному просторі.

За рахунок випромінювання та втрат на нагрівання системи амплітуда біжучої хвилі зменшується від початку до кінця системи, що характеризується коефіцієнтом загасання  $\alpha$ .



Отже, комплексну амплітуду струму (поля) в перерізі  $z$  (див. рис. 1.1) можна записати у вигляді

$$A(z) = |A(z)| e^{i\varphi(z)} = e^{-\alpha z} e^{-i\gamma z}, \quad (1.2)$$

де  $|A(z)| = e^{-\alpha z}$  - амплітудний розподіл струму (поля);  $\varphi(z) = -\gamma z = -k\xi z$  - фазовий розподіл струму (поля).

Коефіцієнт системи визначається як обернене перетворення Фур'є від амплітудно-фазового розподілу, і тому

$$E_c(\theta) = \int_{-l/2}^{l/2} A(z) e^{ikz \cos \theta} dz, \quad (1.3)$$

де  $l$  - довжина системи;  $\theta$  - кут, який відлічується від осі  $z$  (див. рис. 1.1).

Після підстановки (1.2) у (1.3) маємо

$$\begin{aligned} E_c(\theta) &= \int_{-l/2}^{l/2} e^{-\alpha z} e^{-ik\xi z} e^{ikz \cos \theta} dz = \\ &= \int_{-l/2}^{l/2} e^{z \left[ i \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) - \frac{\alpha l}{2} \right]} dz, \end{aligned}$$

а після інтегрування -

$$E_c(\theta) = l \frac{\text{sh} \left[ i \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) - \frac{\alpha l}{2} \right]}{i \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) - \frac{\alpha l}{2}}, \quad (1.4)$$

або

$$E_c(\theta) = l \sqrt{A^2(\theta) + B^2(\theta)} e^{i\psi(\theta)}, \quad (1.5)$$

де

$$A(\theta) = \frac{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \text{ch} \frac{\alpha l}{2} + \frac{\alpha l}{2} \cos \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \text{sh} \frac{\alpha l}{2}}{\left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right]^2 + \left( \frac{\alpha l}{2} \right)^2}, \quad (1.6)$$

$$B(\theta) = \frac{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \cos \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \text{sh} \frac{\alpha l}{2} - \frac{\alpha l}{2} \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \text{ch} \frac{\alpha l}{2}}{\left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right]^2 + \left( \frac{\alpha l}{2} \right)^2}, \quad (1.7)$$

$$\Psi(\theta) = \operatorname{arctg} \frac{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \cos \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \operatorname{sh} \frac{\alpha l}{2} - \frac{\alpha l}{2} \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \operatorname{ch} \frac{\alpha l}{2}}{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \operatorname{ch} \frac{\alpha l}{2} + \frac{\alpha l}{2} \cos \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right] \operatorname{sh} \frac{\alpha l}{2}} \quad (1.8)$$

З рівнянь (1.5) - (1.8) видно, що за наявності загасання множник системи з величиною комплексною, а тому фазова характеристика системи залежатиме від напрямку і система не матиме фазового центра, а хвиля, яку вона випромінює, не буде сферичною. Якщо ж амплітуда біжучої хвилі на початку і в кінці системи майже однакова, тобто можна знехтувати загасанням, покладаючи  $\alpha l/2 \approx 0$ , вираз для множника системи значно спрощується:

$$E_c(\theta) = i \frac{\operatorname{sh} \left[ i \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right]}{i \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi)} = i \frac{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi)} = i \frac{\sin u}{u}, \quad (1.9)$$

де

$$u = \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi). \quad (1.10)$$

Із формули (1.9) випливає, що за відсутності загасання фазова характеристика системи не залежить від напрямку, і тому фазовий центр системи існує і знаходиться в її середині.

Якщо швидкість поширення хвилі вздовж системи дорівнює швидкості її поширення у вільному просторі, тобто

$$\xi = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{c}{V_{\phi}} = 1,$$

то напрямок головного максимуму ДС визначається з умови невизначеності 0/0 у виразі (1.9), тобто з умови

$$u = \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - 1) = 0.$$

Звідси знаходимо, що  $\theta = 0^\circ$ , тобто головний максимум ДС орієнтований уздовж лінії розміщення системи у бік поширення хвилі.

Нормована ДС системи при  $\xi = 1$  матиме вигляд

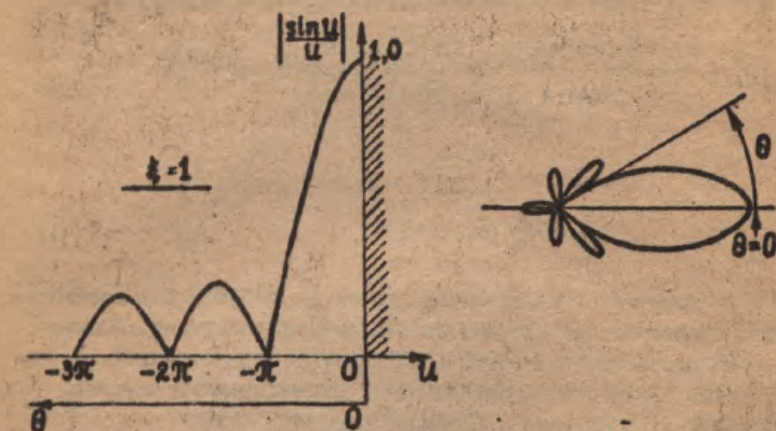


$$F_c(\theta) = \frac{E_c(\theta)}{E_c(0^\circ)} = \frac{\sin\left[\frac{\pi l}{\lambda}(\cos\theta - 1)\right]}{\frac{\pi l}{\lambda}(\cos\theta - 1)} = \frac{\sin u}{u} \quad (I.II)$$

Легко помітити, що аргумент функції (I.II)

$$u = \frac{\pi l}{\lambda}(\cos\theta - 1) \leq 0,$$

бо  $\cos\theta \leq 1$ ; отже, ДС визначається частиною кривої  $\frac{\sin u}{u}$  яка лежить в області  $u \leq 0$  (рис. I.2).



Фиг. I.2. Діаграма спрямованості системи з одностороннім хвилем за відсутності сповільнення ( $\xi = 1$ )

Напрямки нульових випромінювань можна знайти з умови

$$\sin u = 0; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda}(\cos\theta_0 - 1) = -n\pi; \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

звідки

$$\cos\theta_0 = 1 - n \frac{\lambda}{l}$$

$$\theta_0 = \arccos \left( 1 - n \frac{\lambda}{l} \right). \quad (I.12)$$

З рівняння (I.12) видно, що головна пелюстка ДС тим вужче, чим менше  $\lambda/l$ , тобто чим довша система при заданій довжині хвилі.

Напрямки максимальних випромінювань (максимумів бокових пелюсток) визначаються з умови

$$\sin u = 1; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta_m - 1) = -\frac{2n+1}{2} \pi,$$

звідки

$$\cos \theta_m = 1 - \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{\lambda}{l}$$

і

$$\theta_m = \arccos \left( 1 - \frac{2n+1}{2} \frac{\lambda}{l} \right). \quad (I.13)$$

Рівень бокових пелюсток обчислюється за формулою

$$|F_c(\theta_m)| = \left| \frac{1}{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta_m - 1)} \right| = \frac{2}{(2n+1)\pi}. \quad (I.14)$$

При одержанні її використано рівняння (I.13).

Якщо швидкість поширення хвилі вздовж системи менша за швидкість у вільному просторі, тобто  $\xi > 1$  (на незначну величину), то множник системи досягає максимального значення також при  $\theta = 0$ , причому

$$E_c(0^\circ) = 1 \cdot \frac{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1 - \xi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \xi)}.$$

Тоді нормована ДС системи

$$F_c(\theta) = \frac{E_c(\theta)}{E_c(0^\circ)} = \frac{u_m}{\sin u_m} \cdot \frac{\sin u}{u}. \quad (I.15)$$

ї визначатиметься частиною кривої  $\frac{\sin u}{u}$  (рис. I.3), яка лежить в області від'ємних значень аргументу.

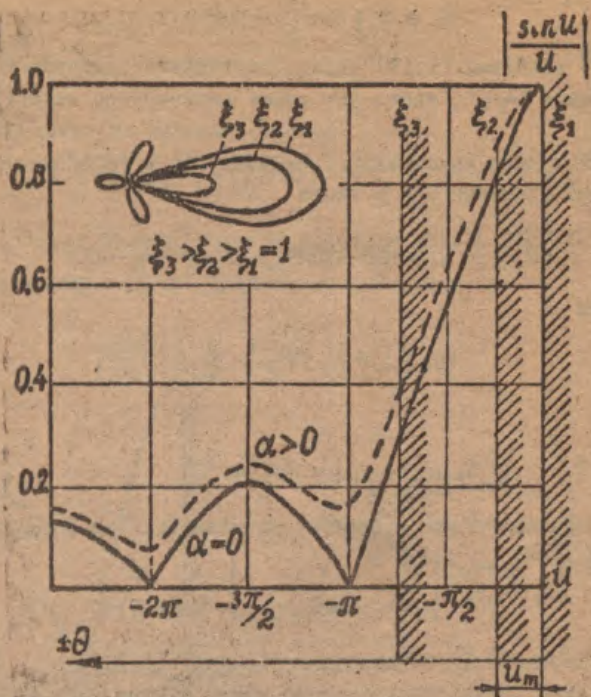


Рис. 1.3. Нормованний множник СБХ за наявності скорочення та загасання

$$u = \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \leq u_m .$$

де

$$u_m = \frac{\pi l}{\lambda} (1 - \xi) < 0 . \quad (1.16)$$

У розгорнутому вигляді (1.15) ДС, якого необхідно користуватись при розрахунках множника системи АБХ, має вигляд

$$F_c(\theta) = \frac{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \xi) \right]}{\cos \theta - \xi} \cdot \frac{1 - \xi}{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1 - \xi) \right]} . \quad (1.17)$$



Нх впливає з рис. 1.3, при зростанні скорочення хвиль (тобто із зростанням модуля  $u_m$ ) ширина головної пелюстки ДС зменшується, що сприяє збільшенню КСД. Водночас знижується і сам максимум головної пелюстки, а відносний рівень бокових пелюсток зростає, що зменшує КСД. Отже, повинно існувати деяке оптимальне значення коефіцієнта скорочення  $\xi$ , при якому КСД мусить бути максимальним.

Звернемося знову до рис. 1.3. Чим швидше спадає амплітуда поля від початку до кінця АБХ (чим більший коефіцієнт загасання  $\alpha$ ), тим ширша головна пелюстка ДС і більші максимуми бокових пелюсток. Але розширення головної пелюстки та збільшення рівня бокових пелюсток не дуже значні. Головна особливість ДС при  $\alpha \neq 0$  - це відсутність нульових значень поля, тобто злітати головної та бокових пелюсток у криву зі слабо вираженими точками екстремумів, причому чим більше  $\alpha$ , тим слабше ці екстремуми виражені [4].

Таким чином, вплив  $\alpha$  на ДС СБХ аналогічний впливу максимальних фазових помилок на ДС квадратично-фазних рівноамплітудного та косинусного розкривів. Так само за наявності загасання ДС СБХ (як і для названих розкривів) буде комплексною і не матиме фазового центра.

Нормований амплітудний множник СБХ за наявності загасання матиме вигляд

$$F_c(\theta) = \sqrt{\frac{A^2(\theta) + B^2(\theta)}{A^2(0^\circ) + B^2(0^\circ)}}, \quad (1.18)$$

де  $A(\theta)$  та  $B(\theta)$  обчислюються за формулами (1.6) і (1.7), а  $A(0^\circ)$  та  $B(0^\circ)$  дорівнюють:

$$A(0^\circ) = \frac{\frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \right] \operatorname{ch} \frac{\alpha l}{2} + \frac{\alpha l}{2} \cos \left[ \frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \right] \operatorname{sh} \frac{\alpha l}{2}}{\left[ \frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \right]^2 + \left( \frac{\alpha l}{2} \right)^2}, \quad (1.19)$$

$$B(0^\circ) = \frac{\frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \cos \left[ \frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \right] \operatorname{sh} \frac{\alpha l}{2} - \frac{\alpha l}{2} \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \right] \operatorname{ch} \frac{\alpha l}{2}}{\left[ \frac{\pi l}{\lambda}(1-\xi) \right]^2 + \left( \frac{\alpha l}{2} \right)^2}. \quad (1.20)$$

При побудові наближених ДС за виразом (I.17) згідно з наведеним для  $\xi = 1$  методиком необхідно визначити:

- напрямки "нульових" випромінювань

$$\theta_n = \arccos \left( \xi - n \frac{\lambda}{l} \right); \quad n = 1, 2, 3, \dots; \quad (I.21)$$

- напрямки максимумів бокових пелюсток

$$\theta_m = \arccos \left( \xi - \frac{2n+1}{2} \frac{\lambda}{l} \right); \quad (I.22)$$

- рівень бокових пелюсток

$$|F_c(\theta_m)| = \frac{\xi^{-1}}{\frac{2n+1}{2} \cdot \frac{\lambda}{l} \sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (\xi - 1) \right]}. \quad (I.23)$$

### I.2. Коefіцієнт спрямованої дії неперервної СБХ

Для визначення КСД СБХ скористаємося відомою формулою [5]

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \Phi(\theta) \sin\theta d\theta} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi F_c^2(\theta) \sin\theta d\theta}, \quad (I.24)$$

після підстановки в яку виразу (I.17) матимемо

$$D_m = 2 \frac{\sin^2 u_m}{u_m^2} \bigg/ \int_0^\pi \frac{\sin^2 u}{u^2} \sin\theta d\theta. \quad (I.25)$$

Після введення нової змінної інтегрування

$$u = \frac{\pi l}{\lambda} (\cos\theta - \xi); \quad du = -\frac{\pi l}{\lambda} \sin\theta d\theta$$

одержимо

$$D_m = -kl \frac{\sin^2 u_m}{u_m^2} \bigg/ \int_{u_1}^{u_2} \frac{\sin^2 u}{u} du, \quad (I.26)$$

де

$$u_1 = \frac{\pi l}{\lambda} (1 - \xi) = u_m; \quad u_2 = -\frac{\pi l}{\lambda} (1 + \xi). \quad (I.27)$$

Обчислимо (по частинах) інтеграл знаменника (I.26):

$$\int_{u_1}^{u_2} \frac{\sin^2 u}{u} du = -\frac{\sin^2 u}{u} \Big|_{u_1}^{u_2} + \int_{u_1}^{u_2} \frac{\sin 2u}{2u} d(2u) = -\frac{\sin^2 u_2}{u_2} +$$

$$+ \frac{\sin^2 u_1}{u_1} + \text{si } 2u_2 - \text{si } 2u_1, \quad (\text{I.28})$$

де  $\text{si } x = \int_x^1 (\sin x/x) dx$ .  
 Інтегральний вираз (див. 6 і табл. Д.3.І).

Тоді вираз для КСД буде таким:

$$D_m = kl \frac{\sin^2 u_m}{u_m^2} \left[ \text{si } 2u_1 - \text{si } 2u_2 - \frac{\sin^2 u_2}{u_2} - \frac{\sin^2 u_1}{u_1} \right] =$$

$$kl \frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi) \right]}{\left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi) \right]^2}$$

$$= \frac{\text{si} [kl(1-\xi)] + \text{si} [kl(1+\xi)] - \frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1+\xi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (1+\xi)} - \frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi)}}{\text{si} [kl(1-\xi)] + \text{si} [kl(1+\xi)]} \quad (\text{I.29})$$

Нехай коефіцієнт скорочення (сповільнення)  $\xi = 1$ . Тоді

$$\text{si} [kl(1-\xi)] \Big|_{\xi=1} = \text{si } 0 = 0,$$

$$\frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi)} \Big|_{\xi=1} = 0, \quad \frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi) \right]}{\left[ \frac{\pi l}{\lambda} (1-\xi) \right]^2} \Big|_{\xi=1} = 1$$

$$D_m = \frac{kl}{\text{si } 2kl - \frac{\sin^2 kl}{kl}} \quad (\text{I.30})$$

При  $l/\lambda \gg 1$   $\sin^2 kl/k_l = 0$ , а  $\text{si } 2kl \approx \pi/2$  і рівняння (I.30) ще більше спрощується:

$$D_m \approx 4 \frac{l}{\lambda} \quad (\text{I.31})$$

Графік залежності КСД від зсуву фаз  $-2u_m = kl(\xi-1)$ , побудований за формулою (I.29) для  $l = 2\lambda$ , наведено на рис. I.4.





Рис. 1.4. Залежність КСД СБХ від різниці набігу фази хвилі у системі та у вільному просторі

Як видно з рисунка, при  $kl(\xi - 1) = \pi$ , або при

$$\tau l - kl = \pi \quad (1.32)$$

система має максимальний КСД.

Вираз (1.32) називається умовою Хансена - Вудьярда, за якою СБХ має максимальний КСД, якщо на довжині системи  $l$  набіг фази хвилі, що поширюється у системі, на  $180^\circ$  перевищує набіг фази у вільному просторі на шляху  $l$ .

З рівняння (1.32) легко знайти оптимальний коефіцієнт скорочення СБХ, який відповідає максимальному КСД:

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \lambda/2l. \quad (1.33)$$

Залежно від довжини системи ( $l = (2 \dots 10) \lambda$ ) максимальний КСД при  $\xi = \xi_{\text{опт}}$  складає

$$D_m = (7 \dots 8) \frac{1}{\lambda}. \quad (1.34)$$

Порівняння формул (1.31) і (1.34) показує, що збільшення  $\xi$  від  $\xi = 1$  до  $\xi = \xi_{\text{опт}}$  приводить до підвищення КСД СБХ приблизно у 2 рази.

На рис. 1.5 зображено ДС СБХ різної довжини для  $\xi = \xi_{\text{опт}}$ . Видно, що із збільшенням довжини СБХ головна пелюстка звучується, але потрібно пам'ятати, що з підвищенням  $l$  зростає коефіцієнт загасання  $\alpha$ , і тому на практиці звичайно вибирають

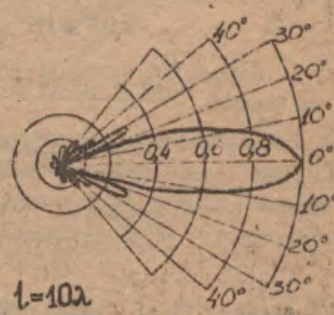
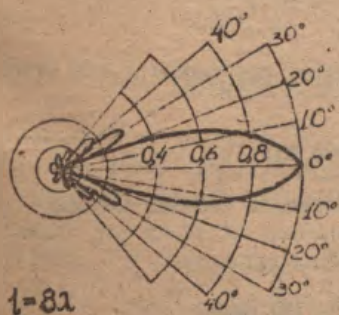
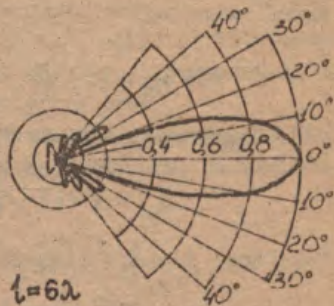
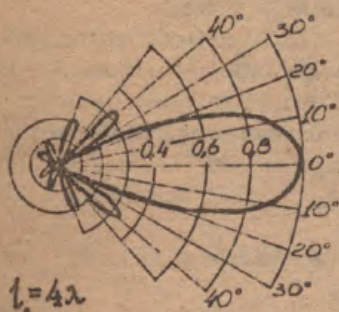
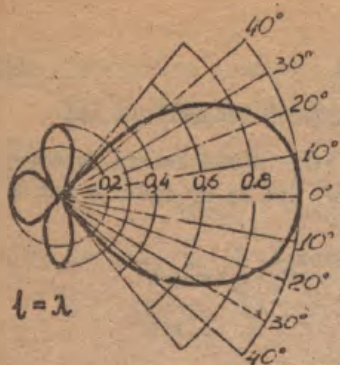


Рис. 1.5. Діаграми спрямованості системи біжучої хвилі різної довжини

$$l = (5 \dots 7) \lambda. \quad (1.35)$$

### 1.3. Ширина головної пелюстки неперервної СБХ

Ширину ДС СБХ "за нулями"  $2\theta_0$  можна знайти за формулою (1.11) як подвоєне значення кута, при якому функція має мінімум [7]

$$F_c(\theta) = 0, \text{ якщо } \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta_0 - \xi) = -n\pi.$$

Перший мінімум відповідає  $n = 1$ . Звідси

$$\cos \theta_{01} = \xi - \lambda/l.$$

Для випадку довгих антен ( $l \gg \lambda$ ) кут  $\theta_{01}$  буде малим і можна скористатися розкладом  $\cos \theta_{01}$  у ряд

$$\cos \theta_{01} \approx 1 - \frac{\theta_{01}^2}{2!} + \frac{\theta_{01}^4}{4!} = \xi - \frac{\lambda}{l}. \quad (1.36)$$

Обмежившись першими двома членами ряду, знайдемо

$$\theta_{01} = \sqrt{2(1 + \frac{\lambda}{l} - \xi)}. \quad (1.37)$$

При  $\xi = 1$  з рівняння (1.37) маємо

$$2\theta_{01}^{\circ} \approx 162^{\circ} \sqrt{\frac{\lambda}{l}}, \quad (1.38)$$

а при  $\xi = \xi_{\text{опт}}$  з урахуванням виразу (1.33) -

$$2\theta_{01}^{\circ} \approx 115^{\circ} \sqrt{\frac{\lambda}{l}}. \quad (1.39)$$

Ширину ДС на рівні половинної потужності можна визначити за умовою

$$\frac{\sin u}{u} \cdot \frac{u_m}{\sin u_m} = 0,707. \quad (1.40)$$

При  $\xi = 1$   $u_m / \sin u_m = 1$ , і ця умова набуває вигляду

$$\frac{\sin u}{u} = 0,707. \quad (1.41)$$

З формули (1.41) (див. табл. Д.І.І) маємо

$$u = -0,443\pi; \quad \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta_{0,5} - 1) = -0,443\pi,$$



звідки з урахуванням рівняння (1.36) обчислюємо

$$2\theta_{0,5}^{\circ} = 108^{\circ} \sqrt{\lambda/l} \quad (1.42)$$

При  $\xi = \xi_{\text{опт}}$   $u_m / \sin u_m = \pi/2$ , і умова (1.40) набрав вигляду

$$\sin u/u = 0,45.$$

Тоді за табл. Д.І.І знаходимо

$$u = -0,64\pi; \quad \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta_{0,5} - \xi_{\text{опт}}) = -0,64\pi,$$

звідки з урахуванням виразів (1.33) і (1.36) маємо

$$2\theta_{0,5}^{\circ} = 61^{\circ} \sqrt{\lambda/l} \quad (1.43)$$

Порівнюючи формули (1.38), (1.39) і (1.42), (1.43), очевидно, що збільшення  $\xi$  від  $\xi = 1$  до  $\xi = \xi_{\text{опт}}$  приводять до збільшення головної пелюстки ДС приблизно у 1,5 рази.

Підстановка в рівняння (1.34) значень  $C_{0,1}$  і  $\theta_{0,5}$  з рівнянь (1.39) і (1.43) дає корисну в деяких випадках залежність між КСД і шириною ДС СБХ:

$$D_m = (7...8) \frac{l}{\lambda} = (7...8) \frac{1}{\theta_{0,1}^2} \approx \left(\frac{7}{4} \dots 2\right) \frac{1}{\theta_{0,5}^2}, \quad (1.44)$$

або

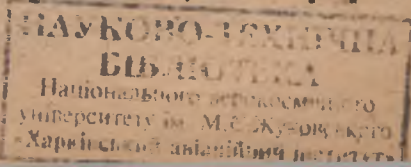
$$D_m = \frac{90000 \dots 105000}{[2\theta_{0,1}^{\circ}]^2} = \frac{26000 \dots 30000}{[2\theta_{0,5}^{\circ}]^2} \quad (1.45)$$

#### 1.4. Дискретна система біжучої хвилі

Функцію спрямованості ряду дискретних випромінювачів з біжучою хвилею можна одержати в результаті аналогічного виведення (див. підрозд. 1.1) або шляхом застосування до системи загальної формули для множника системи рівноамплітудної лінійно-фазної решітки з  $N$  випромінювачів:

$$F_c(\theta) = \frac{1}{N} \frac{\sin \left[ \frac{N}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}{\sin \left[ \frac{1}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}, \quad (1.46)$$

де  $d$  - відстань між окремими випромінювачами;  $\psi$  - зсув фаз



між сусідніми випромінювачами.

Підставимо у вираз (I.46) зсув фази  $\psi$ , який при утворенні в системі біжучої хвилі дорівнює

$$\psi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \frac{c}{v_{\phi}} = kd\xi.$$

Тоді

$$F_c(\theta) = \frac{1}{N} \cdot \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd\cos\theta - kd\xi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - kd\xi)\right]} = \frac{1}{N} \frac{\sin\left[\frac{Nkd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}{\sin\left[\frac{kd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]} \quad (\text{I.47})$$

При  $N \gg 1$ ,  $d \ll \lambda$  мають місце такі співвідношення:

$$Nd \approx l, \quad \sin\left[\frac{kd}{2}(\cos\theta - \xi)\right] \approx \frac{kd}{2}(\cos\theta - \xi)$$

І формула (I.47) спрощується до вигляду

$$F_c(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{\pi l}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right]}{\frac{\pi l}{\lambda}(\cos\theta - \xi)}$$

Якщо  $\xi = 1$ , то при розрахунках нормованої ДС дискретної СБХ можна користуватись рівнянням (I.47), а при  $\xi \neq 1$  воно потребує перенормування відносно напрямку  $\theta = 0^\circ$ :

$$F_{cm}(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{Nkd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}{\sin\left[\frac{kd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]} \cdot \frac{\sin\left[\frac{kd}{2}(1 - \xi)\right]}{\sin\left[\frac{Nkd}{2}(1 - \xi)\right]} \quad (\text{I.48})$$

При побудові наближеної ДС за формулою (I.48) необхідно визначити:

- напрямки нульових випромінювань

$$\theta_0 = \arccos\left(\xi - m \frac{\lambda}{Nd}\right), \quad m = 1, 2, 3, \dots; \quad (\text{I.49})$$

- напрямки максимумів бокових пелюсток

$$\theta_m = \arccos\left(\xi - \frac{2m+1}{2} \frac{\lambda}{Nd}\right), \quad (\text{I.50})$$

- рівень бокових пелюсток

$$|F_{cm}(\theta_m)| = \frac{1}{N} \left| \frac{1}{\sin\left(\frac{2m+1}{2} \frac{\pi}{N}\right)} \cdot \frac{\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\xi-1)\right]}{\sin\left[\frac{N\pi d}{\lambda}(\xi-1)\right]} \right| \quad (1.51)$$

### 1.5. Оптимальна відстань між антенами іхучої хвилі

Для поліпшення спрямованих властивостей поздовжні випромінювачі можна об'єднати у лінійні або плоскі групи (решітки), розміщені г'єрпендикулярно до лінійного розміру окремих випромінювачів. При цьому гострота спрямованості підвищується внаслідок поперечного випромінювання решітки, і, як правило, настільки, що в основному зумовлюється "множником решітки". Випромінювання окремих поздовжніх випромінювачів визначає поодинокую ДС. Результуюча ДС одержується (за правилом Бонч-Бруевича) множенням векторної поодинокій ДС на скалярний "множник решітки" [8].

Оскільки поле для антен поверхневих хвиль має відносно велику протяжність у напрямку, перпендикулярному до поздовжнього випромінювача, а для цього випромінювача може визначатися також збудженням ефективної апертури, то відстань між випромінювачами повинна бути достатньо великою, щоб сусідні еквівалентні апертури або їхні д'ївчі частини не перекривалися. У паралельному випадку сусідні випромінювачі впливатимуть один на одного. Тому відстань між випромінювачами, як правило, повинна бути більшою за звичайну відстань між точковими випромінювачами ( $h \approx \lambda/2$ ).

За еквівалентну апертуру з високою точністю можна прийняти розкрит оптимального рупорного випромінювача [8], який створює таку саму спрямованість випромінювання, тобто відстань між елементами решітки повинна бути не меншою, ніж ширина апертури такого рупорного випромінювача. На рис. 1.6 схематично зображено поперечну випромінюючу систему з поздовжніх випромінювачів.

Через відносно великі відстані між випромінювачами (більші за довжину хвилі) у "множнику решітки" виникають додаткові головні пелюстки (рис. 1.7,б). У результуючій ДС (рис. 1.7,в) вона відсутня тоді, коли у цих напрямках ДС поодинокого випроміню-



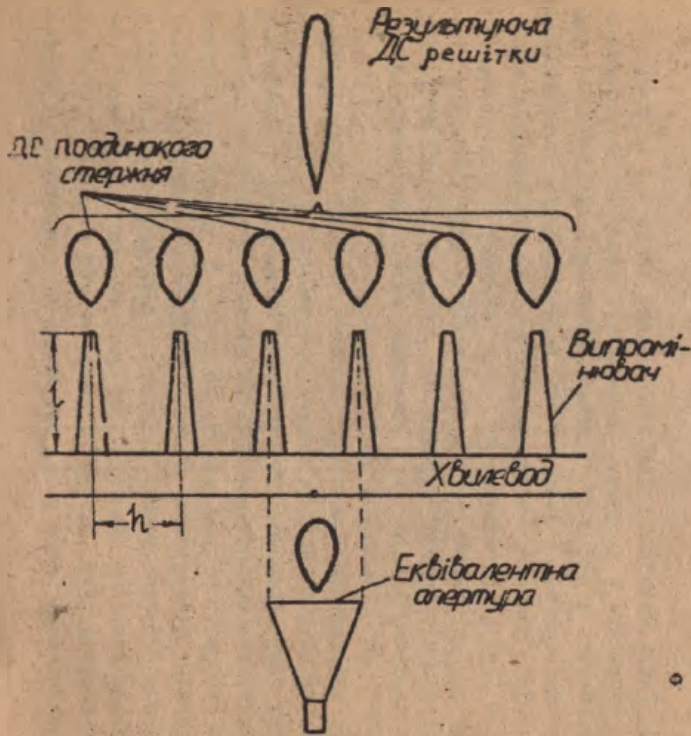


Рис. 1.6. Поперечна випромінювальна система з поздовжніх випромінювачів

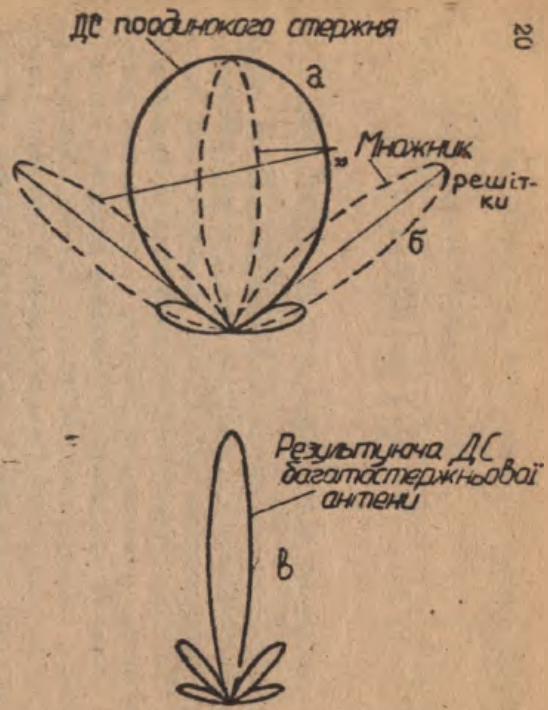


Рис. 1.7. Придушення вторинних головних пелюсток у системі з групи поздовжніх випромінювачів

новача (рис. 1.7,а) має нульове або майже нульове значення. Laborum відповідної відстані між випромінювачами можна одержати результату випромінювання з відносно низьким рівнем бокових пелюсток. Але значного послаблення бокових пелюсток, що необхідно, наприклад, у радіолокаційних антенах, досягти таким способом не так просто.

Отже, у тих випадках, коли використання АБХ великої довжини є незручним, заданий КСД одержують шляхом застосування декількох синфазних АБХ (секцій) меншої довжини, розмішених паралельно на деякій відстані одна від одної. Якщо відстань між секціями вибрано вірно, довжину кожної секції можна взяти у стільки разів меншою за довжину антени, витягнутої в одну лінію, скільки секцій має синфазна система.

Знайдемо невідому мінімальну відстань між елементами секції. Антена однієї хвилі створює біля свого кінця приблизно плоску хвилю, протяжність фронту, якої обчислюється за формулою для "множника решітки" синфазної системи, що визначає зв'язок між напівшириною ДС  $\theta_0$  та протяжністю фронту плоскої хвилі  $h$  [7]:

$$h = \lambda / \theta_0. \quad (1.52)$$

У випадку оптимальної фазової швидкості  $\xi = \xi_{\text{opt}}$  напівширина ДС АБХ дорівнює

$$\theta_{01} = \sqrt{\frac{\lambda}{l}}. \quad (1.53)$$

Після підстановки рівняння (1.53) у вираз (1.52) одержимо

$$h = \sqrt{\lambda l}. \quad (1.54)$$

У випадку  $V_{\phi} = c$  ( $\xi = 1$ ) аналогічно формулі (1.52) маємо

$$\theta_{01} = \sqrt{2\lambda/l}, \quad (1.55)$$

$$h = \sqrt{\frac{\lambda l}{2}}. \quad (1.56)$$

Для того щоб фронт хвилі складної антени був неперервним, відстань між окремими секціями необхідно брати такою, щоб вона дорівнювала протяжності фронту хвилі однієї секції, тобто обчис-

лювати за співвідношеннями (1.54) і (1.56), в яких  $h$  - довжина однієї секції (див. рис. 1.6).

КСД системи за такими відстанями

$$D_m = n D_{mc}, \quad (1.57)$$

де  $D_{mc}$  - КСД однієї секції для вільного простору;  $n$  - кількість секцій.

Якщо відстані між секціями прийняти меншими за ті, що визначаються з рівнянь (1.54) і (1.56), то КСД системи буде меншою за  $n D_{mc}$ . Якщо відстані між секціями збільшити супроти розрахункової величини, КСД системи не зменшиться, але в ДС виникнуть бокові пелюстки, рівень яких буде тим більшим, чим більшим буде відношення прийнятої відстані до розрахункової.

Пояснити виникнення бокових пелюсток можна таким чином.

Діаграма спрямованості системи, складеної з декількох паралельних синфазних секцій зіжучої хвилі, є (за правилом Бонч-Бруевича) добутком ДС поодинокі секції  $F_1(\theta) \cdot F_c(\theta)$  на ДС решітки  $F_n(\theta)$

$$\Gamma(\theta) = F_1(\theta) F_c(\theta) F_n(\theta), \quad (1.58)$$

де  $F_1(\theta)$  - ДС елемента поодинокі секції.

Функції  $F_c(\theta)$  і  $F_n(\theta)$  у загальному випадку є багатопелюстковими. Якщо відстані між секціями вибрані оптимальними, напрямки перших нулів обох функцій збігаються. Якщо відстані прийняти більшими за оптимальні, перша пелюстка функції  $F_n(\theta)$  звузиться, а напрямки перших нулів цієї функції опиняться в межах головної пелюстки функції  $F_c(\theta)$  і при перемноженні  $F_c(\theta)$  на  $F_n(\theta)$  відбудеться дроблення головної пелюстки  $F(\theta)$  на три пелюстки (рис. 1.7,б), а при більших відстанях - і на більшу кількість [7].

Порівняння розрахункової ДС решітки з діелектричних стержневих антен довжиною  $l = 6\lambda$  при кількості стержнів  $n = 4$  і відстані, яке визначається за формулою (1.54), з діаграмами решіток, що збудуються прямокутним хвильоводом при відстанях між стержнями  $h = \lambda_x/2$  (рис. 1.8,а),  $h = \lambda_x$  (рис. 1.8,б,в) і  $h = 2\lambda_x$  (рис. 1.8,б,в), показує, що однакову ширину головної пелюстки можна одержати в усіх випадках, а рівень бокових пелюсток буде найменшим при  $h = \lambda_x/2$ . А. в при такій відстані, як по-



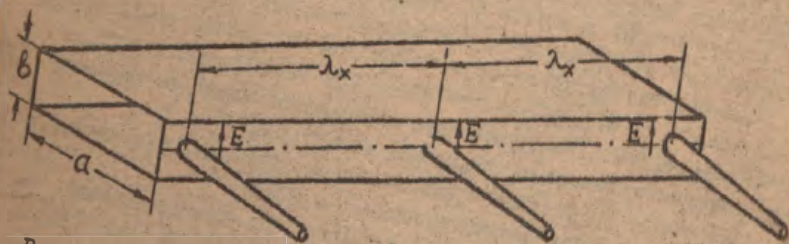
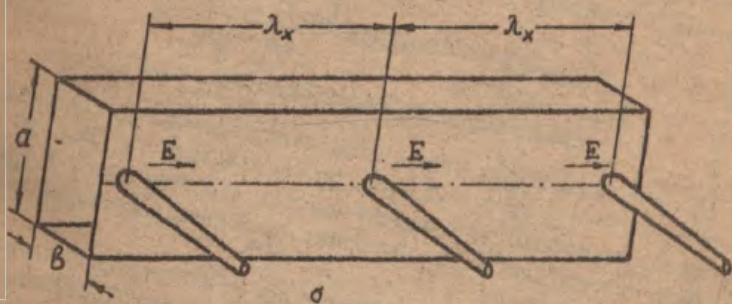
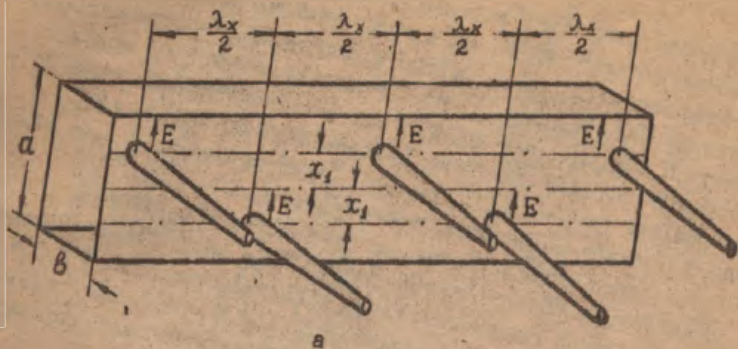


Рис. 1.8. Кивлення решіток в діелектричних стержневих антен в допомозу прямокутних хвильоводів

казано вище. Існуватиме великий взаємний зв'язок між елементами решіток (стержнями) і, крім того, замість чотирьох стержнів необхідно брати 15, що негигієно з конструктивно-технологічних міркувань. При  $h = \lambda_x$  рівень бокових пелюсток дещо менший, ніж при  $h = h_{opt}$ , але зв'язок між стержнями все ще значний, і стержнів необхідно брати 6. Найближчою до ДС при  $h = h_{opt}$  є ДС решітки з  $l_x = 2\lambda_x$ , причому кількість стержнів буде такою ж, як і у вихідній решітці, тобто  $N = 4$ .

Із зазначеного випливає, що використання схеми рис. 1.8, а з точки зору одержання максимального КСД і мінімального впливу стержнів одні на одного небажане, а зі схем рис. 1.8, б і 1.8, в необхідно віддати перевагу схемі рис. 1.8, б, оскільки у схемі рис. 1.8, в розмір вузької стінки хвилеводу може виявитись меншим за більший діаметр діелектричного стержня.

## 2. АНТЕНИ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ

### 2.1. Основні типи антен поверхневих хвиль

Антенна поверхневих хвиль (АПХ) складається із збуджувача 1 та спрямовувача 2 (рис. 2.1). Збуджувач конструюють так, щоб він передавав якомога більшу частину енергії від генератора у спрямовувач, причому хвиля, яка поширюється вздовж спрямовувача називається поверхневою.

Випромінюючим елементом антени є в основному спрямовувач. Безпосереднє випромінювання збуджувача буває слабоспрямованим і тому формує бокові пелюстки ДС. Крім того, воно інтерферує з випромінюванням спрямовувача і створює головну пелюстку ДС.

Спрямовувач являє собою відрізок передавальної лінії поверхневої хвилі. Як відомо, фазова швидкість такої хвилі менша за швидкість світла. Для формування поверхневої хвилі як спрямовувачі використовуються сповільнючі структури.

Звичайно спрямовувач буває або діелектричним (рис. 2.1, а, в, д), або металевим ребристим (рис. 2.1, б, г, е).

За формою спрямовувача АПХ поділяють на плоскі лінійні (рис. 2.1, а, б), стержньові (рис. 2.1, в, г) і дискові (рис. 2.1, д, е). У лінійних і дискових антен сповільнюючу структуру звичайно розміщують на екрані - металевій підкладці. Найбільше поши-

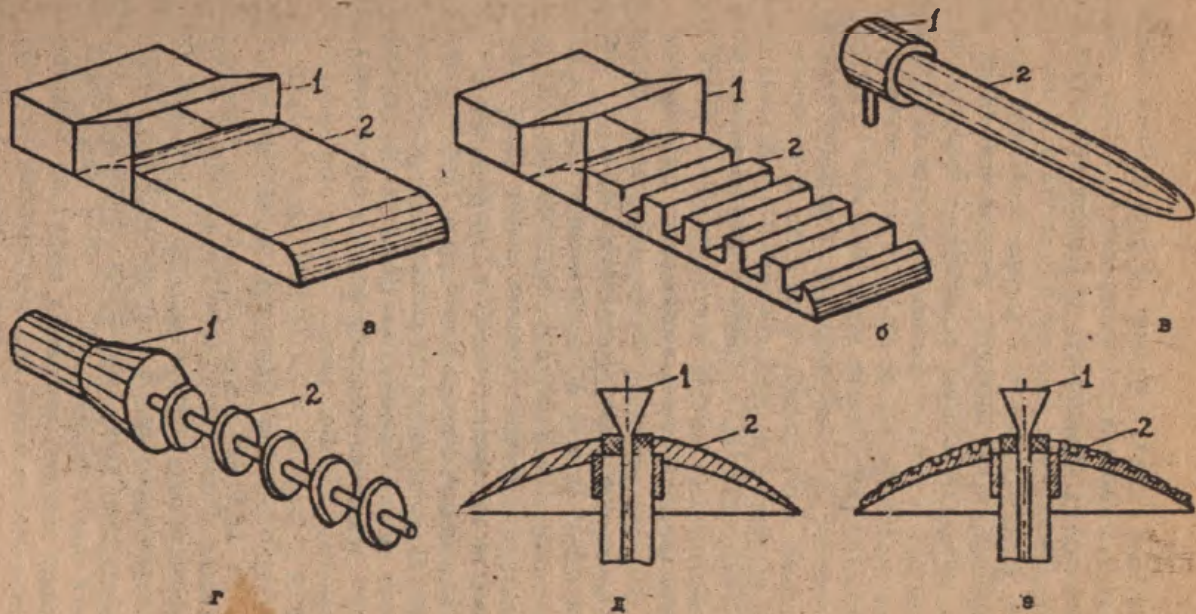


Рис. 2.1. Основні типи антен поверхневих хвиль



решіття знайшли антени, зображені на рис. 2.1, в, г. Перша антена називається діелектричною стержньовою, а друга - ребристо-стержньовою [9]. Властивості та порядок розрахунку діелектричних стержньових антен докладно розглянуто у праці [10].

Для узгодження антени з вільним простором товщину спрямовувача до його кінця зменшують, завдяки чому фазова швидкість поверхневої хвилі на кінці спрямовувача наближується до швидкості світла, в результаті чого усувається відбита хвиля. Це дозволяє розглядати АПХ як різновид антен осьового (поздовжнього) випромінювання. У таких антен, як відомо (див. розд. I), головна петля ДС орієнтована вздовж напрямку руху хвилі (у даному випадку - від збуджувача до кінця спрямовувача).

Як збуджувачі плоских лінійних і стержньових антен використовуються однобічні спрямовані випромінювачі: рупор, вібратор з рефлектором, решітка шлан, відкритий кінець хвилеводу. Збуджувач дискової антени мусить бути неспрямованим у площині диска. Звичайно для цього застосовують несиметричний вібратор.

У даному посібнику розглядаються плоскі лінійні АПХ (рис. 2.1, а, б). Ширина ДС таких антен у площині, перпендикулярній до сповільнючої поверхні, залежить від безпосереднього випромінювання збуджувача, довжини антени, сповільнення поверхневої хвилі та від форми, розмірів і провідності тієї поверхні, на якій розміщено антену. Ширина ДС у другій головній площині залежить головним чином від сповільнення поверхневої хвилі, а також від ширини спрямовувача. Таким чином, параметри ДС плоскої АПХ у кожній з цих площин можна в деяких межах регулювати незалежно.

## 2.2. Діелектрична пластинка

Вдovж діелектричної пластини достатньої товщини (рис. 2.2) може поширюватися багато поверхневих хвиль. Якщо поле хвилі, що поширюється вздовж осі  $Z$ , не залежить від поперечної координати  $X$ , то така хвиля називається двовимірною, або симетричною. Останній термін свідчить про те, що ці хвилі можна розглядати як окремий випадок симетричних хвиль, які поширюються вздовж діелектричного циліндра при нескінченному зростанні його радіуса. Якщо поле поверхневих хвиль залежить від поперечної координати

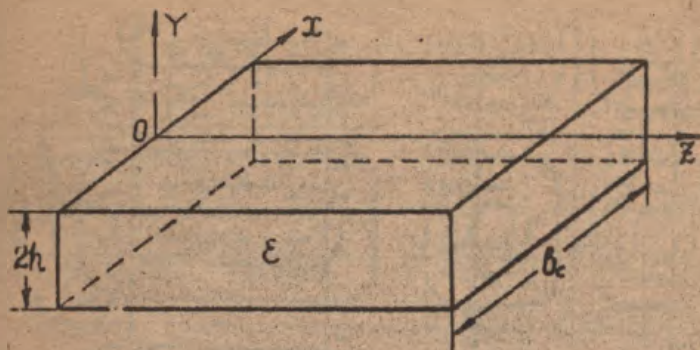


Рис. 2.2. Плоска сповільнююча поверхня у вигляді діелектричної пластини

нати  $x$ , то такі хвилі, виходячи з того самого граничного переходу, називаються несиметричними.

Усередині діелектричного циліндра кожна з багатьох хвиль близька за структурою поля до відповідної хвилі у круглому хвилеводі. Поза діелектриком в міру віддалення від його поверхні амплітуда поля швидко опадє. Симетричні хвилі, так само, як і у хвилеводі, можна поділяти на  $E$ - та  $H$ -хвилі, тільки з іншими позначеннями. Так наприклад, симетричній хвилі нижчого типу  $E_{01}$  у круглому хвилеводі (рис. 2.3,а) відповідатиме хвиля  $E_{00}$  (або просто  $E_0$ ) у діелектричному циліндрі (рис. 2.3,б). Для несиметричних хвиль такий поділ неможливий, тому що вони спроможні існувати лише спільно. Можна казати тільки про близькість такої змішаної хвилі до тієї чи іншої хвилі у круглому хвилеводі. Наприклад, хвиля  $HE_{11}$ , яка використовується в діелектричних антенах (рис. 2.3,г), близька до хвилі  $H_{11}$  у круглому хвилеводі (рис. 2.3,в).

Уздовж діелектричної пластини, як і вздовж діелектричного циліндра, можуть незалежно пошириватись симетричні  $E$ - та  $H$ -хвилі. Несиметричні хвилі у цьому випадку також поділяються на  $E$ - та  $H$ -хвилі.

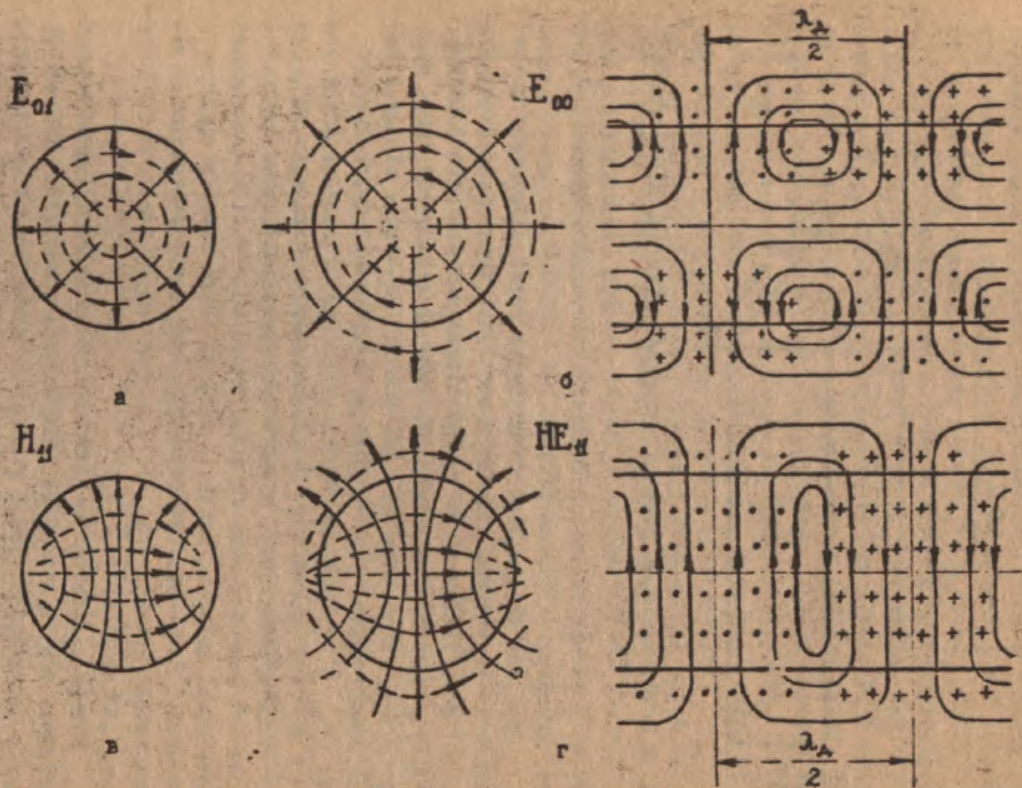


Рис. 2.3. Структура полів у круглих хвелеводах і відповідних їм: циліндричних діелектричних стержнях



## 2.2.1. Симетричні хвилі

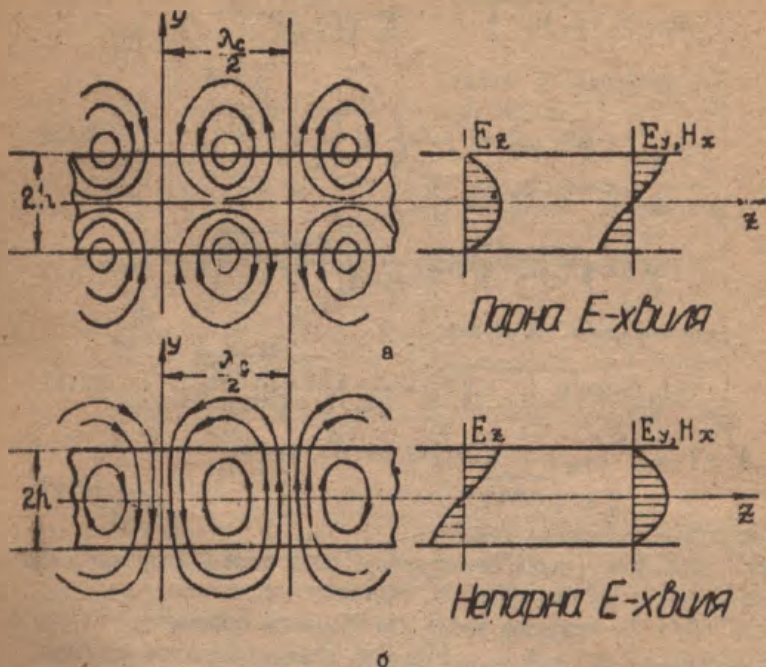


Рис. 2.4. Силлові лінії вектора  $E$  та розподіл складових векторів поля у першій парній та в першій непарній поверхневих  $E$ -хвилях

Залежно від того, за яким законом - парним або непарним відносно середньої площини - розподілені поздовжні компоненти поля,  $E$ - та  $H$ -хвилі поділяються на дві підгрупи, які називаються парними або непарними хвилями. Розподіл складових і картини полів у поздовжньому перерізі показано для першої парної  $E$ -хвилі на рис. 2.4, а, а для першої непарної  $E$ -хвилі - на рис. 2.4, б. Характеристичні рівняння, які визначають коефіцієнти сповільнення, мають вигляд [11]:

- для парних  $E$ -хвиль

$$\operatorname{tg}(hk\sqrt{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}) = -\frac{1}{\epsilon_r}\sqrt{\frac{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}{\xi^2-1}}; \quad (2.1)$$

- для непарних E-хвиль

$$\operatorname{ctg}(hk\sqrt{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}) = \frac{1}{\epsilon_r}\sqrt{\frac{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}{\xi^2-1}}; \quad (2.2)$$

- для парних H-хвиль

$$\operatorname{tg}(hk\sqrt{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}) = -\frac{1}{\mu_r}\sqrt{\frac{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}{\xi^2-1}}; \quad (2.3)$$

- для непарних H-хвиль

$$\operatorname{ctg}(hk\sqrt{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}) = \frac{1}{\mu_r}\sqrt{\frac{\epsilon_r\mu_r-\xi^2}{\xi^2-1}}; \quad (2.4)$$

де  $\xi = \delta/k = c/v_0$  - коефіцієнт сповільнення;

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 + k^2} \quad (2.5)$$

- коефіцієнт поширення хвилі;

$\beta$  - коефіцієнт, який характеризує спад поля у напрямку, перпендикулярному до спрямовуючої системи;

$k = 2\pi/\lambda$  - хвильове число для вільного простору;

$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ ;  $\mu_r = \mu/\mu_0$  - відносні діелектрична та магнітна проникності пластини (для якісного діелектрика  $\mu_r = 1$ );

$h$  - напівтовщина діелектричної пластини.

Серед усіх цих хвиль є дві основні - нижча непарна E-хвиля та нижча парна H-хвиля, для яких  $\lambda_{кр} = \infty$ , і тому вони поширюються вздовж діелектричної пластини при будь-якій скільки завгодно малій її товщині. Для пластин нескінченно малої товщини основна E-хвиля переходить у плоску вертикально поляризовану, а основна H-хвиля - у плоску горизонтально поляризовану хвилю. Умова поширення тільки основних хвиль має вигляд

$$h < \frac{\pi}{\sqrt{k_D^2 - k^2}}, \quad (2.6)$$

де  $k_D = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$  - хвильове число для діелектричного середовища.

Графіки залежності коефіцієнтів сповільнення симетричних хвиль від напівтовщини діелектрика  $h/\lambda$  наведено: для перших

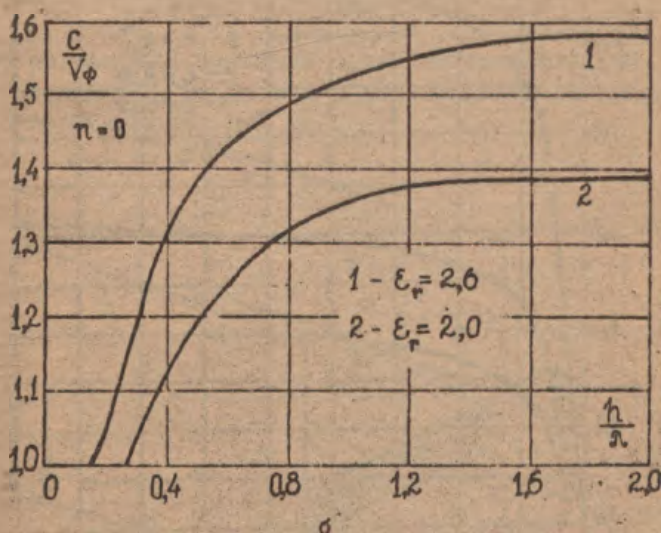
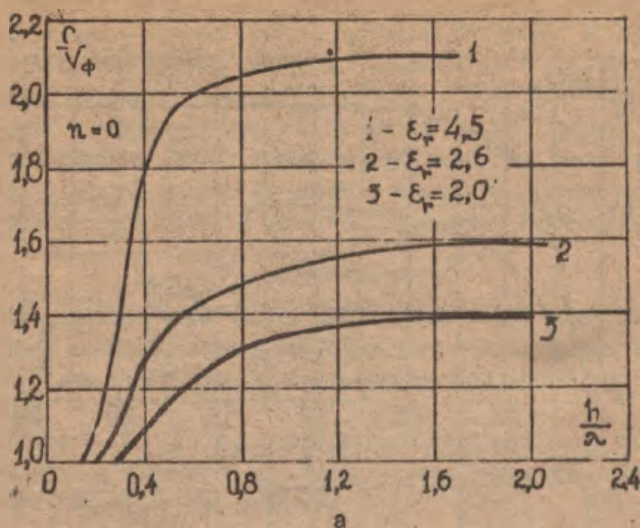
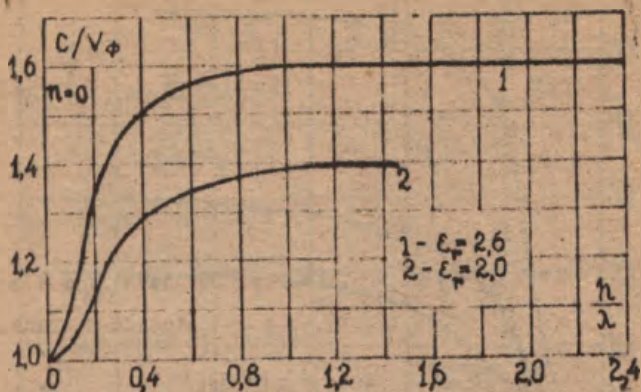
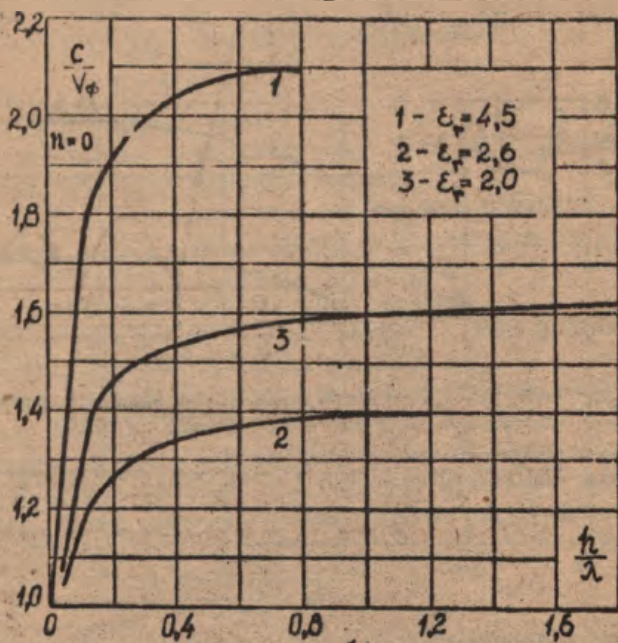


Рис. 2.5. Залежність коефіцієнта сповільнення перших симетричних парних поверхневих хвиль від напівтовщини діелектрика  $\frac{h}{\lambda}$ : а - для Е-хвиль; б - для Н-хвиль





а



б

Рис. 2.5. Залежність коефіцієнта сповільнення перших симетричних непарних поверхневих хвиль від напівтовщини діелектрика  $\frac{h}{\lambda}$ : а - для Е-хвиль; б - для Н-хвиль

парних  $E$ -хвиль - на рис. 2.5,а; для перших парних  $H$ -хвиль - на рис. 2.5,б; для перших непарних  $E$ -хвиль - на рис. 2.6,а і для перших непарних  $H$ -хвиль - на рис. 2.6,б. Для всіх хвиль сповільнення з'остає від одиниці до значення  $\sqrt{\epsilon_r}$  при великій товщині діелектрика. Таким чином, фазова швидкість хвилі змінюється від швидкості світла до фазової швидкості в необмеженому діелектричному середовищі з того ж діелектрика, що й пластина.

### 2.2.2. Несиметричні хвилі

З усіх несиметричних хвиль найцікавішими для практичного використання є хвилі, в яких розподіл поля вздовж поперечної осі являє собою стоячі хвилі, тобто описується функціями  $\sin \alpha x$  та  $\cos \alpha x$ .

Компоненти  $E_y$  і  $E_z$  електричного поля цих хвиль перетворюються в нуль у площинах  $x = \cos \alpha z$ , розміщених одна від одної на відстані  $b_c$ , яка дорівнює

$$b_c = n \frac{\pi}{\alpha}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.7)$$

Такі несиметричні поверхневі хвилі поширюються вздовж діелектричної пластини, яка розміщена між металевими поверхнями, тобто в плоский хвилевод (рис. 2.7)

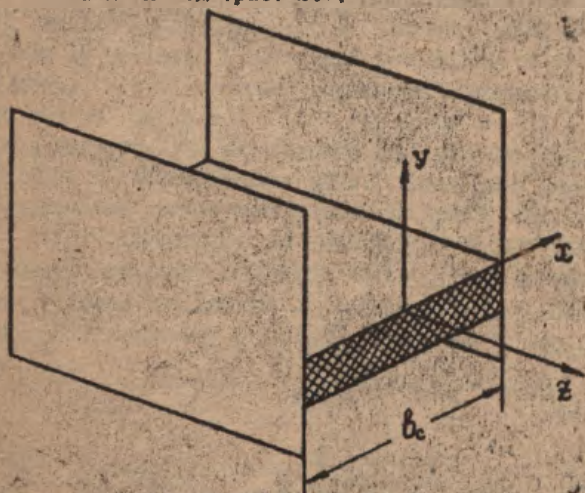


Рис. 2.7. Смуга сповільнючої поверхні, замкнена між двома металевими площинами

Коефіцієнт поширення несиметричних хвиль у цьому випадку залежить як від типу поверхневої хвилі, який характеризується індексом  $m$ , так і від ширини плоского хвилеводу  $b_c$ , а також від кількості максимумів  $n$  стоячої хвилі, що зміщуються на відстані  $b_c$ :

$$\delta_{mn} = \sqrt{k^2 + \beta_{m0}^2 - \left(\frac{n\pi}{b_c}\right)^2}. \quad (2.8)$$

Параметр  $\beta_{m0}$ , який характеризує спад поля в напрямку, перпендикулярному до діелектричної пластини, має таку саму величину, що й для симетричної поверхневої хвилі, з індексом  $m$ . При  $n = 0$  вираз (2.8) перетворюється на формулу (2.5), і тому в другому індексі  $\beta$  у рівнянні (2.8) замість  $n$  поставлено нуль. Це справедливо для ізотропних сповільнюючих поверхонь, до яких належить і поверхня діелектричної пластини.

Співвідношення (2.8) можна переписати у вигляді

$$\delta_{mn} = \sqrt{\delta_{m0}^2 - \left(\frac{n\pi}{b_c}\right)^2}, \quad (2.9)$$

де  $\delta_{m0}$  — коефіцієнт поширення симетричної хвилі.

Графіки залежності коефіцієнта сповільнення несиметричних хвиль від напівтовщини діелектрика  $h/\lambda$  наведено: для перших парних  $E$ -хвиль — на рис. 2.8, а; для перших парних  $H$ -хвиль — на рис. 2.8, б; для перших непарних  $E$ -хвиль — на рис. 2.9, а і для перших непарних  $H$ -хвиль — на рис. 2.9, б. Із порівняння рис. 2.5 і 2.8, а також рис. 2.6 і 2.9 видно, що при однакових товщинах діелектрика та діелектричних проникностях коефіцієнти сповільнення симетричних хвиль завжди більші за коефіцієнти сповільнення хвиль несиметричних. Таким чином, несиметричні хвилі мають більшу фазову швидкість, ніж симетричні.

З другого боку, фазова швидкість будь-якої несиметричної хвилі менша за фазову швидкість відповідної хвилі у плоскому хвилеводі без діелектрика. Дійсно, з рівняння (2.8) маємо

$$\delta_{mn} = \sqrt{\delta_n^2 + \beta_{m0}^2}, \quad (2.10)$$

де

$$\delta_n = \sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{b_c}\right)^2} \quad (2.11)$$



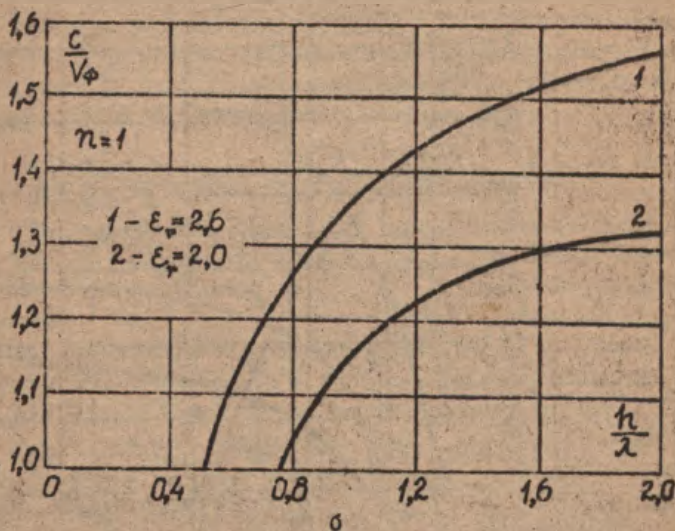
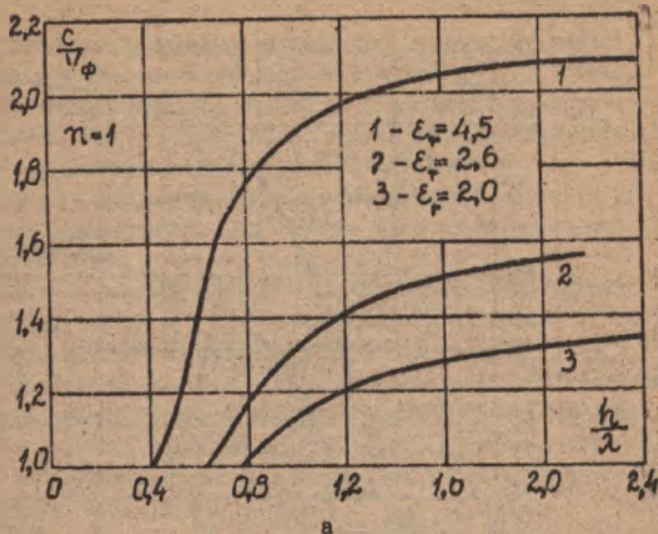


Рис. 2.8. Залежність коефіцієнта сповільнення перших парних несиметричних поверхневих хвиль від напівтовщини діелектрика  $\frac{h}{\lambda}$ : а - для Е-хвиль; б - для Н-хвиль

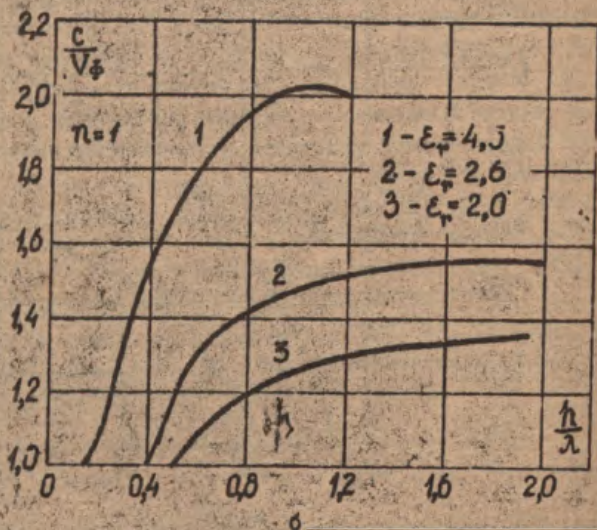
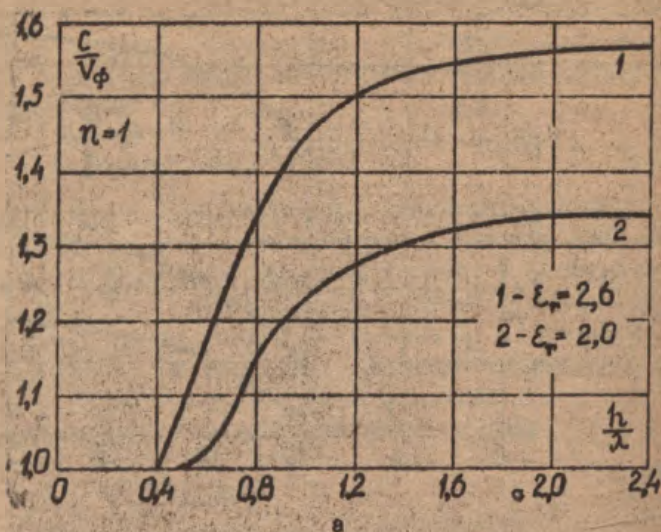


Рис. 2.9. Залежність коефіцієнта сповільнення перших непарних несиметричних поверхневих хвиль від і. півтовщини діелектрика  $\frac{h}{\lambda}$ : а - для Е-хвиль; б - для Н-хвиль

- коефіцієнт поширення  $n$ -ї  $E$ - або  $H$ -хвилі у плоскому хвилеводі.

Отже, фазова швидкість несиметричної поверхневої хвилі, яка поширюється вздовж діелектричної пластини між металевими поверхнями, менша за фазову швидкість відповідної хвилі у плоскому хвилеводі (яка, в свою чергу, більша за швидкість світла), але більша за фазову швидкість симетричної хвилі з таким самим індексом  $m$  (її швидкість менша за фазову швидкість світла). Таким чином, несиметричні хвилі можуть бути як прискореними, так і сповільненими.

В антенах з осьовим випромінювачем можна застосовувати тільки сповільнені хвилі, тому для використання в таких антенах несиметрична хвиля повинна задовольняти умову  $V_{\phi} < C$ . Уздовж діелектричної пластини, розміщеної між металевими площинами, крім несиметричних хвиль можуть поширюватись і симетричні поверхневі  $H$ -хвилі. Завдяки відсутності в них складових вектора  $E$ , паралельних площинам, останні не чинять впливу на фазову швидкість.

Практичний інтерес становлять нижча симетрична  $H$ -хвиля (непарна) та нижча несиметрична  $E$ -хвиля ( $E_{11}$ ). Остання характерна тим, що її загасання, викликане втратами в металевих отінках, зменшується із зростанням частоти аналогічно втратам хвилі  $H_{01}$  у круглому та  $H_1$  у плоскому хвилеводах [11].

### 2.3. Діелектрична пластинка на металевій підкладці

Поверхневі хвилі, які поширюються вздовж пластини товщиною  $h$ , що лежить на ідеально провідному металі (рис. 2.10), ідентичні непарним  $E$ - та парним  $H$ -хвилям у діелектричній пластині товщиною  $2h$ . Коефіцієнти поширення кожної з цих хвиль можна визначити розв'язанням відповідних характеристичних рівнянь (2.1) - (2.4). Для діелектриків з  $\epsilon_r$ , які лежать у межах від 2 до 2,6, коефіцієнти сповільнення можна знайти за кривими рис. 2.5,б, рис. 2.8,б та рис. 2.6,а, рис. 2.9,а. Тільки основна поверхнева хвиля  $E_0$  може поширюватись при наскільки завгодно малій її товщині (рис. 2.11).

Коефіцієнт сповільнення для цієї хвилі має вигляд [7]



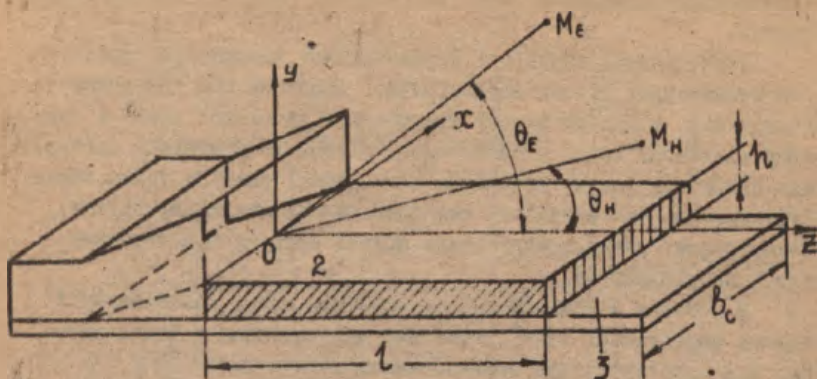


Рис. 2.10. Антена п поверхної хвилі з діелектричною пластинкою на металевій підкладці

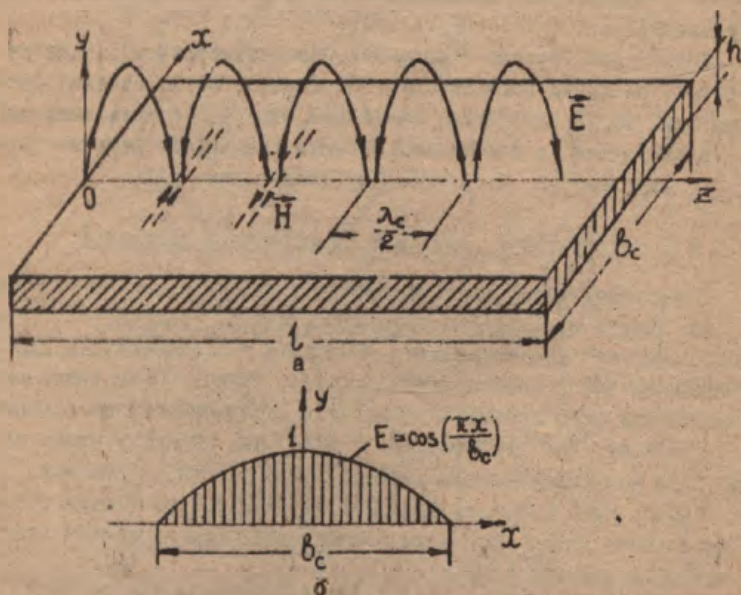


Рис. 2.11. Електромагнітне поле поверхньої антени: а - конфігурація поля; б - амплітудний розподіл електричного поля вздовж осі  $OX$  при обмеженій ширині пластини

$$\xi = \frac{C}{V_\varphi} = 1 + \frac{k^2 h^2}{2} \left[ \left( \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^2 + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \frac{\Delta}{h} \right], \quad (2.12)$$

де  $\epsilon_2$  - діелектрична проникність шару діелектрика (див. табл. Д.2.1 в [12]);  $\epsilon_1$  - діелектрична проникність навколишнього середовища (для повітря  $\epsilon_1 = \epsilon_0$ );  $\Delta = \sqrt{2/\omega\mu_1\sigma_1}$  - товщина скін-шару в металі;  $\sigma_1$  - провідність металеві поверхні (див. табл. Д.3.1 в [12]);  $\mu_1$  - магнітна проникність металу (звичайно  $\mu_1 = \mu_0$ ).

При дуже малій товщині пластини хвиля  $E_0$  перетворюється н. плоску хвилю, поляризовану перпендикулярно до провідної пластини. Ніяка Н-хвиля може поширватись лише за умови

$$h > h_{кр} = \lambda/4 \sqrt{\epsilon_r \mu_r - 1}. \quad (2.13)$$

#### 2.4. Ребриста плоска поверхня

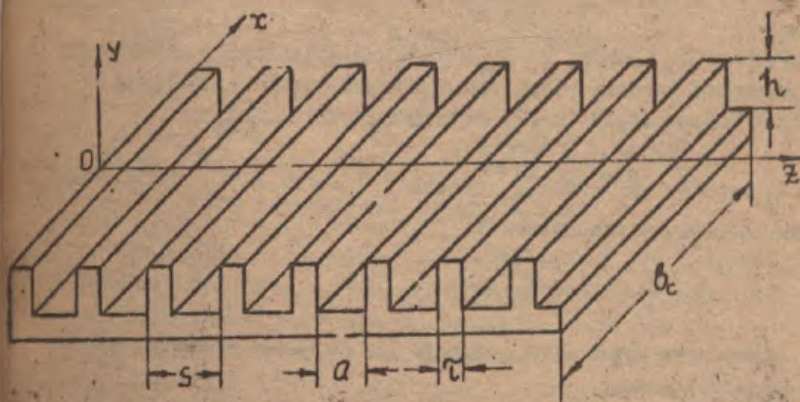


Рис. 2.12. Ребриста спрямовува поверхня АПХ

Уздовж ребристої (гофрованої) плоскої поверхні (рис. 2.12) у напрямку, перпендикулярному до ребер (вздовж ОХ), можуть поширватись симетричні поверхневі Е-хвилі. Умови їх поширення такі:

$$s < \frac{\lambda}{2}; \quad h_{кр} > h. \quad (2.14)$$

Через періодичність ребристої структури поверхнева хвиля являє собою суперпозицію просторових гармонік

$$A_n e^{-i\gamma_n z} e^{-i\beta_n y}, \quad (2.15)$$

де

$$\begin{aligned} \gamma_n &= \gamma_0 + \frac{2\pi n}{s}; \quad -\infty < n < \infty; \\ -\frac{\pi}{s} &< \gamma_0 < \frac{\pi}{s}; \quad \beta_n^2 = \gamma_n^2 - k^2. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Проте при достатньо малому періоді структури ( $s \ll 0,1\lambda$ ) можна вважати, що поверхнева хвиля визначається тільки основною гармонікою ( $n = 0$ ). Це відповідає заміні ребристої структури еквівалентною сповільнюючою поверхнею.

Коефіцієнт сповільнення знаходиться з характеристичного рівняння нульового наближення [13]

$$\frac{F}{k} = \frac{a}{s} \frac{W_D}{W_0} \operatorname{tg} k_D h. \quad (2.17)$$

де величини  $k_D = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$  і  $W_D = \sqrt{\mu/\epsilon}$  характеризують діелектрик, який заповнює канавки ребристої структури. Якщо діелектрика в канавках немає, вираз (2.17) спрощується до вигляду

$$\frac{F}{k} = \frac{a}{s} \operatorname{tg} kh. \quad (2.18)$$

звідки коефіцієнт сповільнення

$$\xi = \frac{\gamma}{k} = \sqrt{1 + \left(\frac{a}{s}\right)^2 \operatorname{tg}^2 kh}. \quad (2.19)$$

Поверхнева хвиля може існувати при глибинах канавок, які знаходяться у межах

$$m\pi < k_D h < (2m+1)\frac{\pi}{2}. \quad (2.20)$$

На практиці використовують поверхні з мідками канавками ( $m = 0$ ), і тоді умова існування поверхневих хвиль має вигляд

$$h < \lambda_D/4. \quad (2.21)$$

При  $h \rightarrow \lambda_D/4$  настає глибинний резонанс і  $\xi \rightarrow \infty$ , тобто



сповільнення необмежено зростає. Це справедливо при дуже малому періоді структури ( $h/s \rightarrow \infty$ ).

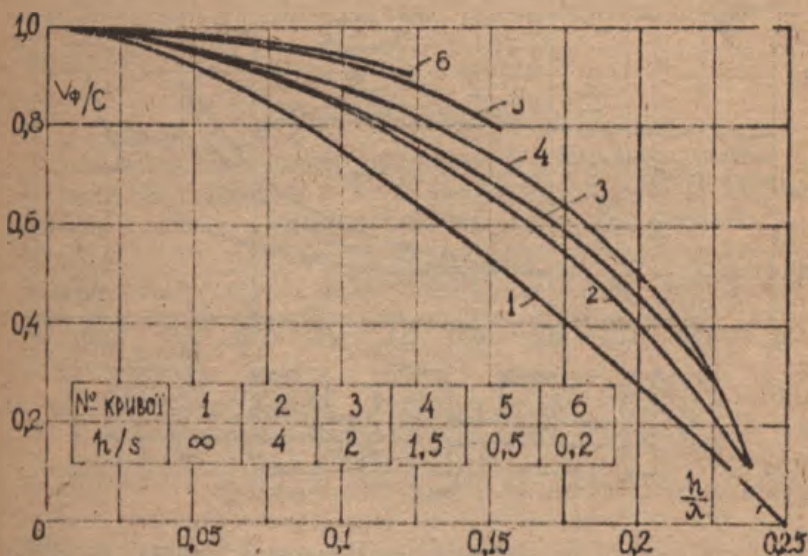


Рис. 2.13. Зміна фазової швидкості залежно від глибини канавки при нескінченно тонких ребрах

У реальних структурах зрив поверхнової хвилі відбувається при  $h < \lambda/4$ , а сповільнення зростає до певних скінченних значень. Залежності величини, оберненої до сповільнення, від глибини канавок, розраховані за точними виразами, наведено на рис. 2.13. Ці криві відповідають структурам з нескінченно тонкими ребрами ( $a/s = 1$ ). Вплив товщини ребер на коефіцієнт поширення характеризують криві, зображені на рис. 2.14. Збільшення товщини ребер помітно виявляється тільки поблизу глибинного резонансу. При незмінній глибині канавок воно приводить до зменшення сповільнення, але останнє помітно виявляється тільки при  $a/s < 0,5$ . Звідси дійсно висновок, що при товщині ребер, яка дорівнює половині періоду структури, для визначення коефіцієнта сповільнення можна користуватись кривими для структури з нескінченно тонкими ребрами (див. рис. 2.13).

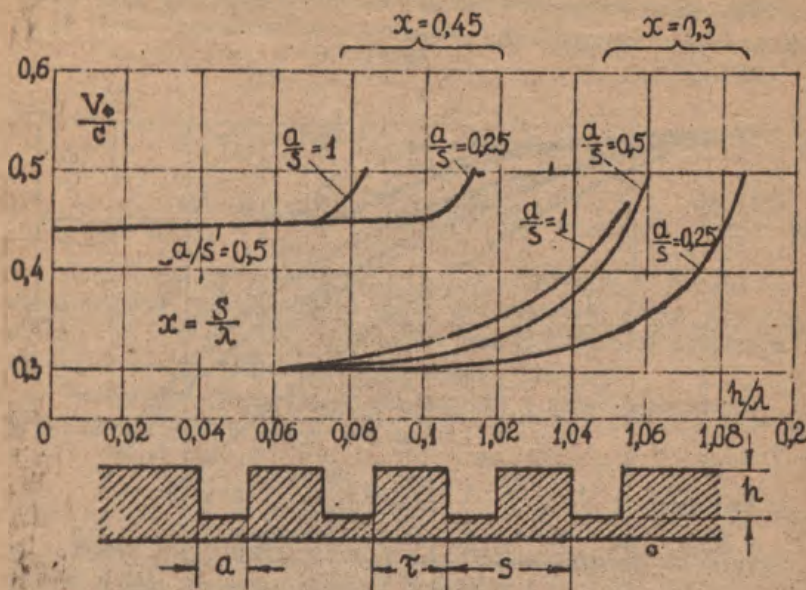


Рис. 2.14. Вплив товщини ребер сповільнючої поверхні на коефіцієнт сповільнення

Якщо ширина  $b_c$  гофрованої поверхні невелика, то фазова швидкість поверхневої хвилі, що поширюється вздовж поверхні, зростає, як і при поширенні хвилі  $H_{10}$  у прямокутному хвилеводі. У цьому випадку коефіцієнт сповільнення необхідно розраховувати за формулою

$$\xi = \frac{c}{V_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{a}{s} \cdot \frac{\lambda_x}{\lambda}\right)^2 \operatorname{tg}^2\left(\frac{\lambda}{\lambda_x} kh\right)}, \quad (2.22)$$

де

$$\lambda_x = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/2b_c)^2}}$$

— довжина хвилі у хвилеводі, в якого ширина стінки, перпендикулярної до електричних силових ліній, дорівнює ширині гофрованої смуги  $b_c$ . Отже, при кінцевій ширині спрямовувача можна зважа-

ти, що вздовж АПХ поширюється несиметрична хвиля (див. рис. 2.7).

Співвідношення (2.19) і (2.22) точні за наявності великої кількості ребер на довжині хвилі, тобто за умови  $a/\lambda \rightarrow 0$ . Якщо відстані між ребрами більші за  $0,05 \lambda$ , то в ці формули необхідно вводити відносні поправки, які знаходяться за кривими рис. 2.13.

## 2.5. Діаграми спрямованості АПХ

Діаграму спрямованості АПХ можна одержати за загальним правилом (Бонч-Бруевича), тобто помноженням ДС решітки випромінювачів з об'ючою хвилею  $F_c(\theta)$ , яка описується виразами (1.16) - (1.20) за наявності загасання або формулою (1.17) за відсутності загасання, на ДС елементарної ділянки антени.

Тоді за відсутності загасання для Е-хвиль маємо:

- у площині Е

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta) F_c(\theta) = \cos \theta \frac{\sin \left[ \frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{\xi - \cos \theta} \frac{\xi - 1}{\sin \left[ \frac{\pi L}{\lambda} (\xi - 1) \right]}, \quad (2.23)$$

де

$$F_{1E}(\theta) = \cos \theta \quad (2.24)$$

- ДС елементарної ділянки антени у площині Е;  $\theta$  - кут між віссю антени  $OZ$  і напрямком на точку, яка лежить у площині  $yz$  (на рис. 2.10 це -  $\theta_E$ );

- у площині Н

$$F_H(\theta) = F_{1H}(\theta) F_c(\theta) =$$

$$= \frac{\cos \left( \frac{\pi b_c}{\lambda} \sin \theta \right)}{1 - \left( \frac{2b_c}{\lambda} \sin \theta \right)^2} \frac{\sin \left[ \frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{\xi - \cos \theta} \frac{\xi - 1}{\sin \left[ \frac{\pi L}{\lambda} (\xi - 1) \right]}, \quad (2.25)$$

де

$$F_{1H}(\theta) = \frac{\cos \left( \frac{\pi b_c}{\lambda} \sin \theta \right)}{1 - \left( \frac{2b_c}{\lambda} \sin \theta \right)^2} \quad (2.26)$$

- ДС елементарної смуги у площині Н;  $\theta$  - кут між віссю



$Ox$  і даним напрямком у площині  $xz$  (на рис. 2.10 це - кут  $\theta_n$ ).

За наявності загасання (особливо це стосується АПХ з діелектричною пластинкою) для множини систем біжучої хвилі слід користуватися формулою (1.18) разом із співвідношеннями (1.6), (1.7) і (1.19), (1.20). Вплив загасання полягає в тому, що чим швидше спадає амплітуда поля від початку антени до її кінця, тим ширша головна пелюстка ДС і більші рівні бокових пелюсток. Але розширення головної пелюстки і зростання рівня бокових пелюсток незначні. Головна особливість ДС за наявності загасання полягає у відсутності нульових значень поля, тобто у злитті головної та бокових пелюсток у криву із слабо виявленими точками екстремумів. При цьому, чим більше коефіцієнт загасання, тим слабше виявлені екстремальні точки. Бокові максимуми неперервно спадають із зростанням  $\alpha$  (див. рис. 1.3).

Поле випромінювання для хвилі можна розрахувати так само, як і для хвилі  $E$ . Різниця між двома антенами полягає в тому, що у випадку хвилі типу  $H$  при будь-якій довжині підкладки головної пелюстка ДС відхилена від осі  $Oz$ . Це пояснюється тим, що дотична складова електричного вектора у розкритій антені паралельна осі  $Ox$  (див. рис. 2.10), отже, ДС елементарного випромінювача у площині  $YOz$  треба розраховувати, як для елементарної шілки у  $H$ -площині, за формулою [9]

$$F_{1n}(\theta) = \sin \theta. \quad (2.27)$$

Таким чином, випромінювання вздовж екрана (при  $\theta = 0^\circ$ ) не буде.

Кут відхилення головної пелюстки  $\theta_{max}$  відносно площини екрана можна визначити за допомогою трансцендентного рівняння [11]

$$\operatorname{ctg} \theta_{max} = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta_{max} (\operatorname{ctg} u_{max} - 1/u_{max}), \quad (2.28)$$

де

$$u_{max} = \frac{\pi L}{\lambda} (\cos \theta_{max} - \xi). \quad (2.29)$$

: У першому наближенні можна вважати, що  $\theta_{max}$  дорівнює ширині головної пелюстки на рівні половинної потужності. Кут зменшується із зростанням сповільнення, а також з подовженням

антеня [II].

## 2.6. Поверхневий опір і коефіцієнти загасання АПХ

Поверхневу хвилю прийнято характеризувати так званим поверхневим опором  $Z_s$ , під яким розуміють відношення дотичних до поверхні розгладі складових електричного та магнітного векторів поля в повітрі. У випадку плоскої хвилі

$$Z_s = R_s + iX_s = E_z / H_x. \quad (2.30)$$

Дійсна частина поверхневого опору  $R_s$  характеризує фазову швидкість поширення хвиль у напрямку нормалі до поверхні межі, а уявна частина  $X_s$  - ступінь спадання поля в цьому напрямку. В антенних пристроях, які використовують спрямовувчі поверхні порівняно малого розміру, бажано мати поверхню, яка характеризується відсутністю поширення в напрямку нормалі до поверхні межі, і наявністю швидкого загасання хвилі в цьому напрямку, бо в такому випадку енергія сконцентрована біля поверхні і хвиля буде поширюватись тільки вздовж неї. У протилежному разі повинно мати місце безпосереднє випромінювання в простір від збуджувача поверхневої хвилі. Отже, в антенних пристроях бажано мати поверхню з чисто уявним поверхневим опором [4].

Для АПХ з діелектричною пластинкою та металевим підкладком

$$Z_s = \frac{\omega \mu_0}{2} \Delta + i \omega \mu_0 \left( \frac{\epsilon_2 - \epsilon_0 h}{\epsilon_2} + \frac{\Delta}{2} \right), \quad (2.31)$$

де позначення такі самі, як і в рівнянні (2.12).

З виразу (2.31) видно, що у випадку ідеального провідника з  $\Delta = 0$ , покритого тонким шаром ідеального діелектрика, можна одержати чисто уявну величину поверхневого опору. В дійсних умовах хорошого провідника виявляється значна перевага уявної складової над дійсною, але загасання в напрямку перпендикуляра до АПХ існує.

Використовуючи зв'язок [3, 4]

$$Z_s = i \beta_n / \omega \epsilon_0, \quad (2.32)$$

де  $\beta_n$  - коефіцієнт поширення в напрямку, перпендикулярному до спрямовувача, знаходимо

$$\beta_n = k^2 \left( \frac{\epsilon_z - \epsilon_0}{\epsilon_z} h + \frac{\Delta}{2} \right) - i k^2 \frac{\Delta}{2}. \quad (2.33)$$

Отже, коефіцієнт загасання в цьому напрямку

$$\alpha_n = k^2 \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} h + \frac{\Delta}{2} \right). \quad (2.34)$$

Таким же способом можна визначити, що коефіцієнт поширення вздовж діелектричної поверхні дорівнює

$$\gamma_n = -i \frac{k^2 h^2}{2} \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} \frac{\Delta}{h} + \frac{\Delta^2}{2h^2} \right) + k \left[ 1 + \frac{k^2 h^2}{2} \left[ \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} \right)^2 + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} \right] \right]. \quad (2.35)$$

Перша складова (2.35) дає коефіцієнт загасання в цьому напрямку

$$\alpha_T = \frac{k^2 h^2}{2} \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} \frac{\Delta}{h} + \frac{\Delta^2}{2h^2} \right). \quad (2.36)$$

оскільки залежність від  $x$  має вигляд  $e^{i\gamma_n x}$  (див. формулу (2.15)), а друга складова визначає фазовий коефіцієнт, від якого залежить коефіцієнт сповільнення (див. формулу (2.12)).

Параметри гофрованої поверхні обчислюються такими співвідношеннями:

- коефіцієнт поширення вздовж нормалі до спрямовуючої поверхні

$$\beta_n = \alpha_n = \frac{ka}{a+\tau} \operatorname{tg} kh, \quad (2.37)$$

або

$$\beta_n = \alpha_n = \frac{ka}{a+\tau} \frac{\lambda_x}{\lambda} \operatorname{tg} \left( \frac{\lambda}{\lambda_x} kh \right) \quad (2.38)$$

(видно, що ці вирази водночас визначають і коефіцієнт загасання в цьому напрямку);

- коефіцієнт поширення вздовж спрямовуючої поверхні

$$\gamma_n = k \sqrt{1 + \left( \frac{a}{a+\tau} \operatorname{tg} kh \right)^2}, \quad (2.39)$$

або

$$\gamma_n = k \sqrt{1 + \left( \frac{a}{a+\tau} \frac{\lambda_x}{\lambda} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \left( \frac{\lambda}{\lambda_x} kh \right)}. \quad (2.40)$$



(див. формули (2.19) і (2.22));

- поверхневий опір

$$Z_s = \frac{ika}{\omega \mu_0 (a + \tau)} \operatorname{tg} kh, \quad (2.41)$$

або

$$Z_s = \frac{ika}{\omega \mu_0 (a + \tau)} \frac{\lambda_x}{\lambda} \operatorname{tg} \left( \frac{\lambda}{\lambda_x} kh \right). \quad (2.42)$$

При виведенні виразів (2.37) - (2.40) припускалося, що канавки прорізані в ідеальному провіднику, через що поверхневий опір виявляється чисто умовним. Насправді він має невелику дійсну складову, тобто відбувається деяке випромінювання поверхневої хвилі при її поширенні [3].

## 2.7. Порядок розрахунку АПХ

1. Якщо АПХ призначена для РЛС, звичайно задаються такі дані: відстань до цілі  $R$ , потужність передавача  $P_1$ , еквівалентна відбивальна поверхня  $S_0$ , потужність на вході приймача  $P_{вх}$ , середня довжина хвилі  $\lambda$ , смуга пропускання  $2\Delta f/f$  або  $2\Delta\lambda/\lambda$ . Тоді з формули далькості [14] визначаємо КП антени, яка розраховується:

$$G_m = \frac{8\pi R^2}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi P_{вх}}{P_1 S_0}}. \quad (2.43)$$

Покладаючи ККД АПХ  $\eta_A = 1$ , за відомим рівнянням  $G_m = D_m \eta_A$  знаходимо, що  $D_m = G_m$ .

2. Якщо ширина головної пелюстки ДС задана за половинною потужністю у площинах  $E$  та  $H$ , тобто  $2\theta_{0,5E}^\circ$ ,  $2\theta_{0,5H}^\circ$  (див. рис. 2.10), то КСД обчислюємо за допомогою виразу (1.45):

$$D_m = \frac{26000 \dots 30000}{2\theta_{0,5E}^\circ \cdot 2\theta_{0,5H}^\circ}. \quad (2.44)$$

3. Якщо ширина головної пелюстки у площинах  $E$  та  $H$  повинна бути однаковою ( $2\theta_{0,5E}^\circ = 2\theta_{0,5H}^\circ = 2\theta_{0,5}^\circ$ ), то КСД визначимо за тією самою формулою

$$D_m = \frac{26000 \dots 30000}{[2\theta_{0,5}^\circ]^2}. \quad (2.45)$$

4. Оптимальну довжину антени  $l_{opt}$  - розраховуємо за співвідношенням (1.34)

$$l_{opt} = \frac{D_m \lambda}{(7 \dots 8)}$$

6. Згідно з рівнянням (1.35) довжина антени не повинна перевищувати  $(5 \dots 7) \lambda$ . Якщо це не так, антену необхідно скласти з  $n$  або навіть з  $n \cdot m$  секцій, де  $n$  - кількість АПХ у ряді,  $m$  - кількість рядів (поверхів), тобто використати зв'язок

$$l_{opt} = n l_{1opt}$$

або

$$l_{opt} = (n \cdot m) l_{1opt}$$

де  $l_{1opt}$  - довжина однієї секції, яка дорівнює

$$l_{1opt} = (5 \dots 7) \lambda$$

Наприклад, за формулами (2.43), (2.44) одержано  $l_{opt} = 12 \lambda$ . Стало, АПХ складатиметься з двох секцій ( $n = 2$ ) довжиною  $l_{1opt} = 6 \lambda$ . Якщо одержано  $l_{opt} = 24 \lambda$ , то АПХ складатиметься з двох поверхів ( $m = 2$ ) по дві секції ( $n = 2$ ) у поверхі. У такому разі необхідно передбачити або хвилеводний перехід (рис. 2.15), або хвилеводне розгалуження (рис. 2.16).

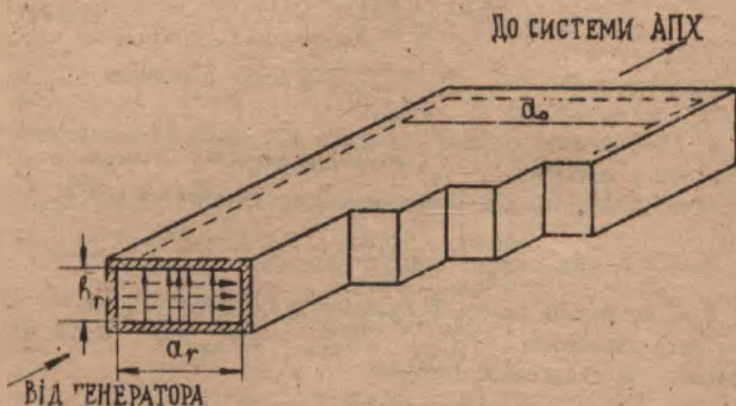


Рис. 2.15. Ступінчастий хвилеводний перехід у площині М

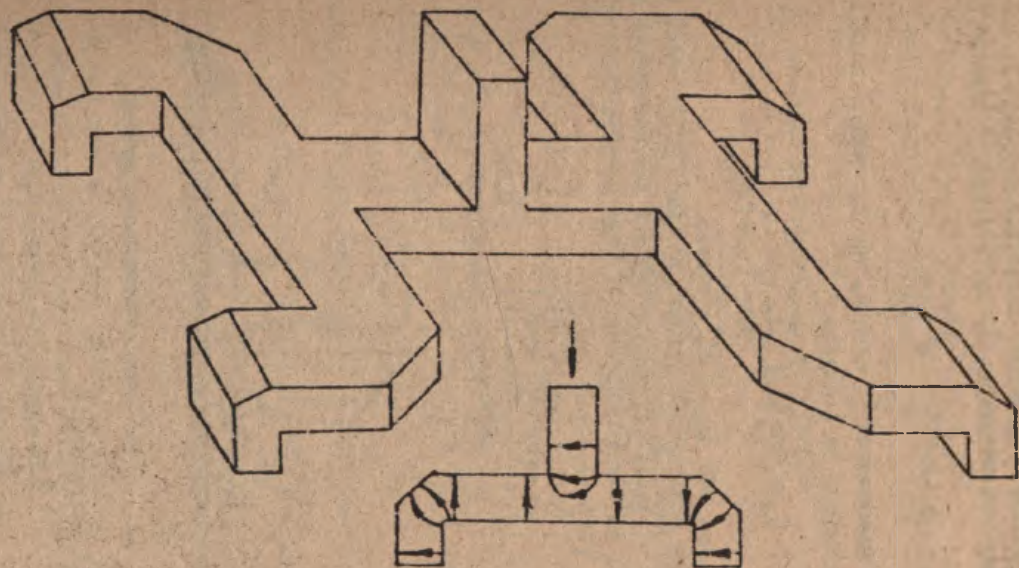


Рис. 2.16. Хвиеводне розгалуження для з'явлення площинної решітки в АПХ



Горядок розрахунку хвилеводних переходів наведено у [12, 15].

6. Ширину спрямовувача  $b_c$  обчислюємо за виразом [7]

$$b_c = \frac{D_m \lambda}{10} \sqrt{\frac{\lambda}{l_{\text{онт}}}}$$

Якщо антена складається із секцій, то  $b_{c1}$  кожної секції необхідно розраховувати за формулою

$$b_{c1} = \frac{D_{m1} \lambda}{10} \sqrt{\frac{\lambda}{l_{\text{онт}}}}$$

де  $D_{m1} = D_m/n$ , або  $D_{m1} = D_m/(n \times m)$ .

7. Висоту збуджувачого рупора  $H$  (рис. 2.17) треба вибрати за умови, що амплітуда поля у верхній частині рупора дорівнює 10 дБ від величини напруженості поля на поверхні спрямовувача, тобто [16]

$$F_r(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin\theta\right)}{\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin\theta} \Bigg|_{\theta=\alpha} = 0,316$$

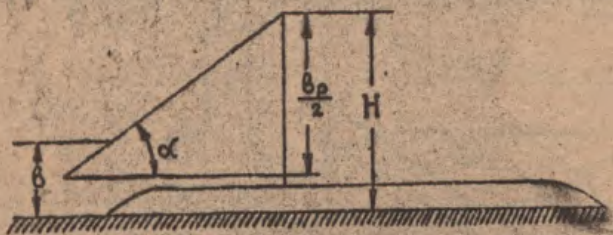


Рис. 2.17. Висота збуджувачого рупора

За табл. Д.І.І визначаємо

$$\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin\theta \Bigg|_{\theta=\alpha} = 2,32$$

Половина кута розкриття рупора звичайно знаходиться в межах  $\alpha = 30 \dots 45^\circ$ . Покладаючи  $\alpha = 30^\circ$ , маємо  $b_p = 4,64 \lambda/\pi$ .

Отже,

$$H = \frac{1}{2} (b_p + b),$$

де  $b$  - внутрішній розмір вузької стінки хвилеводу, який за заданими довжиною хвилі та смугою частот можна знайти з табл. 7.11 в [7] або з табл. Д.1 в [5].

8. Коефіцієнт сповільнення  $\xi$  обчислимо за виразом

$$\xi_{\text{онт}} = 1 + \frac{\lambda}{2l_{\text{онт}}},$$

якщо АПХ має один спрямовувач, і за формулою

$$\xi_{\text{онт}} = 1 + \frac{\lambda}{2l_{\text{1онт}}},$$

якщо АПХ складається з декількох секцій.

9. Якщо антена виконується шляхом нанесення діелектричного шару на металеву поверхню, обчислимо товщину шару  $h$  з (2.12):

$$h = \left( \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2} \right) \left[ \frac{\Delta}{2} + \sqrt{\left( \frac{\Delta}{2} \right)^2 + \frac{2}{k^2} (\xi_{\text{онт}} - 1)} \right].$$

Якщо використовується гофрована поверхня, виберемо відстань між виступами  $a$  та товщину виступів  $\tau$  у межах (для першого варіанта розрахунку)

$$a = \tau \in (0,05 \dots 0,1) \lambda$$

і розраховуємо висоту виступів  $h$  з рівняння (2.22):

$$h = \frac{1}{k} \cdot \frac{\lambda_x}{\lambda} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda_x} \frac{a + \tau}{a} \sqrt{\xi_{\text{онт}} - 1} \right\},$$

де  $\lambda/\lambda_x = \sqrt{1 - (\lambda/2b_c)^2}$  - відношення довжини хвилі в АПХ нескінченної ширини до довжини хвилі в антені, ширина якої дорівнює  $b_c$ .

10. За допомогою графіків (див. рис. 2.13, 2.14) вносимо відносну поправку в значення фазової швидкості  $V_e$ ; якщо поправка велика, виконуємо відповідні зміни у співвідношеннях між  $a$ ,  $\tau$  та  $h$  і здійснюємо перерахунок.

11. У випадку діелектричного спрямовувача коректування коефіцієнта сповільнення можна зробити (див. підрозд. 2.3) за допомогою графіків рис. 2.8, б і 2.9, а (якщо, звичайно, вибрані  $\xi$  та

виповідають наведеним на цих рисунках).

12. Для АПХ з діелектричною пластинкою за формулою (2.34) обчислюємо коефіцієнт загасання  $\alpha_n$  у напрямку, перпендикулярному до спрямовувача,  $\hat{i}$  за виразом

$$E_y(y) = e^{-\alpha_n y}, \quad (2.46)$$

де  $y = 0 \dots b_p/2$ , будемо залежність  $E_y(y)$  у цьому напрямку.

13. Для такої ж АПХ за рівнянням (2.36) розраховуємо коефіцієнт загасання  $\alpha_T$  у напрямку вздовж спрямовувача  $\hat{i}$  за виразом

$$E_y(z) = e^{-\alpha_T z},$$

де  $z = 0 \dots l$ , будемо залежність  $E_y(z)$  у цьому напрямку.

14. ККД такої АПХ визначаємо за формулою

$$\eta_A = \exp(-2\alpha_T l).$$

Якщо одержане значення  $\eta_A$  значно відрізняється від одиниці, необхідно задане у п.1 значення  $\eta_A = 1$  відкоректувати і зробити: перерахунок за п. 2 - 13.

15. Для АПХ з ребристою структурою за співвідношенням (2.38) обчислюємо коефіцієнт загасання  $\alpha_n$  у напрямку, перпендикулярному до спрямовувача,  $\hat{i}$  за виразом (2.46) будемо залежність  $E_y(y)$  у цьому напрямку.

16. Якщо АПХ має один спрямовувач  $\hat{i}$  загасання не враховується, її ДС у площинах  $E$  та  $H$  розраховуємо за формулами (2.23) і (2.25).

При побудові наближених ДС необхідно на одній координатній сітці зобразити для  $E$ -площини множники  $F_C(\theta)$  і  $F_{1E}(\theta)$ , а для  $H$ -площини -  $F_C(\theta)$  і  $F_{1H}(\theta)$ . Множник  $F_C(\theta)$  є загальним для обох ДС, тому бажано розрахунок починати з нього. Для цього треба скористатись рівняннями (1.21) - (1.23), тобто знайти напрямки нульових і максимальних випромінювань і рівень бокових пелюсток, нанести ці значення на координатну сітку та з'єднати їх плавною кривою.

У площині  $E$  на цю ж сітку нанести значення  $F_{1E}(\theta) = \cos \theta$  і графічно перемножити  $F_C(\theta)$  і  $F_{1E}(\theta)$ .

У площині  $H$  на координатну сітку спочатку нанести значення  $F_C(\theta)$  і з'єднати їх плавною кривою, а потім розрахувати множник  $F_{1H}(\theta)$ . Для цього необхідно проаналізувати



ник, тобто знайти:

- значення кутів, для яких випромінювання відсутнє,

$$\theta_0 = \arcsin \left( \frac{2m+1}{2} \frac{\lambda}{b_c} \right), \quad m = 1, 2, 3, \dots; \quad (2.47)$$

- значення кутів, які відповідають максимумам бокових пелюсток,

$$\theta_m = \arcsin \left[ (m+1) \frac{\lambda}{b_c} \right]; \quad (2.48)$$

- рівень бокових пелюсток

$$|F_{1n}(\theta_m)| = \left| \frac{1}{1 - [2(m+1)]^2} \right|$$

(треба пам'ятати, що всі парні пелюстки ДС повинні бути синфазними з головною пелюсткою, тобто додатними, а всі непарні - протифазними, тобто від'ємними).

Одержані значення для  $F_{1n}(\theta)$  нанести на координатну сітку, з'являти її плавною кривою і графічно перемножити з кривою  $F_c(\theta)$ .

17. За наявності досить значного загасання (це стосується АПХ з діелектричним спрямовувачем) множителем  $F_c(\theta)$  в обох площинах необхідно взяти вираз (1.18) разом з рівняннями (1.6), (1.7) і (1.19), (1.20). Оскільки формула для  $F_c(\theta)$  виявляється досить складною, при її обчисленні необхідно використовувати ЕОМ. Подальший розрахунок  $F_E(\theta)$  і  $F_{1n}(\theta)$  збігається з наведеним у п.16.

18. За наявності загасання за рівнянням (1.8) обчислюємо фазову характеристику АПХ.

19. АПХ бажано виконувати з якомога більшою шириною  $b_c$ , оскільки при цьому, по-перше, полегшуються умови збудження поверхневих хвиль, по-друге, звукується ДС антени у площині  $H$  і, по-третє, фазова швидкість стає менш критичною до змін ширини антени (зумовлених неточністю виконання, деформацією та ін.) [7].

З другого боку, при  $b_c = a_p \gg \lambda$  у розкритті рупора з'являються фазові спотворення та хвилі вищих типів, що викликає спотворення ДС і зменшення КСД збуджувача. Якщо фазові спотворення

$$\Delta \Psi = \pi a_p^2 / 4 \lambda R_H > \frac{3\pi}{4},$$

де  $a_p$  - ширина, а  $R_H$  - глибина рупора у площині  $H$ , то можна використати систему  $E$ -площинних секторіальних рупорів (див. рис. 2.18) разом із ступінчастим переходом (див. рис. 2.15). Тоді ДС  $\sqrt{\lambda}$  у  $H$ -площині визначатиметься за формулою

$$F_H(\theta) = F_{IH}(\theta) F_C(\theta) F_n(\theta), \quad (2.49)$$

де  $F_{IH}(\theta)$ ,  $F_C(\theta)$  - такі ж самі, як і в рівнянні (2.25), а  $F_n(\theta)$  дорівнює

$$F_n(\theta) = \sin\left(\frac{n\pi d_r \sin\theta}{\lambda}\right) / n \sin\left(\frac{\pi d_r \sin\theta}{\lambda}\right), \quad (2.50)$$

де  $n$  - кількість рупорів;  $d_r = a_p + t$  - відстань між двома сусідніми рупорами;  $a_p$  - ширина рупора;  $t$  - товщина перегородки між рупорами (див. рис. 2.18).

Розрахунок  $F_n(\theta)$  (див. формулу (2.50)) треба проводити так. Визначаємо:

- напрямки гульових випромінювань

$$\theta_0 = \arcsin\left(\frac{\nu\lambda}{n d_r}\right), \quad \nu = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.51)$$

- напрямки максималних випромінювань

$$\theta_m = \arcsin\left(\frac{2\nu+1}{2} \frac{\lambda}{n d_r}\right), \quad (2.52)$$

- рівень бокових пелюсток

$$F_n(\theta_m) = \frac{1}{n} \frac{1}{\sin\left(\frac{2\nu+1}{2} \frac{\pi}{n}\right)}. \quad (2.53)$$

Одержані значення наносимо на координатку сітку з побудованими  $F_{IH}(\theta)$ ,  $F_C(\theta)$  і перемножуємо з ними. Потрібно тільки мати на увазі, що у виразах (2.47), (2.48) замість  $b_c$  необхідно підставляти  $b_{c1}$ , тобто  $a_p = a$ , де  $a$  - внутрішній розмір широкої стінки збудованого прямокутного хвелеводу (див. рис. 2.18). Загальна ширина АПХ при цьому становить  $b_c = n b_{c1} = n a_p = n a$ .

20. За необхідності створення вузької ДС одночасно у  $E$ -та  $H$ -площинах можна використовувати площинну решітку з АПХ. Наприклад, на рис. 2.19 зображено таку решітку з чотирьох ( $n \times n = 2 \times 2$ ) окремих АПХ; хвелеводне розгалуження для синфазного збудження такої ґратки наведено на рис. 2.16. Для зменшення взаємного зв'язку між окремими АПХ решітки відстані  $d_r$  і

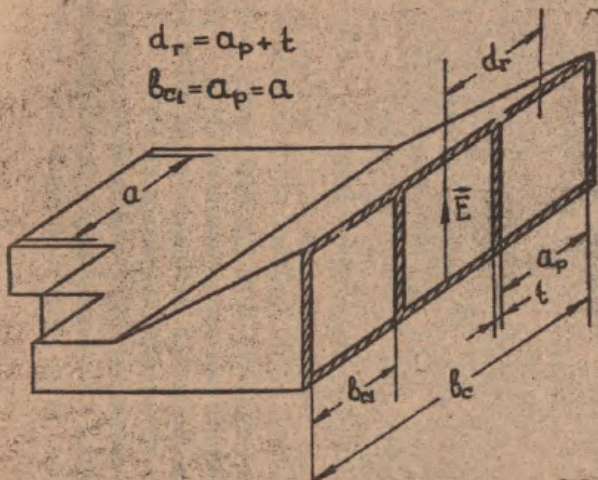


Рис. 2.18. Рупорний збуджувач лінійної решітки з АПХ



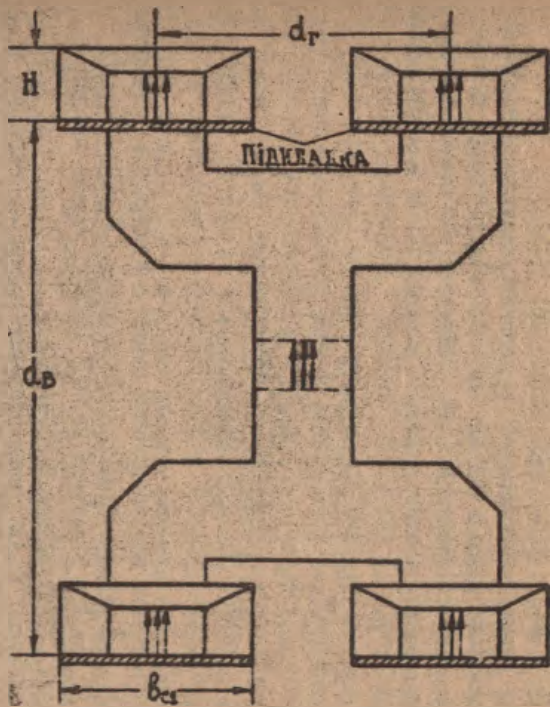


Рис. 2.19. Рупорний збудувач площинної ре-  
 шітки з АПХ

$d_0$  (рис. 2.19) бажано вибрати згідно з рекомендаціями підрозд. 1.5 (тобто з рівняннями (1.54) або (1.56)).

Тоді ДС решітки в площині  $H$  обчислюватиметься за загальною формулою (2.49) разом з (2.50), де  $n$  - кількість АПХ в ряді (у горизонтальній площині),  $d_r$  - відстань між серединами рупорів-збуджувачів у цій площині, а у площині  $E$  - за загальним виразом

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta) F_C(\theta) F_m(\theta),$$

де

$$F_m(\theta) = \frac{1}{m} \frac{\sin\left(\frac{m\pi d_0}{\lambda} \sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_0}{\lambda} \sin\theta\right)}, \quad (2.54)$$

а  $d_0$  - відстань між серединами рупорів-збуджувачів у площині  $E$ ;  $m$  - кількість рупорів у цій площині;  $F_{1E}(\theta)$ ,  $F_C(\theta)$  - такі ж ДС, як і в рівняннях (2.23), (2.24), тільки замість  $l$  у вираз (2.23) необхідно підставляти  $l_1$ .

Розрахунок  $F_m(\theta)$  треба проводити таким же способом, як і розрахунок формули (2.50), тільки при визначенні напрямків нульового та максимального випромінювань і рівня бокових пелюсток у співвідношеннях (2.51) - (2.53) підставляти  $m$  замість  $n$ , а  $d_0$  - замість  $d_r$ .

Загальні ДС решітки обчислюємо після розрахунку  $F_n(\theta)$ ,  $F_m(\theta)$ , нанесення їх на відповідні координатні сітки та перемноження відповідно на  $F_{1n}(\theta)F_C(\theta)$  або на  $F_{1E}(\theta)F_C(\theta)$ .

21. Згідно з п. 16 - 20 визначасмо ДС АПХ на крайніх частотах або довжинах хвилі заданого діапазону:

$$f_{\min} = (1 - \Delta f) f_{\text{сер}}, \quad f_{\max} = (1 + \Delta f) f_{\text{сер}},$$

або

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

22. За розрахованими та побудованими ДС знаходимо ширину ДС "за нулями" та "за половинною потужністю" і рівень перших трьох бокових пелюсток. Аналізуємо вплив зміни частоти (довжини хвилі) на ці вторинні параметри ДС.

23. За методикою [12] розраховуємо збуджувачий пристрій усієї системи - хвилеводно-коаксіальний перехід.

### 3. СПІРАЛЬНІ АНТЕНИ

Спіральні антени, як правило, складаються з таких основних частин (рис. 3.1,а): дротяної спіралі 1, дротяної або суцільної противаги 2, живильного коаксіального фідера 3. У конструкцію антени входять також стержні з діелектрика 4, які надають антені жорсткості, перехідні муфти від кабелю до антени 5, мачта 6 або будь-яка інша споруда, на якій встановлюється антена. За формою спіралі антени можуть бути циліндричними (рис. 3.1,б), багатокутовими [7] або конічними (рис. 3.2,а,б). Один кінець спіралі приєднується до внутрішнього провідника фідера, другий частіше за все лишається вільним, але може з'єднуватися із зовнішнім провідником кабелю за допомогою металевого стержня 3 (рис. 3.2,в). У цьому випадку можливе використання антени без противаги.

Спіралі застосовуються і як самостійні антени середньої спрямованості, і як опромінювачі лізових та параболічних антен або збуджувачів рупорних антен. Використовуються також синфазні антени, складені з великої кількості спіралей (рис. 3.3).

У діапазоні НВЧ розміри спіралі стають досить малими. Тому по дуже високих частотах спіральний провід доцільно розмішувати на циліндричному носії з діелектричного матеріалу. У цьому випадку внаслідок впливу діелектрика розміри спіралісної антени стають ще меншими і ступінь зменшення визначається множенням  $1/\sqrt{\epsilon_r}$ . Сам циліндричний провід спіралі можна замінити вузькою провідною стрічкою. В діапазоні НВЧ противазі у місці хвильлення часто надається конічна форма (див. рис. 3.2,в). При цьому в більшості випадків хвильлення здійснюється за допомогою короткого відрізка коаксіальної лінії, приєднаного до прямокутного хвильводу (див. рис. 3.2,г). Але іноді (особливо на довгих хвилях діапазону НВЧ) противазі надають форму циліндра, який є продовженням зовнішньої обслонки і проходить усередині спіралі (див.рис.3.2,д). У такій конструкції необхідно враховувати емісійний зв'язок спіралі з противагою. В подібному виконанні спіральні антени часто використовуються як опромінювачі дзеркальних антен.

При відповідному виборі розмірів конічна форма спіралі дає можливість одержати ширину смуги пропускання з відношенням 1:4 або навіть ще більше. При цьому як довжина витка спіралі, так і



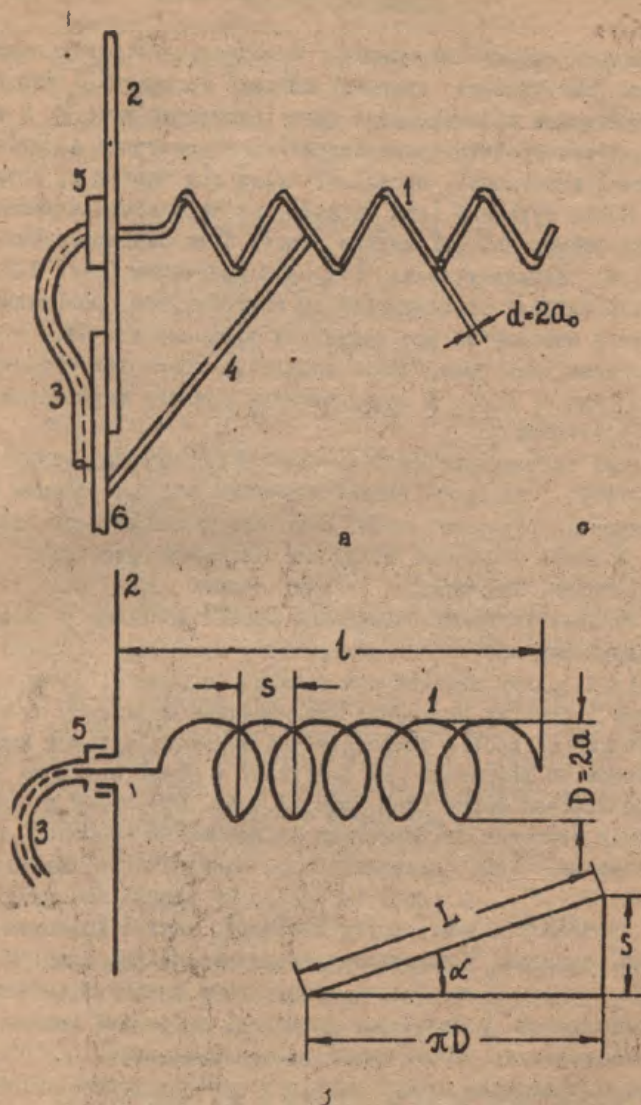


Рис. 3.1. Циліндричні спіральні антени

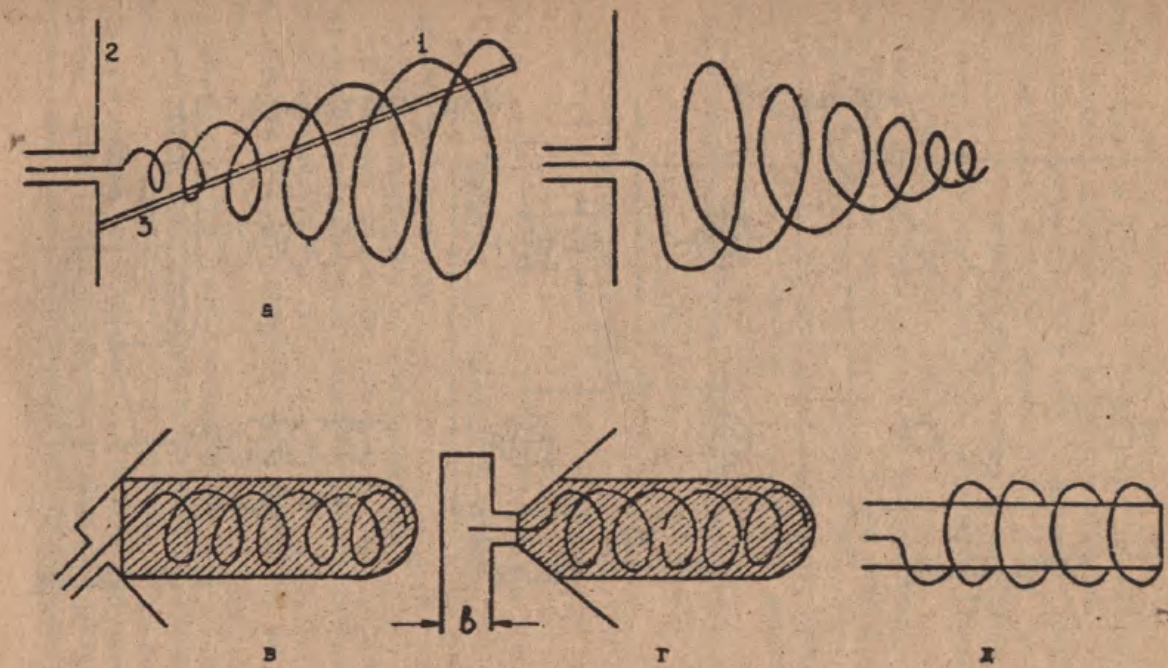
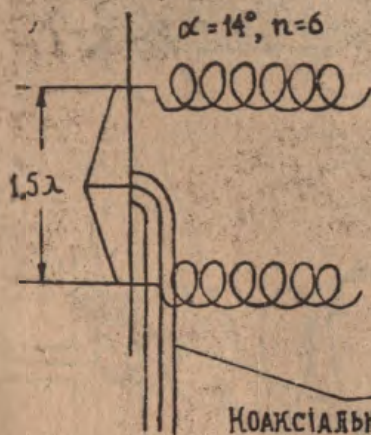
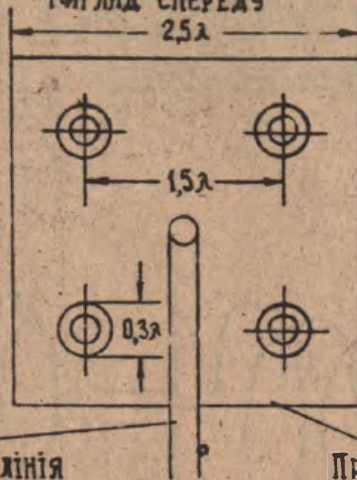


Рис. 3.2. Варіанти виконання спіральних антен

ВИГЛЯД ЗБОКУ



ВИГЛЯД СПЕРЕДУ



ВИГЛЯД ЗЗАДУ

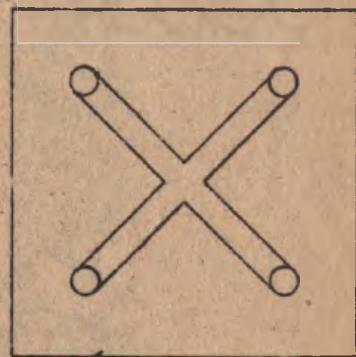


Рис. 3.3. Площинна решітка з чотирьох синфазних спіралей



відстань між ними вздовж осі спіралі змінюється [8].

Екран спіральної антени 2 (див. рис. 3.1, а, б) служить для зменшення струмів на зовнішній оболонці коаксіальної лінії, зняття коливань входного опору в робочому діапазоні, а також для послаблення випромінювання в задніх квадрантах. Розміри екрана (діаметр диска) вибирають у межах  $(0,8 \dots 1,5) l$ , де  $l = (1,5 \dots 2,5) \cdot \lambda$  - довжина спіралі. Екран не обов'язково виконувати із суцільного листа. Його можна виготовляти із системи радіальних і кругових проводів [17].

Параметри циліндричної спіралі, яка розглядається у цьому розділі, позначимо так (рис. 3.1):  $l$  - осьова довжина спіралі,

$D$  - діаметр намотки,  $a = D/2$  - радіус спіралі,  $s$  - відстань між витками,  $L$  - довжина одного витка (див. розгортку на рис. 3.1, б),  $\alpha$  - кут намотки,  $N$  - кількість витків,  $d = 2a_0$  - діаметр проваду спіралі.

Між наведеними параметрами існують такі співвідношення:

$$L = \sqrt{(\pi D)^2 + s^2},$$

$$\alpha = \arctg \frac{s}{\pi D}, \quad (3.1)$$

$$l = Ns.$$

### 3.1. Режим роботи циліндричної спіралі

Введемо такі позначення:

$\lambda$  - робоча довжина хвилі у вільному просторі;

$T_q$  - хвиля струму  $q$ -го типу ( $q = 0, 1, 2, \dots$  - ціле число, яке вказує, скільки періодів хвилі струму укладається вздовж одного витка спіралі);

$V_{\varphi q}$  - фазова швидкість поширення хвилі струму  $T_q$  по проводу спіралі;

$c$  - швидкість світла у вільному просторі;

Відомі три основні режими роботи циліндричної спіральної антени:

І. Якщо довжина витка спіралі  $L < 0,65 \lambda$  (при цьому довжина хвилі  $\lambda > 5D$ ), то в ній переважає хвиля  $T_0$ , яке характеризується зміною фази струму в межах  $360^\circ$  протягом декількох

витків. Хвиля має за довжини спіралі сталу амплітуду та фазову швидкість  $V_{\phi 0} = c$ . Відбиття хвилі  $T_0$  від кінця спіралі приводить до утворення стоячих хвиль, які й формують ДС антени. Максимальне випромінювання для цього випадку утворюється в площині, перпендикулярній до осі спіралі (рис. 3.4,а), і у цій площині воно неспрямоване.

2. Якщо довжина витка лежить у межах  $0,75 \lambda < L < 1,3 \lambda$  (довжина хвилі відповідно дорівнює  $\lambda = 4D \dots 2,2D$ ), то в ній переважає хвиля  $T_1$ , фазова швидкість якої менша за швидкість світла  $V_{\phi 1} = 0,8c$ . Хвиля  $T_1$  інтенсивно випромінюється всіма витками, і тому в спіралі встановлюється об'юча хвиля струму, яка формує максимум випромінювання вздовж осі спіралі (рис. 3.4,б).

Режим осьового випромінювання є основним, що найчастіше використовується, і тому хвиля  $T_1$ , яка є переважною, коли довжина проволу приблизно дорівнює робочій довжині хвилі, називається основною.

3. При довжині витка спіралі, більшої за  $1,5 \lambda$  (у цьому випадку  $\lambda < 2D$ ), у циліндричній спіралі окрім хвилі основного типу  $T_1$  виникають хвилі  $T_2$ ,  $T_3$  та ін. Хвиля  $T_1$  стає загасаючою, в той час як  $T_2$  має сталу амплітуду і є визначальною у випромінюванні. Максимальне випромінювання відбувається у напрямках, які створюють гострий кут відносно осі антени, і просторова діаграма має форму конуса (рис. 3.4,в).

Ширина діапазону осьового випромінювання циліндричної спіралі складає  $\pm 0,3 \lambda$ , при цьому електричні характеристики змінюються неістотно. Конічна спіраль дозволяє розширити цей діапазон у два рази завдяки тому, що область існування основної хвилі  $T_1$  при зміні частоти автоматично переміщується вздовж спіралі [16].

При невеликих кутах намотки  $\alpha$  уздовж регулярної циліндричної спіралі достатньо великого радіуса може поширюватись велика кількість власних хвиль. Це ілюструється діаграмою областей існування у спіральній лінії хвиль різних типів, побудованої в координатах  $k\alpha$  та  $\alpha$  (рис. 3.5). Діаграма показує, що водночас можуть поширюватись максимум три власні хвилі. Але в більшій частині діапазонів переважає яка-небудь одна хвиля. Так, при малих  $k\alpha$ , як уже було відзначено, переважає хвиля  $T_0$ . При збіль-

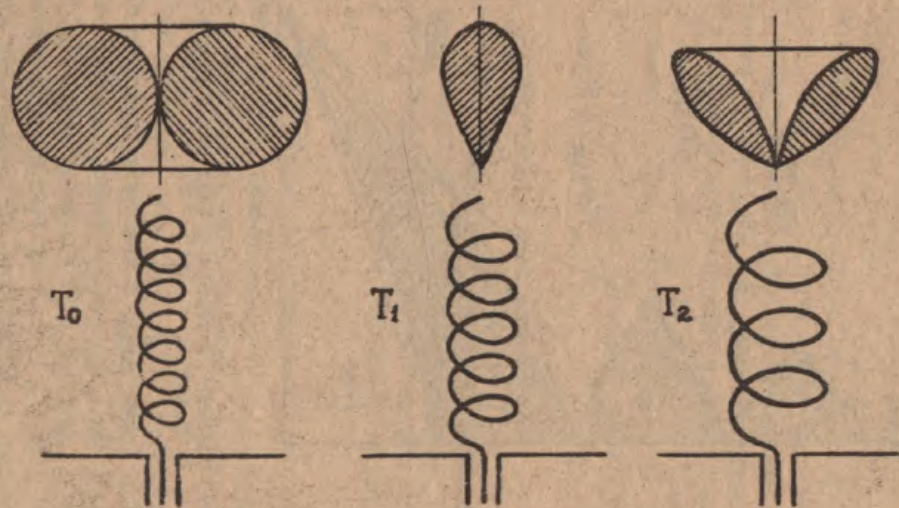


Рис. 3.4. Режимы работы спиральных антенн



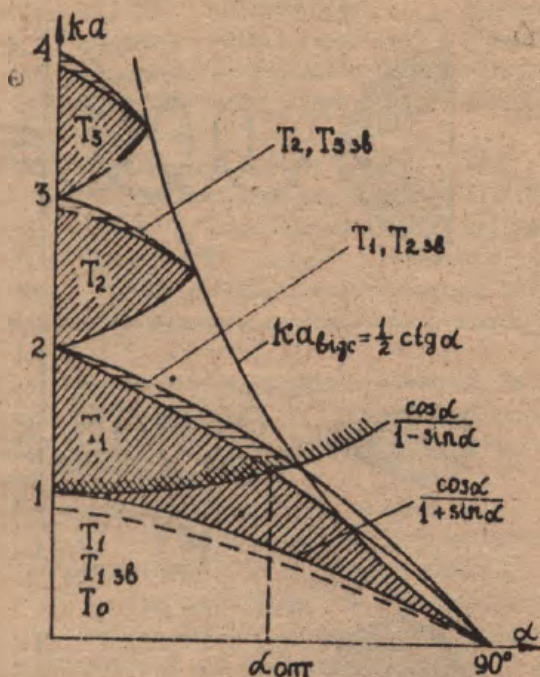


Рис. 3.5. Области існування різних типів хвиль у циліндричних спіралях

шенні  $ka$  хвиля  $T_{13B}$  з'являється практично після досягнення пунктирної лінії (рис. 3.5), тобто в області, що безпосередньо примикає до верхньої межі існування хвилі  $T_0$  (хвиля  $T_{q3B}$  - це хвиля типу  $T_q$ , які поширюються у зворотному напрямку - від кінця спіралі до її початку). У проміжку між пунктирною лінією та верхньою межею області хвиль  $T_0$  та  $T_{13B}$  обидві ці хвилі мають перевагу над хвилею  $T_1$ . Вище цієї межі поширюється тільки хвиля  $T_1$ , на рисунку ця область заштрихована. Вище області хвилі  $T_1$  лежить область одночасного існування хвиль  $T_1$  і  $T_{23B}$ , яка відмічена горизонтальною штриховкою. Але не всю область хвилі  $T_1$  можна використовувати в антені, пов'язано це з тим, що

лівіше межі  $ka_{\max} = \cos \alpha / (1 - \sin \alpha)$ , яка відмічена на рисунку штриховкою зверху, хвиля  $T_1$  уже не забезпечує осьового випромінювання. Є ще одна межа  $ka_{\text{сигс}} = 0,5 \operatorname{ctg} \alpha$ , правіше якої всі хвилі стають такими, що "витікають" [16]. Антени хвиль, які "витікають", базуються на використанні властивостой "швидких" хвиль з  $V_{\phi} > c$ , а їх коефіцієнти поширення - комплексними. Отже, робоча область хвилі  $T_1$  має трикутну форму, що свідчить про існування оптимального кута намотки спіралі  $\alpha_{\text{опт}}$ , при якому робочий діапазон антени виявляється найбільшим. При відношенні радіуса провода спіралі  $a_0$  до радіуса спіралі  $a_0/a = 0,1 \dots 0,2$  оптимальний кут підйому дорівнює  $16^\circ$ , при цьому коефіцієнт покриття робочого діапазону антени  $k_n$  наближується до 1,8.

### 3.2. Режим осьового випромінювання

Режим осьового випромінювання відзначається рядом особливостей. До них, окрім наявності максимуму випромінювання вздовж осі, відносяться: створення об'ємної хвилі на проволках спіралі, колової поляризація поля випромінювання, активний вхідний опір, діапазонність та ін.

#### 3.2.1. Максимум випромінювання в напрямку осі спіралі

Для пояснення умов створення максимуму випромінювання вздовж осі спіралі розглянемо поодинокий виток, причому спочатку вважатимемо його плоским ( $\alpha = 0$ ).

Введемо систему координат  $x, x, y$  і  $r, \theta, \varphi$  (рис. 3.6) з віссю  $x$ , яка збігається з віссю витка.

Припустимо, що на витку встановилась стояча хвиля з пучністю струму в середній точці  $x = -a$ . Для двох різних відношень довжини витка  $L$  до довжини хвилі  $\lambda$  ( $L/\lambda \ll 1$  і  $L/\lambda = 1$ ) на рис. 3.7, а, б стрілками показано напрямок струму  $\vec{I}$  та його складових  $\vec{I}_x$  і  $\vec{I}_y$  в чотирьох точках А, В, С, Д, розміщених попарно симетрично відносно осей  $x$  та  $y$ . Там же наведено розподіл амплітуд струму на витку (рис. 3.7, в, г). Вектори струмів надалі позначатимемо індексами А, В, С, Д відповідно до того, до якої точки вони мають відношення.

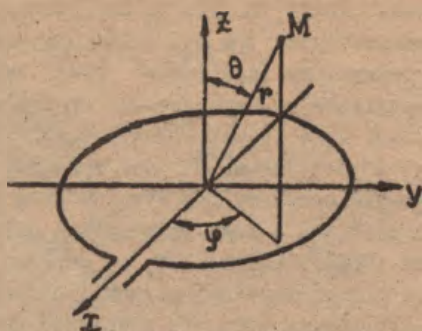


Рис. 3.6. Осьове випромінювання поодинокого витка струму

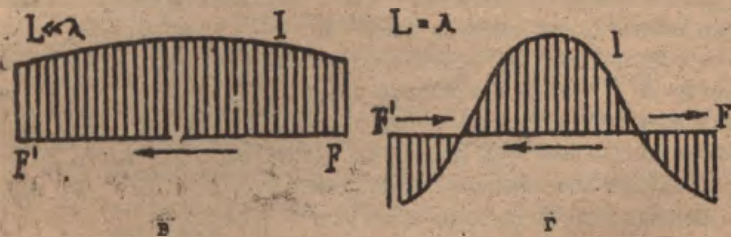
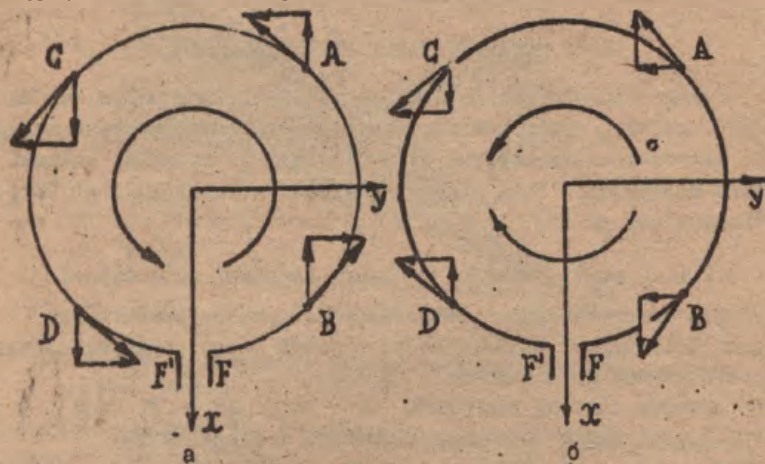


Рис. 3.7. Розподіл струму на круглому плоском, витку



З рис. 3.7 видно, що як при  $L/\lambda \ll 1$ , так і при  $L/\lambda = 1$

$$\begin{aligned} I_{xA} &= -I_{xC}, \\ I_{xB} &= -I_{xD}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Рівняння (3.2) справедливі для будь-яких двох точок, розміщених симетрично відносно осі  $x$ . Звідси випливає, що електромагнітне поле випромінювання в осьовому напрямку (напрямку осі  $x$ ) не матиме складової  $E_x$ , тобто поле витка при зазначених умовах (режим стоячої хвилі з пучністю у середній точці) має лінійну поляризацію з електричним вектором, паралельним осі  $y$ . Можна показати, що в режимі стоячої хвилі у випромінюванні в осьовому напрямку така ж сама поляризація і тоді, коли пучність струму зміщена відносно середини витка.

Поле випромінювання в площині витка також є лінійно поляризованим, але залежно від напрямку переважає складова  $E_x$  або  $E_y$ .

З рис. 3.7 видно, що при  $L \ll \lambda$   $I_{yA}$  та  $I_{yC}$  мають знак, протилежний до знака  $I_{yB}$  та  $I_{yD}$ , а при  $L = \lambda$  в усіх складових струмів за віссю  $y$  — однаковий знак. Тому випромінювання в осьовому напрямку, в якому довжина променів від окремих ділянок витка однакова, повинно бути при  $L \ll \lambda$  менш інтенсивним, а при  $L = \lambda$  більш інтенсивним, ніж у напрямках, що лежать у площині витка. Випромінювання в осьовому напрямку не дорівнює нулю, як припускається звичайно в рамочних антенах, бо  $I_{yA} \neq I_{yB}$  та  $I_{yC} \neq I_{yD}$ , тобто через наявність косинусного розподілу амплітуд струму вздовж витка.

Відносна інтенсивність випромінювання в осьовому напрямку збільшується із зростанням  $L/\lambda$  у проміжку  $0 < L/\lambda < 1$  і спадає з підвищенням  $L/\lambda$  у проміжку  $1 < L/\lambda < 2$ . При  $L = \lambda$  інтенсивність випромінювання в осьовому напрямку максимальна.

У праці [4] показано, що при  $L \ll \lambda$  ( $k\alpha \ll 1$ ) амплітуда поля в нормальних до осі  $x$  напрямках майже не залежить від кута  $\varphi$  і приблизно в  $1/2 k\alpha$  разів більша, ніж в осьовому напрямку. При  $L = \lambda$  інтенсивність випромінювання в осьовому напрямку перевищує інтенсивність випромінювання в нормальних до осі напрямках.

Отже, для одержання режиму осьового випромінювання необхідно використовувати спіралі з  $L/\lambda = 1$ .

Для значного послаблення випромінювання в нормальних напрямках і підсилення осьового випромінювання використовується противага (див. рис. 3.1 - 3.3). Крім того, послаблення нормального та підсилення осьового випромінювань мають місце в багатовитковій спіралі, тобто у випадку системи коаксіальних витків при фазуванні живлення витків аналогічно фазуванню елементів в СБХ (див. розд. I).

У наведеному аналізі припускалось  $\alpha = 0$ . При  $\alpha \neq 0$  струм на спіралі має не тільки складові  $I_x$  і  $I_y$ , але й складову  $I_z$ . Тому при  $L/\lambda \ll 1$  циліндричну спіраль можна подати у вигляді ряду коаксіальних плоских витків, які живляться синфазно і з'єднані між собою прямолінійними відрізками (рис. 3.8, а).

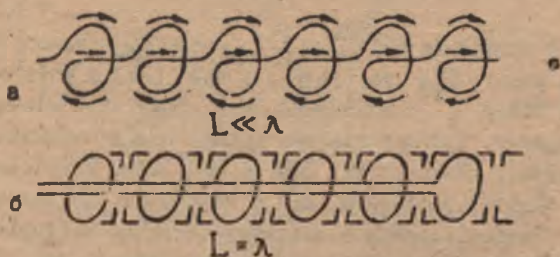


Рис. 3.8. Еквівалентна заміна спіралі системою круглих плоских витків і прямолінійних відрізків

Як витки, так і прямолінійні відрізки мають максимум випромінювання в нормальних до осі напрямках.

При  $L = \lambda$  за характером поля випромінювання спіраль еквівалентна ряду коаксіальних плоских витків і декількам рядам диполей, розмішених за твірними циліндра (рис. 3.8, б), причому як витки, так і диполі живляться струмами, співвідношення фаз в яких відповідає співвідношенню фаз у вібраторних антенах біжучої хвилі. Співвідношення інтенсивності в осьовому та нормальному напрямках для ряду плоских витків з  $L/\lambda = 1$  розглянуто вище. Що стосується ряду диполей, то він, подібно до нитки струму з біжучою хвилею [4], має максимум випромінювання під неве-

ликим кутом до осі спіралі, в осьовому напрямку - нульове випромінювання, а у нормальних напрямках - дуже слабке.

Таким чином, наявність складових струму  $I_z$  не вносить істотних змін у співвідношення інтенсивностей випромінювання в основному та нормальних напрямках порівняно із співвідношенням, яке має місце при  $I_z = 0$  ( $\alpha = 0$ ), тобто дані наведеного вище аналізу для випадку  $\alpha = 0$  можна узагальнити на випадок  $\alpha \neq 0$ .

Отже, оптимальними умовами одержання максимуму випромінювання в осьовому напрямку є:

1. Приблизна рівність довжини витка довжині робочої хвилі ( $L/\lambda = 1$ ).
2. Застосування плоскої противаги.
3. Наявність багатьох витків при фазувчній їх явленні, як у системі біжучої хвилі.

### 3.2.2. Біжуча хвиля на проводах спіралі. Колова поляризація

При виконанні умови  $L/\lambda = 1$  (режим осьового випромінювання) на проводах спіралі з декількох витків устанавлюється майже біжуча хвиля.

У цьому режимі криву розподілу струму на проводах спіралі можна подати в такому ж вигляді, як і при стоячій хвилі, тобто як зображено на рис. 3.7, г. Але якщо при стоячій хвилі крива (див. рис. 3.7, г) показує сталі співвідношення величин струмів у різних точках витка, то при біжучій хвилі ця крива відповідає розподілу струмів в якусь мить часу. Інакше кажучи, якщо при стоячій хвилі точки нуля та максимуму струму, а також точки інших рівнів зафіксовані, то у випадку біжучої хвилі ці точки неперервно переміщуються вздовж витка зі швидкістю, що дорівнює фазовій швидкості поширення хвилі за проводом.

У зв'язку з переміщенням точок різних рівнів за спіраллю неперервно повертається (зміщується навколо осі  $Z$ ) уся картина електромагнітного поля, в тому числі й напрямки електричного та магнітного векторів поля. Таким чином, у режимі біжучої хвилі, який збігається з режимом осьового випромінювання, в осьовому напрямку створюється електромагнітне поле з векторами  $E$  та  $H$ , що обертається, тобто поле колової поляризації.



Наведений аналіз має відношення до випадку системи плоских витків ( $\alpha = 0$ ). У спіралі з  $\alpha \neq 0$  зазначені співвідношення дещо ускладнюються. Частково поле випромінювання має взагалі не колову, а еліптичну поляризацію, особливо в напрямках, відмінній від осьового, тобто при  $\theta \neq 0$  (рис. 3.9).

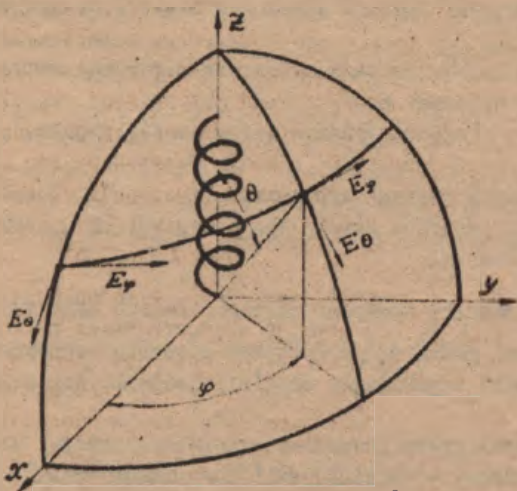


Рис. 3.9. Орієнтація складових поля  $E_\theta$  і  $E_\varphi$  відносно спіралі

Еліптичність поляризації вимірюється так званим коефіцієнтом рівномірності (еліптичності)  $E_\theta/E_\varphi$  або  $E_\varphi/E_\theta$  (у чисельнику ставиться більша з величин), де  $E_\theta$  і  $E_\varphi$  - проєкції електричного вектора  $\vec{E}$  на сферичні координати  $\theta$  та  $\varphi$ . Для кологої поляризації  $E_\theta/E_\varphi = 1$ . У режимі осьового випромінювання це співвідношення вельми добре виконується в осьовому напрямку. В інших напрямках воно відрізняється від одиниці.

При біжучій хвилі на спіралі фаза струму змінюється вздовж витка і від витка до витка. Різниця фаз струму двох сусідніх витків у відповідних точках дорівнює

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{c}{v_{\varphi 1}} \cdot L. \quad (3.3)$$

Для того щоб випромінювання відповідних ділянок усіх витків складалось в осьовому напрямку за фазою, повинна виконуватись умова

$$\Delta\psi = 2\pi + \frac{2\pi}{\lambda} s = \frac{2\pi}{\lambda} (\lambda + s). \quad (3.4)$$

Порівнюючи рівняння (3.3) і (3.4), одержуємо значення коефіцієнта сповільнення

$$\xi = \frac{c}{V_{\phi 1}} = \frac{\lambda + s}{L}. \quad (3.5)$$

При цілій кількості витків і при біжучій хвилі на спіралі умова (3.5) відповідає  $E_{\theta} / E_{\phi} = 1$  в осьовому напрямку.

Як показано в розд. I, максимум КСД антени типу біжучої хвилі має місце в тому випадку, коли різниця фаз полів, які створюються крайніми випромінювальними елементами (у випадку спіралі - крайніми витками), у напрямку максимуму ДС дорівнює приблизно  $\pi$ . Це означає, що максимальна спрямованість у спіральної антени буде в тому випадку, коли спад фази вздовж довжини одного витка

$$\Delta\psi = 2\pi + \frac{2\pi}{\lambda} s + \frac{\pi}{N}. \quad (3.6)$$

Порівнюючи співвідношення (3.6) і (3.3), маємо таку умову одержання максимального КСД спіралі в осьовому напрямку:

$$\xi = \frac{c}{V_{\phi 1}} = \frac{s + \lambda + \lambda / 2N}{L}. \quad (3.7)$$

Отже, якщо необхідно дістати поле колової поляризації, то при обчисленні коефіцієнта сповільнення використовують вираз (3.5), а якщо найбільшій КСД, - формулу (3.7).

При великій кількості витків рівняння (3.5) мало відрізняється від виразу (3.7).

### 3.3. Діаграми спрямованості спіральної антени

Спрямовані властивості спіральної антени осьового випромінювання можна наближено визначити, якщо розглядати спіраль як прямолінійну решітку, складену з ряду випромінювачів - витків. Тоді згідно з правилом Бонч-Бруевича (теоремою перемноження ДС) можна записати:

$$\begin{aligned} F_{\theta}(\theta) &= F_{1\theta}(\theta) F_c(\theta), \\ F_{\varphi}(\theta) &= F_{1\varphi}(\theta) F_c(\theta). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Множники  $F_{1\theta}(\theta)$  і  $F_{1\varphi}(\theta)$  являють собою ДС одного в'ятка відповідно для меридіональної та азимутальної складових поля (див. рис. 3.9). Згідно з [9, 17, 18] ці множники такі:

$$F_{1\theta}(\theta) = \cos \theta J_0(ka \sin \theta), \quad (3.9)$$

$$F_{1\varphi}(\theta) = \sqrt{J_0(ka \sin \theta)}, \quad (3.10)$$

де

$$\sqrt{J_0(ka \sin \theta)} = 1 + ka(1 - \cos \theta) \operatorname{tg} \alpha; \quad (3.11)$$

$J_0(x) = J_0(ka \sin \theta)$  - функція Бесселя нульового порядку;  $\theta$  - кут, що відраховується від осі спіралі.

Функція  $F_c(\theta)$  є множником системи і має вигляд

$$F_c(\theta) = \frac{2}{\pi N} \frac{\sin(\pi N \sqrt{J_0(ka \sin \theta)})}{\sqrt{J_0(ka \sin \theta)} - 1}. \quad (3.12)$$

Проведемо дослідження виразів (3.8) у припущенні, що антена працює в режимі  $T_1$  ( $ka = 0,8 \dots 1,3$ ).

У рівнянні (3.9) множник  $\cos \theta$  при  $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$  змінюється від 1 до 0, тобто всередині квадранта окстремумів немає, а тому може впливати тільки на рівень бокових пелюсток, а не на їх кількість.

Множник  $J_0(ka \sin \theta)$  при  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  змінюється від  $J_0(0)$  до  $J_0(0,8 \dots 1,3)$ , тобто (див. табл. Д.2.1 та Д. 4) від 1 до 0,85...0,62. Отже, цей множник може впливати тільки на рівень бокових пелюсток, а не на їх кількість.

Множник  $\sqrt{J_0(ka \sin \theta)}$  у формулі (3.10) згідно з виразом (3.11) (наприклад при  $\alpha = 14^\circ$ ) змінюється при  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  від  $\sqrt{J_0(0)} = 1$  до  $\sqrt{J_0(ka \sin \theta)} = 1,2 \dots 1,32$ , а тому тож на кількість бокових пелюсток не впливає.

Таким чином, основним множником, який бере участь у формуванні ДС спіральної антени, є множник (3.12).

Цей множник при  $\theta = 0^\circ$  ( $\sqrt{J_0(ka \sin \theta)} = 1$ ) має невизначеність 0/0. Використовуючи правило Лопітала, знаходимо

$$\left[ \frac{\sin(\pi N \sqrt{J_0(ka \sin \theta)})}{\sqrt{J_0(ka \sin \theta)} - 1} \right]_{\theta=0^\circ} = \frac{\pi N}{2}$$



в тому

$$F_{\theta}(\theta)|_{\theta=0^{\circ}} = 1, \quad F_{\varphi}(\theta)|_{\theta=0^{\circ}} = 1,$$

тобто вирази (3.8) є нормованими.

Напрямки нульових випромінювань визначаємо з умови

$$\sin(\pi N \nu_0) = 0, \quad N \nu_0 = n, \quad (n = N + m, \quad m = 1, 2, 3, \dots),$$

звідки

$$\theta_0 = \arccos \left( 1 - \frac{m}{N} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{k a} \right), \quad (3.13)$$

а напрямки максимумів бокових пелюсток - з умови

$$\sin(\pi N \nu_m) = 1, \quad N \nu_m = \frac{2n+1}{2}, \quad (n = N + m, \quad m = 1, 2, 3, \dots),$$

звідки

$$\theta_m = \arccos \left[ 1 - \left( \frac{m}{N} + \frac{1}{2N} \right) \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{k a} \right]. \quad (3.14)$$

Рівень бокових пелюсток знаходимо за формулою

$$F_c(\theta_m) = \frac{2}{\pi N} \frac{1}{\sqrt{m^2 - 1}},$$

тобто з урахуванням рівнянь (3.14) і (3.11) маємо

$$F_c(\theta_m) = \frac{2}{\pi N} \frac{1}{\left( 1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N} \right)^2 - 1}. \quad (3.15)$$

Рівні бокових пелюсток загальних ДС розраховуємо за рівняннями

$$F_{\theta}(\theta_m) = \frac{2}{\pi N} \cos \theta_m J_0(k a \sin \theta_m) \frac{1}{\left( 1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N} \right)^2 - 1}, \quad (3.16)$$

$$F_{\varphi}(\theta_m) = \frac{2}{\pi N} \left( 1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N} \right) \frac{J_0(k a \sin \theta_m)}{\left( 1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N} \right)^2 - 1}, \quad (3.17)$$

де  $\theta_m$  знаходимо за виразом (3.14).

Як впливає з наведеного аналізу, напрямки "нулів" і "максимумів" у площинах  $\theta$  та  $\varphi$  збігаються (виняток є площина  $\theta$ , в якій додається "нуль" при  $\theta = 90^{\circ}$  завдяки множнику

$\cos \theta$ ). Отже, ширина ДС "за нулями" в обох площинах буде однакою і визначатиметься за формулою

$$2\theta_0^\circ = 2 \arcs \cos \left( 1 - \frac{1}{N} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{k\alpha} \right). \quad (3.18)$$

Наближено значення ширини головної пелюстки ДС "за половиною потужністю" можна знайти шляхом розв'язання трансцендентного рівняння

$$\frac{2}{\pi N} \cdot \frac{\sin(\pi N \nu_{0,5})}{\nu_{0,5} - 1} = 0,707, \quad (3.19)$$

де

$$\nu_{0,5} = 1 + k\alpha(1 - \cos \theta_{0,5}) \operatorname{tg} \alpha.$$

Орієнтовну ширину головної пелюстки спіралі з  $\alpha = 12 \dots 16^\circ$  і  $N > 3$  можна визначити за напівемпіричними формулами Крауса [18]:

- "за нулями"

$$2\theta_0^\circ \approx \frac{115^\circ}{k\alpha \sqrt{N k \alpha \operatorname{tg} \alpha}} = 115^\circ \frac{\lambda}{\pi D} \sqrt{\frac{\lambda}{N S}} \quad (3.20)$$

- "за половиною потужністю"

$$2\theta_{0,5}^\circ \approx \frac{52^\circ}{k\alpha \sqrt{N k \alpha \operatorname{tg} \alpha}} = 52^\circ \frac{\lambda}{\pi D} \sqrt{\frac{\lambda}{N S}}. \quad (3.21)$$

Деякі автори (див., наприклад, [9]) пропонують при розрахунку ДС як множники у рівнянні (3.8) використати такі:

$$F_{10}(\theta) = \cos \theta J_0(k\alpha \sin \theta), \quad (3.22)$$

$$F_{1\varphi}(\theta) = J_0(k\alpha \sin \theta), \quad (3.23)$$

$$F_c(\theta) = \frac{1}{N} \frac{\sin \left[ \frac{\pi N L}{\lambda} (\xi - \sin \alpha \cos \theta) \right]}{\sin \left[ \frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \sin \alpha \cos \theta) \right]}, \quad (3.24)$$

де коефіцієнт сповільнення  $\xi$  залежно від технічного завдання обчислюється за формулами або (3.5), або (3.7).

Оскільки множники  $\cos \theta$  та  $J_0(k\alpha \sin \theta)$  розглядалися вище, зупинимось на дослідженні множника системи (3.24).

Напрямки нульових вигромівувань  $\theta_0$ , як і в попередньому випадку, визначаємо з умови, що чисельник (3.24) дорівнює нулю.

Тоді

$$\theta_0 = \arccos\left(1 - \frac{m\lambda}{NL} \cdot \frac{1}{\sin\alpha}\right), \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.25)$$

Напрямки максимальних випромінювань  $\theta_m$  обчислимо в умовах, що чисельник (3.24) дорівнює одиниці. Тоді

$$\theta_m = \arccos\left[1 - \frac{1}{\sin\alpha} \left(\frac{m}{N} + \frac{1}{2N}\right) \frac{\lambda}{L}\right]. \quad (3.26)$$

Рівень бокових пелюсток розраховуємо шляхом підстановки в чисельник (3.24) одиниці, а в знаменник - виразу (3.26). Звідси

$$F_c(\theta_m) = \frac{1}{N \sin\left[\alpha \left(1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N}\right)\right]}. \quad (3.27)$$

Рівень бокових пелюсток загальних ДС згідно з рівняннями (3.8) і (3.22) - (3.24) визначаємо за формулами

$$F_\theta(\theta_m) = \cos\theta_m J_0(ka \sin\theta_m) \frac{1}{N \sin\left[\alpha \left(1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N}\right)\right]} \quad (3.28)$$

$$F_\varphi(\theta_m) = J_0(ka \sin\theta_m) \frac{1}{N \sin\left[\alpha \left(1 + \frac{m}{N} + \frac{1}{2N}\right)\right]}. \quad (3.29)$$

Ширину головної пелюстки ДС в обох площинах "за нулями" обчислимо за виразом (3.25):

$$2\theta_0^\circ = 2 \arccos\left(1 - \frac{1}{\sin\alpha} \frac{\lambda}{NL}\right). \quad (3.30)$$

Користуючись розгорткою витка (див. рис. 3.1,б), можна легко показати, що

$$\frac{ctg\alpha}{ka} = \frac{1}{\sin\alpha} \cdot \frac{\lambda}{L},$$

звідки випливає, що напрямки нульових (формули (3.13) і (3.25)) і максимальних (рівняння (3.14) і (3.26)) випромінювань для множників в системі (3.12) і (3.24) збігаються. Відрізнятимуться лише рівні бокових пелюсток (див. формули (3.15) та (3.27)). Наприклад, для  $N = 8$ ,  $\alpha = 14^\circ$  рівень першої бокової пелюстки, розрахований за виразом (3.15), дорівнює 0,194, а за співвідношенням (3.27) - 0,226.

Недоліком спіральної антени є те, що вона не дає можливості формувати ДС з шириною головної пелюстки за потрібним потуж-



лість  $2\theta_{0,5}$ , вужчою за  $10...15^\circ$  і шириною за  $70...90^\circ$ . Перше зумовлено швидким випромінюванням енергії спіраллю, що робить недоцільним використання кількості витків, більшої за 10 - 12, друге - виникненням режиму осевого випромінювання при кількості витків, не меншій за 3 - 4 [3].

Для одержання гостріших ДС необхідно будувати сугатоспіральні синфазні антени (див. рис. 3.3) з розмірами  $q d_r$  х  $p d_b$ , де  $q$  і  $p$  - кількість спіралей на поверхсі та кількість поверхів відповідно;  $d_r$  і  $d_b$  - відстань між спіралями на поверхсі та відстань між поверхами відповідно. Тоді вирази для ДС у співвідношенні (3.8) матимуть вигляд

$$F_\theta(\theta) = F_{1\theta}(\theta) F_c(\theta) F_p(\theta), \quad (3.31)$$

$$F_\varphi(\theta) = F_{1\varphi}(\theta) F_c(\theta) F_q(\theta),$$

де  $F_p(\theta)$  та  $F_q(\theta)$  - множники решіток у площинах  $\theta$  і  $\varphi$

$$F_p(\theta) = \frac{1}{p} \frac{\sin\left(\frac{p \pi d_b}{\lambda} \sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_b}{\lambda} \sin\theta\right)}, \quad (3.32)$$

$$F_q(\theta) = \frac{1}{q} \frac{\sin\left(\frac{q \pi d_r}{\lambda} \sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_r}{\lambda} \sin\theta\right)}. \quad (3.33)$$

Поведінка множників (3.32) та (3.33) однакова, тому досить провести дослідження одного з них, наприклад (3.32).

Безпосередня підстановка у вираз (3.32)  $\theta = 0^\circ$  дає невизначеність  $0/0$ , після розкриття якої за правилом Лопітала маємо  $F_p(\theta)|_{\theta=0^\circ} = 1$ .

Напрямки нульових випромінювань знаходимо з умови, що чисельник (3.32) дорівнює нулю. Тоді

$$\theta_0 = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{p d_b}\right), \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.34)$$

Наближені напрямки максимальних випромінювань обчислюємо в умови, що чисельник (див. формулу (3.32)) дорівнює одиниці:

$$\theta_m = \arcsin\left(\frac{2m+1}{2} \frac{\lambda}{p d_b}\right), \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.35)$$

Рівень бокових пелюсток визначаємо за виразом

$$F_p(\theta_m) = \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{\sin\left(\frac{2m+1}{2} \frac{\pi}{p}\right)} \quad (3.36)$$

Для рівняння (3.33) значення  $\theta_0$ ,  $\theta_m$  і  $F_q(\theta_m)$  знаходимо підстановкою у формулу (3.34) - (3.36)  $q$  і  $d_r$  замість  $p$  і  $d_0$ .

При побудові наближених ДС поодиноких спіралей або складних спіральних антен можна скористатися графічним перемноженням ДС. Наприклад, при побудові загальної ДС

$$F_\theta(\theta) = F_{I_0}(\theta) F_c(\theta) F_p(\theta),$$

тобто

$$F_\theta(\theta) = \cos\theta J_0(ka\sin\theta) \frac{2}{\pi N} \cdot \frac{\sin(\pi N \nu)}{\nu^2 - 1} \frac{1}{p} \cdot \frac{\sin\left(\frac{p\pi d_0}{\lambda} \sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{p\pi d_r}{\lambda} \sin\theta\right)},$$

на одній координатній сітці будуть функції  $\cos\theta$  та  $J_0(ka\sin\theta)$ . За виразами (3.13) - (3.15) визначають "нулі", "максимуми" та величини максимумів множника  $F_c(\theta)$ , наносять їх на ту ж сітку і з'єднують плавною кривою, а за формулами (3.34) - (3.36) - "нулі", "максимуми" та величини максимумів множника  $F_p(\theta)$ , наносять на ту ж сітку і з'єднують плавною кривою. Потім усі ці чотири ДС графічно перемножують з урахуванням усіх "нулів", "максимумів" і величин максимумів (рівнів бокових пелюсток).

#### 3.4. Коefіцієнт спрямованої лінії та вхідний опір циліндричної спіралі

КСД спіральної антени ( $ka \approx 1$ ) у напрямку її осі розраховують за таким виразом [18]:

$$D_m = 4 \frac{\pi N k a \tan\alpha}{J_0^2(ka \sin 60^\circ) [\nu^2(60^\circ) + 0,25] B} \quad (3.37)$$

де  $\nu$  визначають за формулою (3.11), а

$$B = \sin\left[2\pi N x\left(\frac{\pi}{2}\right)\right] - \frac{\sin^2\left[\pi N x\left(\frac{\pi}{2}\right)\right]}{\pi N x\left(\frac{\pi}{2}\right)} \quad (3.38)$$

$$x\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2} \left[ \nu^2\left(\frac{\pi}{2}\right) - 1 \right].$$

При  $N > 4$  внесок другого додатка (див. рівняння (3.38)) у значення КСД незначний.

Спіральна антена є типовою антеною осьового випромінювання, тому КСД досягає максимуму (рис. 3.10) при виконанні такої умови; різниця між фазами біля кінця антени поверхневої хвилі та хвилі, яка прийшла від першого витка антени за вільним простором, повинна дорівнювати  $\pi$  (див. розд. I).

КСД при значеннях  $ka = 0,75$ , тобто на довгохвильовому краї робочого діапазону, можна обчислити за формулою

$$D_m = 15 \frac{N_0}{\lambda} (ka)^2. \quad (3.39)$$

Вхідний опір  $R_A$  спіральної антени в режимі осьового випромінювання залишається чисто реальним, бо в цьому режимі у провіді спіралі утворюється біжуча хвиля. Величину  $R_A$  при реальному виконанні всіх елементів антени і за наявності суцільного металевого екрана підраховують таким чином:

$$R_A = 16\pi \frac{\pi^2}{N} ka \operatorname{ctg} \alpha : J_0^2(ka \sin 60^\circ) [\nu^2(60^\circ) + 0,25] - B, \quad (3.40)$$

де коефіцієнт  $\pi$  пов'язаний з коефіцієнтом загасання струму в провіді спіралі, а всі інші величини мають ті ж значення, що й у виразі (3.37).

Значення  $\pi$  можна визначити з графіків, наведених на рис. 3.11, а. Вхідний опір правильно сконструйованої спіральної антени в усьому робочому діапазоні змінюється незначно (рис. 3.11, б), тому його ориєнтовну величину знаходять за рівнянням (3.40) при  $ka = 1$ .

Слід зазначити, що загальновідома формула Крауса

$$R_A = 140 ka$$

дає приблизний результат, так само, як і вираз (3.39) для КСД, тільки на довгохвильовому краї робочого діапазону антени.

На ДС і на вхідний опір впливають також конструктивні особливості антени: діаметр і матеріал провodu спіралі, форма початкової та кінцевої ділянок спіралі, розмір екрана.

Збільшення діаметра провodu вирівнює ДС для  $E_\theta$  і  $E_\varphi$  :



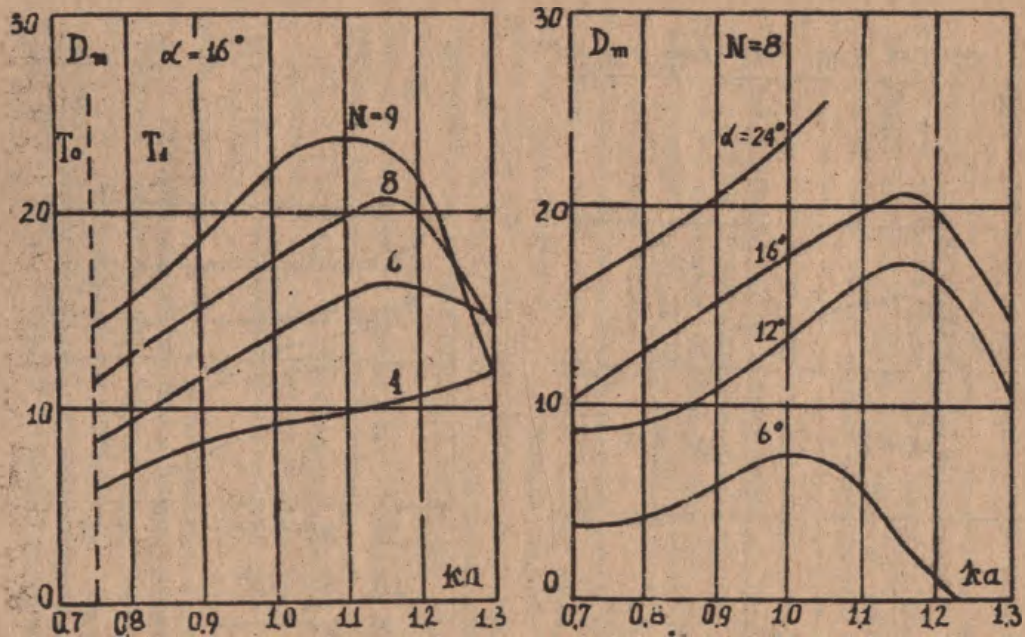
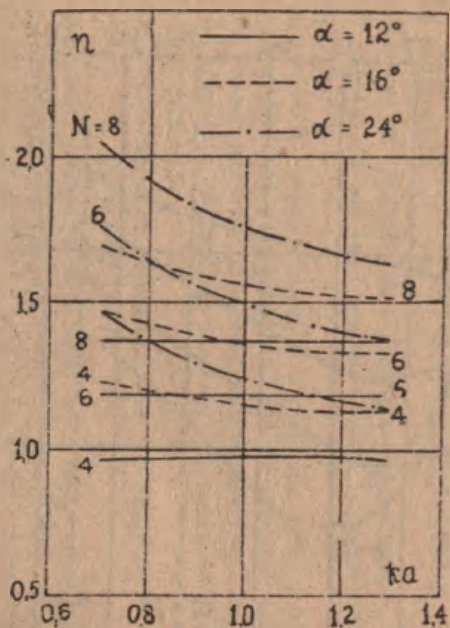
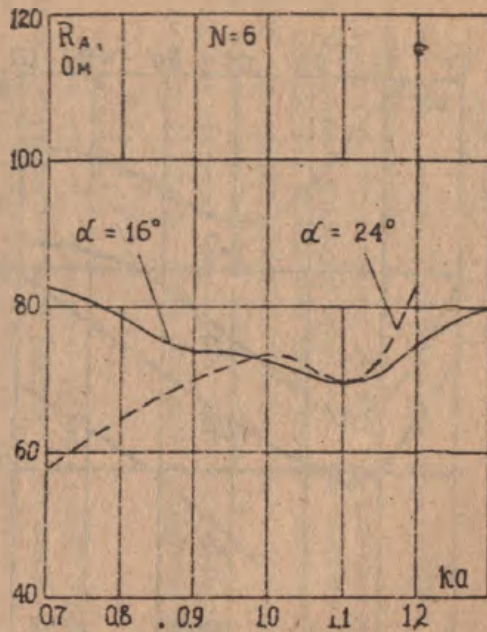


Рис. 3.10. Залежність КСД спіральної антени від відносного радіуса



a



b

Рис. 3.11. До розрахунку вхідного опору спіральних антен

рівень бокових пелюсток дещо зростає, вхідний опір при цьому зменшується. Виконання спіралі з провода, в якого логана провідність, розширює головну пелюстку і зменшує рівень бокових пелюсток.

Форма початкової ділянки провода помітно впливає на ДС і на вхідний опір. Для зменшення цього впливу початкову ділянку необхідно виконувати достатньо короткою, близько  $0,1 \lambda_{сер}$ , з плавним переходом від центрального провода коаксіального кабелю до спіралі.

Кінцева ділянка провода спіралі впливає менше, але для зниження відбиття від кінця спіралі цю ділянку необхідно виконувати з поступовим збільшенням діаметра намотки або її відстані. У цьому випадку помітно зменшується ділянка із стоячою хвилею струму на кінці провода, що сприятливо впливає на ДС і на сталість вхідного опору за діапазоном.

Екран (противага) відіграє істотну роль при роботі антени в широкому діапазоні; краще за все працює суцільний екран, його діаметр потрібно брати близько  $0,6 \dots 0,8$  довжини спіралі. На відносно довгих хвилях екран може бути виконаний з дрітної решітки тієї чи іншої структури. Вхідний опір зникається при зменшенні діаметра екрана; аналогічно впливає і збільшення діаметра вихідного отвору живильного кабелю.

Найбільш широкосмуговою як щодо ДС, так і стосовно вхідного опору виявляється спіраль з  $\alpha = 16^\circ$ ,  $N = 6 \dots 8$ ,  $a = \lambda_{сер}/2\pi$ ,  $a_0 = 0,01 \lambda_{сер}$  із суцільним екраном діаметром  $D_e = \lambda_{сер}$ . Максимальний КСД такої антени дорівнює при  $N = 6$  приблизно 16, а при  $N = 8$  - приблизно 40; вхідний опір має величину  $70 \dots 80$  Ом.

Для роботи в частотному діапазоні з коефіцієнтом перекриття, більшим за 2, доцільно використовувати спіральні антени з паралельною намоткою (частіше за все з парним числом заходів). Для одержання антени з поляризацією, що управляється, або сполученої антени колової поляризації різних напрямків обертання можна застосовувати багатозахідні спіральні антени із зустрічною намоткою (див. рис. 3.15).



### 3.5. Діапазонні властивості циліндричних спіралей

Однією з важливих особливостей режиму осевого випромінювання є його діапазонність, яка полягає в тому, що ДС осевого виду (з головним максимумом уздовж осі) має місце у спіралі в широкому діапазоні частот. Ширина діапазону (смуги час.от) осевого випромінювання різна у циліндричних і конічних спіралях. У циліндричних спіралях ширина діапазону більша за половину октави (нагадаємо, що коефіцієнт перекриття  $k_n$  в одну октаву дорівнює

$$\log_2 \frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \log_2 \frac{\lambda_{\min}}{\lambda_{\max}} = 1). \quad (3.42)$$

У деяких типів конічних спіралей ширина діапазону складає півтори-дві октави та більше.

На рис. 3.12 і 3.13 зображено нормовані експериментальні ДС циліндричної спіралі, виконаної з мідної трубки з такими параметрами:

загальна довжина	$l = 1,57 \lambda_0$ ;	°
кут намотки	$\alpha = 14^\circ$ ;	
кількість витків	$N = 6$ ;	
відстань намотки	$S = 0,24 \lambda_0$ ;	
діаметр спіралі	$2a = 0,3 \lambda_0$ ;	
діаметр проводу	$2c_0 = 0,04 \lambda_0$ .	

де  $\lambda_0$  – середня довжина хвилі діапазону.

Застосовувався плоский круговий екран діаметром  $0,8 \lambda_0$  . Для зменшення вітрильності екран було зроблено у вигляді сітки з шістнадцяти радіальних проводів і чотирьох концентричних кільць з того ж проводу.

На рис. 3.12 і 3.13 указано довжини хвиль (відносно середньої), при яких знімалися ДС. Діаграми рис. 3.12 відповідають складовій  $E_\theta$ , а діаграми рис. 3.13 – складовій  $E_\psi$ .

З рисунків видно, що спіральна антена в широкому діапазоні від  $0,8 \lambda_0$  до  $1,38 \lambda_0$  має ДС осевого типу, причому, як показано в праці [4], в усьому цьому діапазоні коефіцієнт рівномірності близький до одиниці, тобто поле випромінювання в осевому напрямку має майже колову полризакцію. В межах головної пелюстки ДС коефіцієнт рівномірності змінюється, але не набагато.

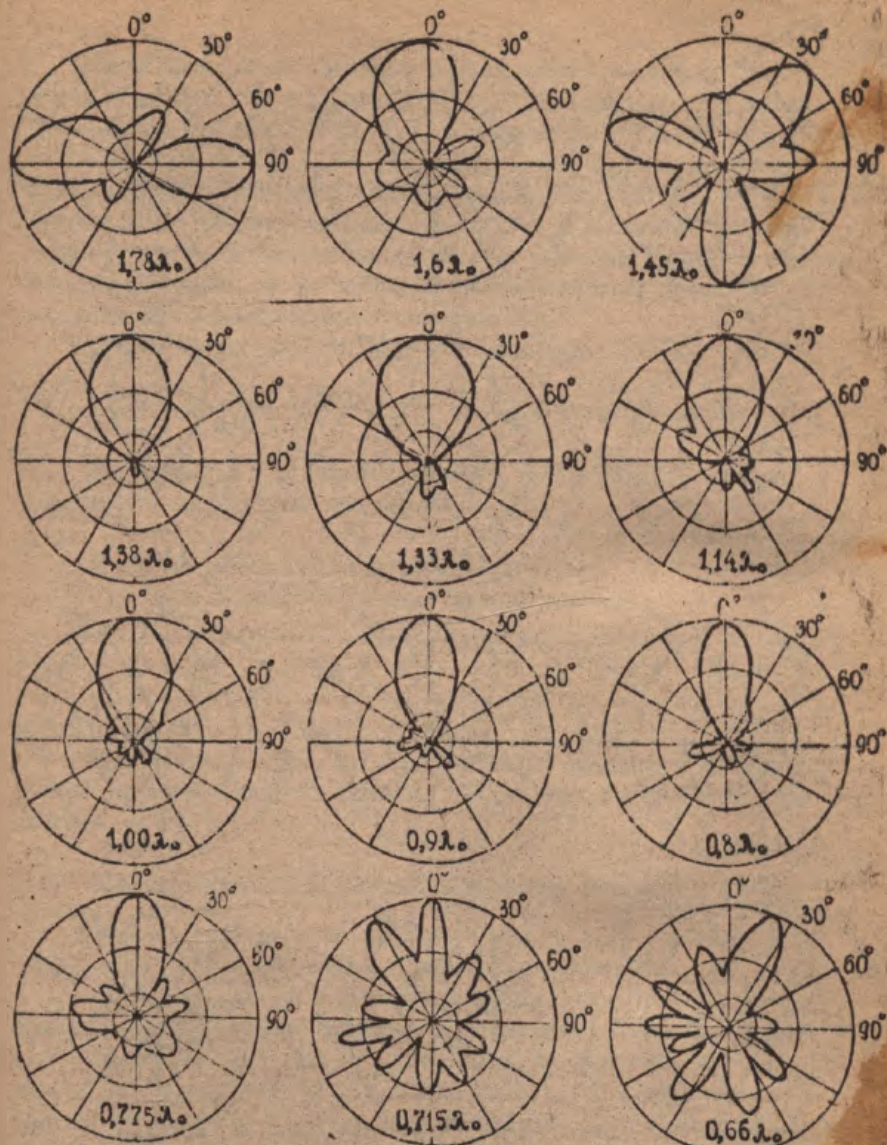


Рис. 3.12. Залежність ДС спіральної антени від довжини хвилі площині  $\theta$



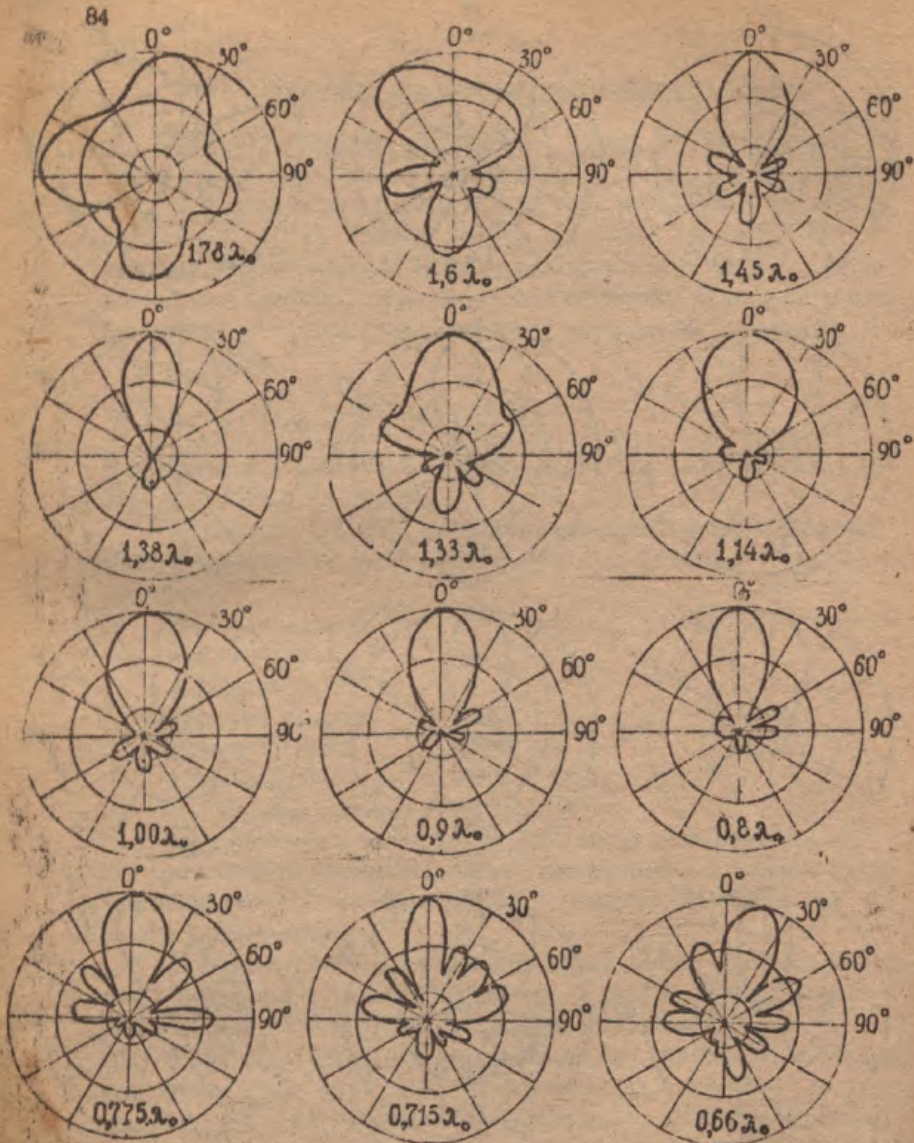


Рис. 3.13. Залежність ДС спіральної антени від довжини хвилі у площині  $\varphi$



Відмітимо, що на середній частоті діапазону  $L/\lambda_0 = 1$ . В межах діапазону  $\lambda = (1,38 \dots 0,8) \lambda_0$  відношення  $L/\lambda$  змінюється приблизно від 0,75 до 1,3. Одержання ДС осьового типу при такій значній відмінні  $L/\lambda$  від одиниці пояснюється зміною фазової швидкості поширення хвилі вздовж провуда спіралі із зміною частоти. Помітно, що фазова швидкість у діапазоні осьового випромінювання змінюється майже лінійно водночас зі зміною частоти і таким чином, що на всіх частотах виконується умова (3.7), яка відповідає максимальному значенню КСД.

Коефіцієнт перекриття діапазону дорівнює

$$K_n = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{1,38}{0,80} = 1,725, \text{ або } K_n = \log_2 1,725 = 0,8 \text{ октави,}$$

Значення КСД у діапазоні осьового випромінювання для досліджуваної антени наведено в табл. 3.1.

Т а б л и ц я 3.1

Значення КСД спіральної антени  
в діапазоні осьового випромінювання

$\lambda/\lambda_0$	1,38	1,33	1,14	1,00	0,9	0,8
$D_m$	19	7,5	10	12	17	18

Як впливає з табл. 3.1, за допомогою поодинокі спіральної антени не можна одержати великого КСД, а тому й вузької ДС (див. підрозд. 3.3).

### 3.6. Поляризаційна та фазова характеристики спіральної антени

Однією з особливостей спіральної антени є її здатність приймати або випромінювати поле еліптичної поляризації.

Установимо, як змінюється поляризація випромінювання спіральної антени в різних напрямках. Покладаючи наближено, що різниця між фазами складових  $E_\theta$  і  $E_\phi$  не залежить від кута спостереження і дорівнює  $\pi/2$ , можна вважати, що коефіцієнт рівномірності в даному напрямку залежить тільки від співвідношення амплітуд цих складових  $E_{m\theta}/E_{m\phi}$  (або  $E_{m\phi}/E_{m\theta}$ ). Оскільки горизонтальні та вертикальні елементи витків спіралі обтімаються

струмами однікової амплітуди, в напрямку осі спіралі співвідношення складових дорівнює одиниці, тобто поляризація близька до колової. При зміщенні з осі спіралі амплітуда складової  $E_{\theta}$  спадає швидше, ніж  $E_{\varphi}$ , тому поляризація стає еліптичною і в напрямку нормалі до осі наближується до лінійної.

В інтервалі кутів  $\theta = 0 \dots 50^{\circ}$  при  $ka \approx 0,8 \dots 1$  поляризаційна характеристика добре описується виразом [19]

$$\rho(\theta) = \frac{\cos \theta}{\nu}, \quad (3.43)$$

де  $\nu$  визначається за формулою (3.11).

Аналіз показує, що спіральна антена створює випромінювання колової поляризації тільки в напрямку осі. В усіх інших напрямках поле має еліптичну поляризацію з коефіцієнтом еліптичності у напрямку осі:

$$M = \frac{\lambda}{L\xi - s}. \quad (3.44)$$

Положення фазового центра необхідно знати при використанні спіральної антени як опромінювача дзеркала або лінзи. Фазовий центр опромінювача повинен збігатися з фокусом параболічного дзеркала або лінзи.

Можна показати, що фаза поля складової  $E_{\varphi}$  без урахування екрана не залежить від кута спостереження  $\theta$ . Стже, фазова характеристика за компонентою  $E_{\varphi}$  є колом і антена за цією компонентою має фазовий центр, розміщений на осі спіралі точно посередині антени. Фазова характеристика за компонентою  $E_{\theta}$  визначається так [19]:

$$\Psi(\theta) = \alpha \operatorname{arctg} \left( \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + 1}} \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{ctg} \theta \right). \quad (3.45)$$

Аналіз рівняння (3.45) показує, що  $\Psi(\theta)$  за цією компонентою не є колом і етєна фазового центра не має. Наближене положення фазового центра за складовою  $E_{\theta}$  майже збігається з геометричним центром спіралі, тобто з фазовим центром за складовою  $E_{\varphi}$ .

Експериментальні дослідження показують, що спіральні антени мають фазові характеристики, які відрізняються від кін для обох складових поля. Це зумовлено впливом екрана та характером

розподілу струму за спіраллю.

### 3.7. Застосування спіральних антен

Циліндричні та конічні спіральні антени широко застосовуються на сантиметрових, дециметрових і (не дуже часто) метрових хвилях. Вони використовуються або як самостійні антени середньої спрямованості, або як опромінювачі параболічних і лінійових антен.

До переваг спіральних антен належать: широкосмуговість, активний вхідний опір, простота конструкції, а також те, що вони працюють як з коловою, так і з лінійною поляризаціями поля.

При роботі з передавання спіральна антена випромінює право- або лівополяризоване поле з обертовою поляризацією, залежно від напрямку намотки спіралі (права поляризація у спіралі, що створює правий гвинт). При роботі на приймання вона приймає або поле обертової поляризації з таким же напрямком обертання, як і при передаванні, або поле будь-якої лінійної поляризації.

У ряді випадків застосування полів з обертовою поляризацією дає корисний ефект, який полягає у збільшенні далекості виявлення цілей та в зменшенні перешкод від дощу та снігу в радіолокації, в забезпеченні надійності приймання сигналів від космічних об'єктів при втраті ними орієнтації, в зменшенні реакції дзеркала на опромінювач у дзеркальних антенах та ін.

Ефект застосування спірального опромінювача для зменшення реакції дзеркала на опромінювач базується на властивості спіралі приймати та випромінювати поле тільки з одним напрямком обертання поляризації, який визначається геометрією спіралі. При відбитті від питомої поверхні (дзеркала) напрямком обертання поляризації змінюється: на протилежний, який опромінювачем не приймається.

Зменшення перешкод, наприклад, від дощу, відбувається так. Якщо застосовують лінійно-поляризоване поле і середня інтенсивність відбиття від дощу дорівнює інтенсивності сигналу від довітряної цілі або більша за неї, то цілі на фоні перешкод не буде помітно на індикаторі радіолокатора. Якщо ж застосувати поле з коловою поляризацією, яке випромінюється спіральною ан-



теною, то внаслідок симетрії<sup>2</sup> крапель дощу поляризація відбитого ним сигналу буде також коловою, але з протилежним напрямом обертання вектора  $\vec{E}$ . Цей сигнал спіральною антеною не приймається. Кудобиття від щільні сигнал приймається незважаючи на протилежний напрям обертання вектора  $\vec{E}$ , бо внаслідок несиметрії щільні (літак, ракета) у відбиту хвилю вводяться деполаризовані складові, які спричиняють еліптичну поляризацію з перевагою вертикальної або горизонтальної поляризації.

Недоліки спіральних антен такі: високий (100...160 Ом) вхідний опір, який залежить від частоти і потребує узгодження з опором живильних кабелів (хвильовий опір 50 або 75 Ом) за допомогою спеціальних пристроїв; порівняно великий рівень бокових пелеток (приблизно 18 дБ) і неможливість одержання вузьких ДС.

Одним з можливих способів усунення першого недоліку є зменшення радіуса початкових і кінцевих витків спіралі та застосування відбивача конічної форми (рис. 3.14). Рівномірна центральна частина медіюваної антени працює як звичайна спіральна антена, а кінці, що звужуються, правлять за "узгоджувачі" перехід до коаксіальної лінії на одному кінці та до вільного простору - на другому. Змінюючи кут відбивача  $\Phi$ , можна встановити вхідний

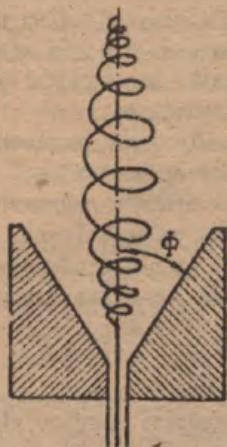


Рис. 3.14. Модифікована щільні-дрячна спіральна антена

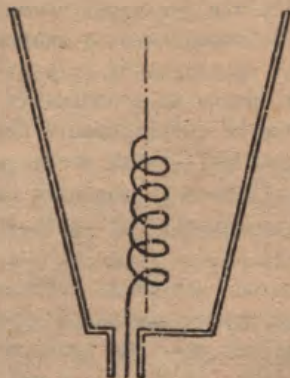


Рис. 3.15. Конічний рупор із спіральним збудувачем

опір антени потрібної величини.

Другий і третій недоліки усуваються за допомогою решітки із спіралей (див. рис. 3.3) і за допомогою дзеркала, лінзи або рупора, які збуджуються спіраллю. Так, наприклад, конічний рупор, який збуджується розміщеною усередині нього циліндричною спіраллю осьового випромінювання (рис. 3.15), має колову поляризацію та вузьку ДС у смузі частот 2:1. КСД такої антени (гелікона) у чотири рази вищий, ніж у звичайної антени такої самої довжини, а рівень бокових дельтоток на 15 дБ нижчий.

У деяких спеціальних випадках (антена для моноімпульсної РЛС, антена з електричним скануванням променя та ін.) використовуються антенні решітки, складені з великої кількості спіралей. Взаємний зв'язок між сусідніми спіралями в таких антенах не дуже великий. Так, коефіцієнт розв'язання між спіралями, які мають однаковий напрямок намотки, при відстані між ними  $\geq 0,5 \lambda$  перевищує 15 дБ. Спіраль, розміщена усередині другої спіралі з протилежним напрямком намотки, розв'язана відносно неї на 40 дБ.

Спіральна антена (рис. 3.16), яка має дві протилежно спрямовані обмотки, утворює дві зустрічні хвилі з коловою поляризацією. У дальній зоні утворюється лінійно-поляризована хвиля, напрямком поляризації якої можна керувати, змінюючи зсув за фазою між струмами в обох обмотках.



Рис. 3.16. Діодозахідна спіральна антена з протилежним напрямком намотки витків

### 3.8. Порядок розрахунку спіральної антени

1. Якщо антена призначена для РЛС, треба задати такі дані:

відстань до цілі  $R$ , потужність передавача  $P_i$ , еквівалентна відбивна лавэр ня  $S_0$ , потужність на вх-ї приймача  $P_{ex}$ , середня довжина хвилі  $\lambda_0$ , смуга пропускання  $2\Delta\lambda/\lambda_0$  (або  $2\Delta f/f_0$ ). Тоді з формули палекості [14] визначаємо КП антени, що розраховується:

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

2. Покладаючи, що КД антени  $\eta_A = 1$ , знаходимо значення КСД:

$$D_m = G_m / \eta_A = G_m.$$

3. Обчислюємо крайні довжини хвиль діапазону:

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

4. За рідниниць (3.39) розраховуємо загальну довжину спіралі на довгохвильовому краї діапазону, ( $ka = 0,75$ ):

$$l' = \frac{D_m \lambda_{max}}{15(0,75)^2}.$$

5. Оскільки довжина спіралі звичайно вибирається у межах,

$$l = (1,5 \dots 2,5) \lambda_0,$$

то визначасмо кількість спіралей в антені:

$$q \times p = l' / l,$$

де  $q$  - кількість спіралей на поверхсі;  $p$  - кількість поверх-хів. Якщо одержане число непарне, збільшуємо його до найближчого парного. Для одержання голчастой ДС необхідно вибрати  $p = q$ .

6. Для вибраного  $l$  (наприклад  $l = 2\lambda_0$ ) за формулою

$$\xi = 1 + \frac{\lambda_0}{2l}$$

знаходимо коефіцієнт сповільнення  $\xi$ .

7. Покладаючи, що довжина витка дорівнює середнім довжині хвилі ( $L = \lambda_0$ ), за виразом (3.5) розраховуємо відстань спіралі для випадку, коли необхідно одержати колову поляризацію поля:

$$S = (\xi - 1) \lambda_0. \quad (3.46)$$

8. Якщо від антени треба дістати максимальний КСД, відстань спіралі обчислюємо за формулою (3.7) при  $L = \lambda_0$ :



$$S = \frac{\xi - 1}{\xi} \lambda_0. \quad (3.47)$$

9. Число витків спіралі визначасмо з рівняння

$$N' = \frac{L}{S}.$$

Одержану величину коректуємо до цілого числа  $N$  і з подальшого приймаємо  $L = NS$ .

10. Оптимальний кут намотки  $\alpha$  обчислюємо з урахування співвідношень (3.46) і (3.47):

$$\alpha = \arcsin(\xi - 1). \quad (3.48)$$

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{\xi - 1}{\xi}\right). \quad (3.49)$$

11. Радіус спіралі  $a$  розраховуємо за формулою

$$a = S / 2\pi \operatorname{tg} \alpha,$$

де  $\alpha$  визначається за я разами або (3.48), або (3.49).

12. Якщо внаслідок розрахунку одержано поодинокі спіралі, то обчислюємо та будуємо її ДС на середній та крайніх частотах г'анізону за рівняннями (3.8) - (3.17).

При наближеній побудові можна скористатись способом графічного перемноження ДС. Наприклад, при побудові ДС  $F_\theta(\theta)$  на координатну сітку наносимо залежності  $\cos \theta$  і  $J_0(k a \sin \theta)$ . За формулами (3.12) - (3.15) знаходимо напрями нульових і максимальних випромінювань, а також рівень бокових пелюсток множника  $F_c(\theta)$ , наносимо їх на ту саму координатну сітку і з'єднуємо плавною кривою. За виразом (3.16) обчислюємо рівень бокових пелюсток загальної ДС у площині  $\theta$ , наносимо їх на координатну сітку, а потім графічно перемножуємо всі три залежності з урахуванням усіх "нульів", "максимумів" та рівнів бокових пелюсток. Одержана плавна крива і буде наближеною ДС спіралі у площині  $\theta$ .

Оскільки множник  $F_c(\theta)$  є загальним для ДС в обох площинах, то його одночасно наносимо на другу координатну сітку, на якій вже побудовані залежності  $\psi$  (див. формулу (3.11)) та  $J_0(k a \sin \theta)$ . Після обчислення рівнів бокових пелюсток загальної ДС у площині  $\psi$  за виразом (3.17) і графічного перемноження дістаємо наближену ДС  $F_\psi(\psi)$  у площині  $\psi$ .

13. За побудовеними ДС  $F_{\theta}(\theta)$  і  $F_{\varphi}(\theta)$  розраховуємо ширину їх головних пелюсток "за нулями" та "за половиною потужністю" і порівнюємо одержані значення із значеннями  $2\theta_{0,5}$  і  $2\theta_0$ , визначеними за формулами (3.20) і (3.21).

14. Розраховуємо ДС для поодинокій спіралі на середній та крайніх частотах діапазону за їх другим варіантом, тобто за рівняннями (3.8) і (3.22) - (3.30). Як і в п.12, користуємось графічним перемноженням ДС. Одержані результати порівнюємо з результатами п.12.

15. Якщо антена виявилась складною, її ДС на середній та крайніх частотах обчислюємо за формулами (3.31). При побудові наближених ДС тут можна також скористатись способом графічного перемноження. Тобто, при побудові ДС, наприклад, у площині  $\varphi$ , на координатну сітку наносять  $\psi$  і  $J_0(ka \sin\theta)$  (складові множники  $F_{1\varphi}(\theta)$ ), розраховують і наносять на цю сітку напрямки нульових і максимальних випромінювань і рівні бокових пелюсток множника  $F_c(\theta)$ , розраховують і наносять на ту ж сітку напрямки нульових і максимальних випромінювань і рівні бокових пелюсток множника решітки  $F_q(\theta)$ . Кожну із залежностей з'єднують плавною кривою, а потім усі чотири криві графічно перемножують з урахуванням усіх "нулів", "максимумів" та рівнів бокових пелюсток.

Таким же способом будуть і ДС у площині  $\theta$  (див. підрозд. 3.3).

До речі, якщо антена складається з  $p \times q = 2 \times 2$  спіралей (див. рис. 3.3), вирази для множників решітки значно спрощуються і набувають вигляд

$$F_p(\theta) = \cos\left(\frac{\pi d_a}{\lambda} \sin\theta\right),$$

$$F_q(\theta) = \cos\left(\frac{\pi d_r}{\lambda} \sin\theta\right).$$

При  $d_a, d_r < \lambda$  ці ДС будуть однопелюстковими і не збільшать кількості бокових пелюсток, а тільки зменшать їх рівень.

16. За формулою (3.37) на середній, крайніх і проміжних довжинах хвиль діапазону розраховуємо КСД антени і будемо залежність  $D_{mo}(\lambda)$ , де  $D_{mo}$  - КСД поодинокій спіралі.

Для антени, складеної з  $p \times q$  спіралей, КСД визначаємо як

$$D_m = (p \times q) D_{\text{то}}.$$

17. За рівнянням (3.40) на середній, крайніх і проміжних довжинах хвиль діапазону визначаємо вхідний опір антени і будемо залежність  $R_A(\lambda)$ .

За табл. Д.1, Д.5 у [12] визначаємо стандартний коаксіальний кабель з найближчим до  $R_A$  хвильовим опором.

18. За формулою (3.44) на середній, крайніх і проміжних довжинах хвиль діапазону обчислюємо коефіцієнт еліптичності антени і будемо залежність  $M(\lambda)$ .

19. За співвідношенням (3.45) на середній довжині хвилі розраховуємо та будемо фазову характеристику антени.

20. Для склених антен передбачаємо фідерне розгалуження і, можливо, фізобертачі для забезпечення сьфазного живлення спіралей.

#### 4. ДИРЕКТОРНІ АНТЕНИ

##### 4.1. Основні властивості та конструктивні особливості директорних антен

Директорні антени відносяться до класу спрямованих антен сповільнючої хвилі і широко використовуються для приймання та передавання телевізійних сигналів у метровому і дециметровому діапазонах хвиль, на відстанях понад 35...40 км від пункту випромінювання (приймання), де напруженість поля невелика і потрібні антени з більшим підсиленням, ніж у напівхвильового вібратора. Крім того, директорні антени корисно використовувати за наявності завод, близьких за частотою до частоти сигналу. В останньому випадку антени слід орієнтувати мінімумом ЧС на джерело завод і таким чином зменшувати вплив заводи на якість прийнятого сигналу.

Відмітимо також, що завдяки простоті виготовлення, низькій вартості, механічній міцності конструкції і формуванню ЧС у двох площинах директорну антену часто використовують ще й як приймальні та передавальні антени радіорелейних і радіолокаційних станцій, а також на станціях зв'язку.



Директорна антена (рис. 4.1) містить: активний вібратор, виконаний частіше всього у вигляді шлейф-вібратора Шталькокса (петльовий вібратор) 1, пасивний рефлектор 2, кілька пасивних директорів 3 і стрілу 4, до якої всі вібратори антени кріпляться безпосередньо механічним способом або шляхом зварювання. Кріплення виконують у середніх точках вібраторів, де нормальна складова напруженості поля на поверхні вібраторів  $E_n$  дорівнює нулю (рис. 4.2). При такому кріпленні на стрілі, виготовленій з провідника, не виникають вирівнювальні струми.

Для налаштування антени директор і рефлектор забезпечуються налаштовувальними наконечниками 5, які після кінцевої настройки запаюються або фіксуються проти саморозвинчування. Кріплення антени до даху будинку або до антеної моголи виконують за допомогою стійки 6. Рефлектор іноді виготовляють з кількох (переважно двох або трьох) паралельних і розміщених у вертикальній площині на відстані  $\lambda/8 - \lambda/4$  одна від одної металевих трубок, із сітки або із суцільної металеві пластини. Однєк при цьому конструкція антени ускладнюється.

Відстань між усіма вібраторами встановлюється експериментально. Переважно вдається дістати хорошу ДС при відстанях між активним вібратором і рефлектором у межах  $d_p = (0,1 \dots 0,25) \lambda$ , а між директорами і між першим директором і активним вібратором -

$d_d = (0,1 \dots 0,34) \lambda$ . Для одержання співрозмірних амплітуд полів активного вібратора і директорів відстань між ними  $d_{db}$  і  $d_{dd}$  встановлюють переважно меншими за  $\lambda/4$ , а при великій кількості директорів ( $n_d > 3$ ) відстані  $d_{db}$  і  $d_{dd}$  збільшують до  $0,34 \lambda$ . У випадку використання площинного рефлектора відстань  $d_p$  приймається такою, що дорівнює  $\lambda/4$ .

Усі елементи антени можуть бути виготовлені зі сталі, міді, латуні або алюмінієвих сплавів (дюралю), і після настройки їх покривають фарбою для захисту від корозії. Провідність металу, а також наявність захисної фарби на вібраторах не має особливо-го впливу на ККД антени.

Довжина пасивних директорів і відстань між ними дуже впливає на вхідний опір і коефіцієнт підсилення директорної антени. Переважно рефлектор вибирають приблизно на 5% довшим, ніж активний вібратор, а перший директор - приблизно на 5% коротшим. У випад-

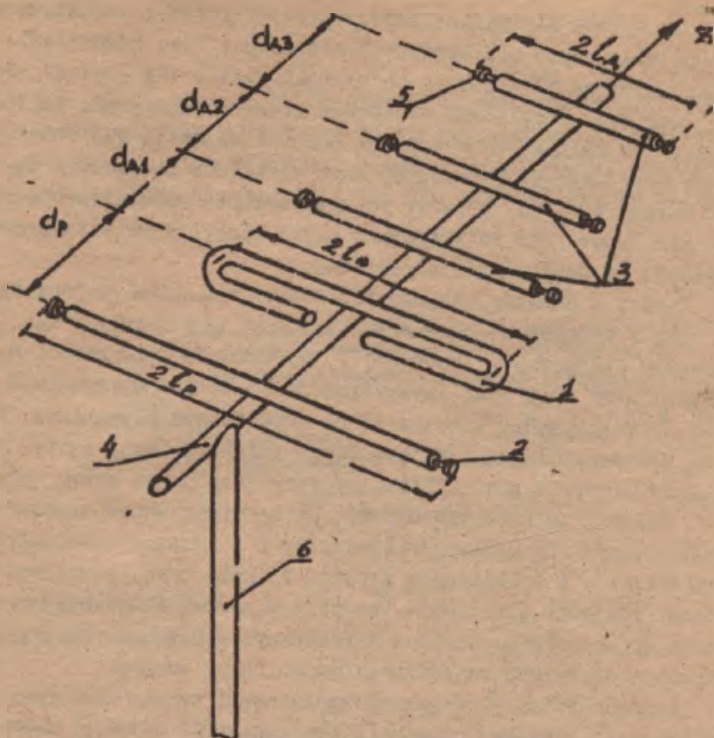


Рис. 4.1. Директорна антена

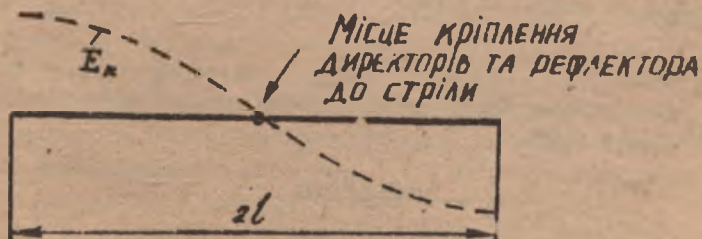


Рис. 4.2. Схема кріплення пасивних вібраторів

ку, коли антена має кілька директорів, їх довжина зменшується по мірі віддалення від активного вібратора; так, наприклад, 1-й директор на 5% коротший за випромінювач, 2-й - на 0%, 3-й - на 7% т.д. Послідовно зменшення довжини директорів застосовується для придушення небажаних бокових пелюсток ДС. Однак у директорних антенах у випадку, коли кількість директорів досить велика ( $\geq 8$ ), довжину усіх директорів висирають однаковою. При цьому децю збільшується смуга пропускання антени без зменшення її коефіцієнта підсилення.

Навіть у випадку найпростішої трьохелементної антени вхідний опір і коефіцієнт підсилення залежать від двох змінних - відстаней "вібратор - директор" і "вібратор - рефлектор". При цьому вхідний опір може зменшитися до 20 Ом при оптимальній, з точки зору одержання максимального коефіцієнта підсилення, відстані між елементами. Таке зменшення вхідного опору антени дуже небажане, тому що воно супроводжується зменшенням смуги пропускання антени, збільшенням струму, що протікає через елементи антени (тобто при недостатньо товстих і з низькою провідністю провідниках - і збільшенням втрат), і, крім того, виникають додаткові труднощі узгодження антени з фідером. Тому переважно відмовляються від досягнення найбільшого підсилення на користь одержання достатньо великого вхідного опору антени.

Довжина усієї конструкції директорної антени визначає її коефіцієнт підсилення. Останній при однаковій довжині антени залишається сталим незалежно від відстані між окремими директорами.

Залежність КСД директорної антени від її довжини  $L$  визначають за допомогою формули [20]

$$D_m \approx 7 + 4 \frac{L}{\lambda_0}, \quad (4.1)$$

де  $\lambda_0$  - довжина хвилі, що відповідає середині робочого діапазону довжин хвиль,

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{\max} + \lambda_{\min}}{2}.$$

Важливим елементом директорної антени є петльовий вібратор, на аналізі властивостей якого слід зупинитися детальніше.



#### 4.2. Шлейф-вібратор Пістолькорса (петльовий вібратор)

Для збільшення вхідного опору директорної антени як активний вібратор використовують шлейф-вібратор Пістолькорса.

Шлейф-вібратор утворений з'єднанням на кінцях двох напівхвильових вібраторів при відстані між ними, що більше  $0,1 \lambda$  (рис. 4.3).

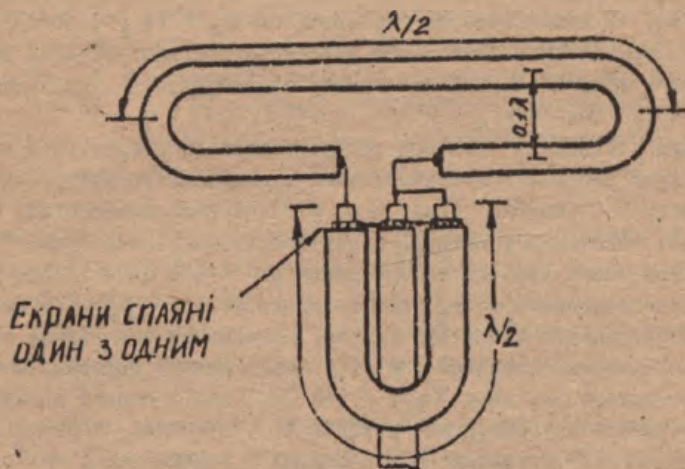


Рис. 4.3. Шлейф-вібратор Пістолькорса та трансформатор опору "U-коліно"

При паралельному з'єднанні двох однакових напівхвильових вібраторів, що складають петльовий вібратор, антенний струм, який протікає через дві гілки, поділяється на дві частини. Таким чином, при тій же потужності випромінювання антенний струм петльового вібратора дорівнює половині антенного струму звичайного напівхвильового вібратора  $I_A$ . Опір випромінювання петльового вібратора  $R$  набирає вигляду

$$R'_z = \frac{P_z}{\left(\frac{I_A}{2}\right)^2} \quad (4.2)$$

де  $P_z$  - випромінювана потужність.

Для звичайного напівхвильового вібратора маємо

$$P_z = R_z I_A^2, \quad (4.3)$$

де  $R_z$  - опір випромінювання звичайного напівхвильового вібратора, а для петльового вібратора

$$P_z = R'_z \left(\frac{I_A}{2}\right)^2. \quad (4.3a)$$

Оскільки в обох випадках потужність, що випромінюється, однакова, то можна зробити висновок, що  $R'_z = 4R_z$ , тобто опір випромінювання петльового вібратора в 4 рази більший за опір випромінювання напівхвильового вібратора, і дорівнює  $R'_z = 292 \text{ Ом}$ .

Для узгодження відного опору петльового вібратора з коаксіальним кабелем використовується трансформатор опору, який має назву "U-коліно" (див. рис. 4.3). Трансформатор типу "U-коліно", виконаний у вигляді зігнутого, як латинська буква "U", відрізка коаксіального кабелю довжиною  $\lambda/2$ , служить для узгодження хвильового опору телевізійного фідера  $R_0 = 75 \text{ Ом}$  з опором петльового вібратора  $292 \text{ Ом}$ . Узгодження зазначених опорів пояснює за допомогою рис. 4.4. Опір кожної половини петльового вібратора дорівнює  $R'_z/2 = 146 \text{ Ом}$ . Один з опорів підключений до кабелю безпосередньо у точці А, а інший - через відрізок кабелю АВ довжиною  $\lambda/2$ . Струми в точках А і В одна-

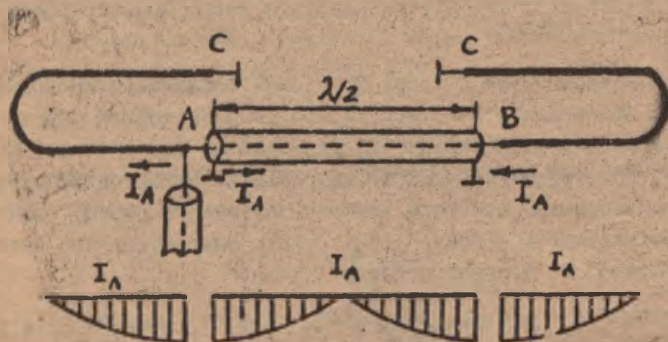


рис. 4.4. Пояснення узгодження хвильових опорів

кові за величиною і збігаються за напрямком. Іншими словами, опір лівої половини на рисунку можна перенести у точку В без змін. Отже, до точки А підключені паралельно два однакові опори по 146 Ом кожний. Результатний опір у точці А дорівнює 73 Ом, тобто майже збігається з хвильовим опором стандартного телевізійного коаксіального кабелю.

#### 4.3. Вибір довжини елементів директорної антени

Рефлектор 2 (див. рис. 4.1) директорної антени має бути настроєний таким чином, щоб струм у ньому випереджав за фазою струм активного вібратора 1. При цьому поля, що створюються рефлектором 2 і активним вібратором 1 у напрямку випромінювання  $Z$ , синфазні, а в протилежному напрямку – протифазні. Для цього необхідно, щоб повний опір мав позитивну (індуктивну) реактивну складову, для чого довжину рефлектора збільшують відносно його резонансної довжини.

Струми директорів 3 мусять запізнюватись за фазою відносно струму активного директора 1, а струм у кожному з директорів 3, у напрямку випромінювання  $Z$  – щодо попереднього струму. Повні опори директорів повинні мати негативні реактивності, для чого довжину кожного директора зменшують відносно резонансної довжини.

Фактично електрична та геометрична довжина вібратора однакові тільки в тому випадку, коли провідник, з якого виготовлено вібратор, стає нескінченно тонким. Швидкість поширення електромагнітних хвиль від провідника дещо менша за швидкість поширення світла. У зв'язку з цим (особливо на кінцях антени) виникає емісійний струм, еквівалентний збільшенню довжини антени. Тому реальна довжина вібратора повинна бути дещо зменшеною відносно його електричної довжини. Скорочену довжину вібратора 2 розраховують за формулою

$$2l'_0 = \frac{\lambda_0}{2} K, \quad (4.4)$$

де  $K$  – коефіцієнт скорочення.

Для знаходження коефіцієнта скорочення використовують графік (рис. 4.5). При визначенні за даним графіком величини  $K$



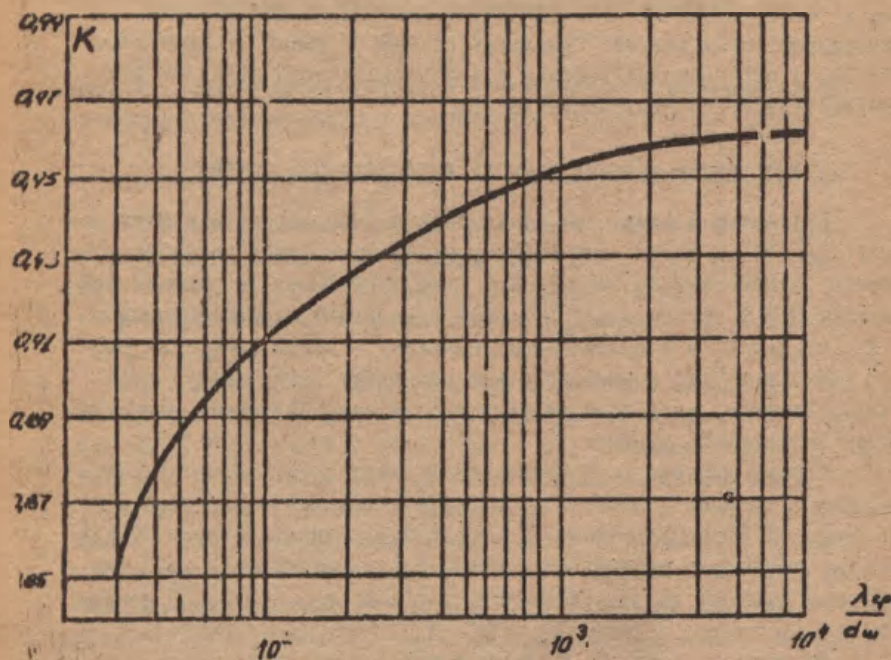


Рис. 4.5. Графік для знаходження коефіцієнта скорочення для петльового вібратора залежно від  $\lambda_{cp}/d_w$  слід користуватися виразом

$$d_w = \sqrt{2d_m S}, \quad (4.5)$$

де  $d_m$  - діаметр трубки;  $S$  - відстань між осями трубок плейф-вібратора,  $S = (0,05 \dots 0,1) \lambda_0$ .

Згідно з формулою (4.1) велике підсилення настає завдяки збільшенню довжини антени. Але великий коефіцієнт підсилення директорної антени з великою кількістю елементів досягається за рахунок значного зменшення смуги пропускання антени. Тому на практиці кількість елементів директорної антени обмежена і по

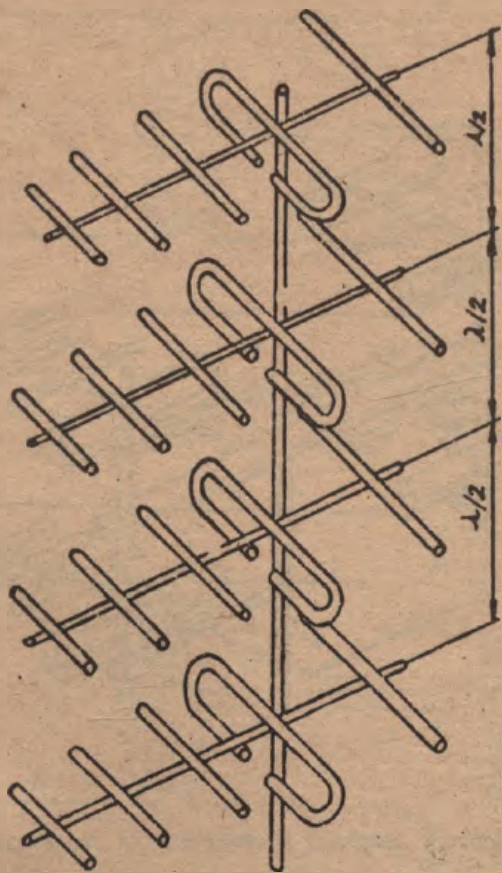


Рис. 4.6. Чотирьповерхова п'ятиелементна директорна антена

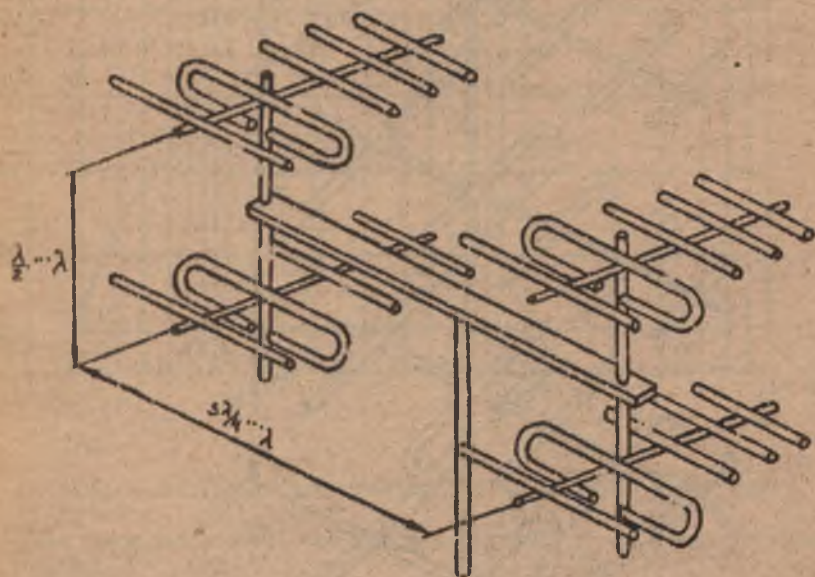


Рис. 4.7. Двоповерхова дворядна п'ятиелементна директорна антена



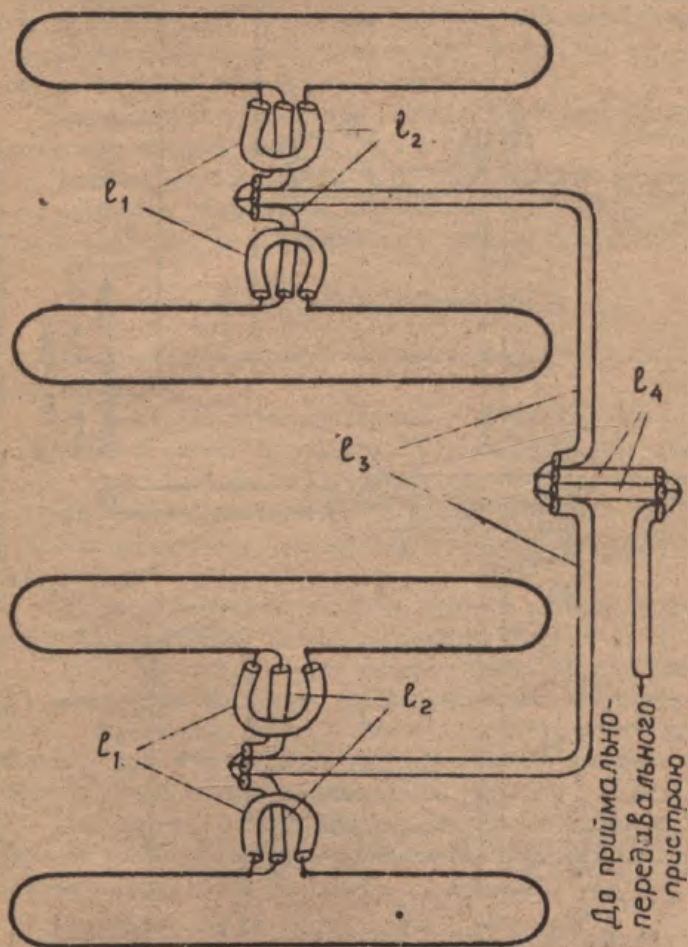


Рис. 4.8. Пристрої узгодження стосовно поверхів

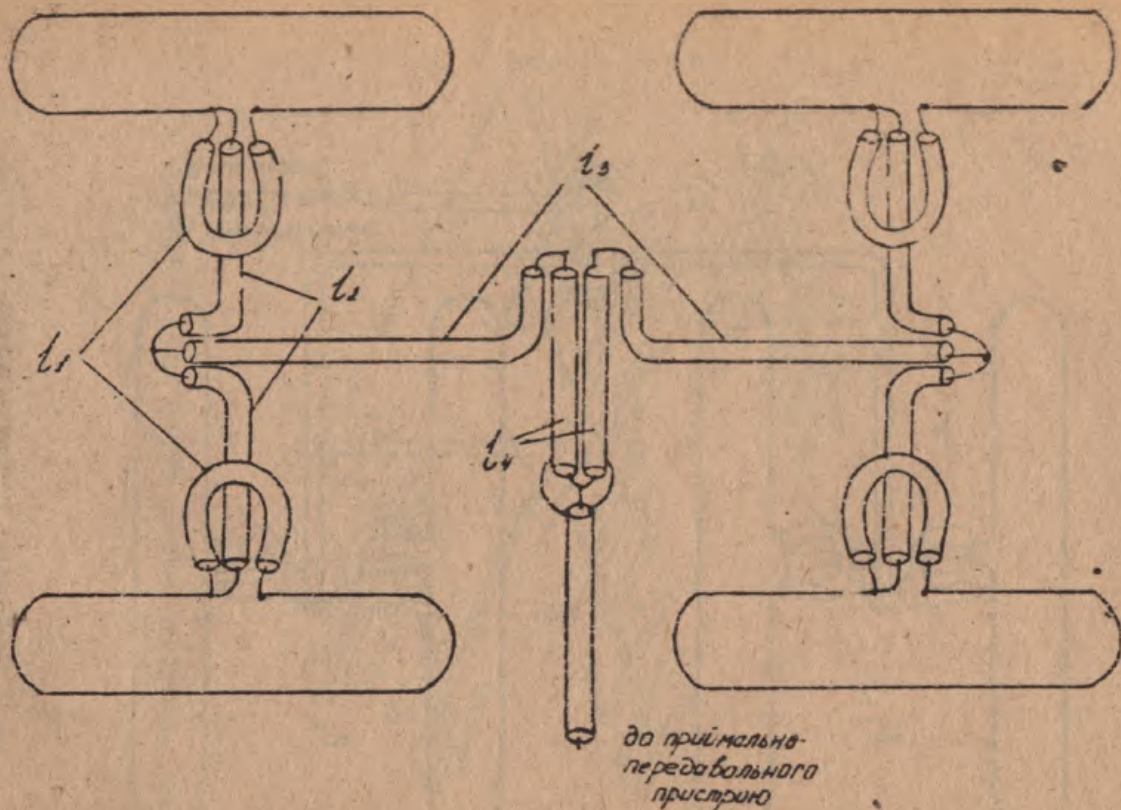


Рис. 4.9. Пристрої узгодження стосовно поверхів і радів

порівняє 10 - 15 елементів.

Для забезпечення необхідного підсилення директорної антени при заданій смузі робочих частот використовують багатоповерхові та багатрядні антени. На рис. 4.6 зображено чотириповерхову п'ятиелементну директорну антену, а на рис. 4.7 - двоповерхову дворядну п'ятиелементну антену.

Для живлення таких антен необхідні пристрої узгодження, схеми яких зображено на рис. 4.8 і 4.9.

Довжини відрізків кабелів  $l_1 - l_4$ , показані на рис. 4.8 і 4.9, вибирають таким чином, щоб активні вібратори усіх поверхів і всіх рядів антени з'єднувались з кабелем синфазно.

#### 4.4. Розрахунок ДС директорної антени

Розрахунок ДС директорної антени передбачає вирішення таких двох задач:

1. Знаходити розподіл струмів у вібраторах при заданому їх розміщенні в антені та заданих ЕРС у кожному з вібраторів, а також оптимальний розподіл струмів для одержання необхідного співвідношення фаз струмів в активному вібраторі, рефлекторі та існуючих директорах. Основою для вирішення цієї задачі є метод наведених ЕРС [17].

2. За визначеним розподілом струмів у вібраторах розрахувати ДС директорної антени у площинах Е і Н.

Закон розподілу струму вздовж антени, тобто співвідношення між амплітудами та фазами струмів активного вібратора, рефлектора і директорів, можна знайти з результату розв'язання рівнянь Кірхгофа для вібраторів, а також визначення взаємних опорів між ними на основі методу наведених ЕРС.

Для антени, що складається з активного вібратора, одного рефлектора та директорів, рівняння Кірхгофа згідно з [17] має вигляд:

$$j_p(R_{pp} + jX_{pp}) + j_0(R_{p0} + jX_{p0}) + j_1(R_{p1} + jX_{p1}) + \dots + j_n(R_{pn} + jX_{pn}) = 0 ;$$

$$j_p(R_{0p} + jX_{0p}) + j_0(R_{00} + jX_{00}) + j_1(R_{01} + jX_{01}) + \dots + j_n(R_{0n} + jX_{0n}) = 1 ;$$

$$j_p(R_{1p} + jX_{1p}) + j_0(R_{10} + jX_{10}) + j_1(R_{11} + jX_{11}) + \dots + j_n(R_{1n} + jX_{1n}) = 0 ;$$

.....



$$J_p(R_{pp} + jX_{pp}) + J_0(R_{p0} + jX_{p0}) + J_1(R_{p1} + jX_{p1}) + \dots + J_n(R_{pn} + jX_{pn}) = 0,$$

де  $J_p$  .  $J_0$  - відповідно комплексні величини у рефлекторі та активному вібраторі;  $J_1$  .  $J_2$  .  $\dots$  .  $J_n$  - комплексні величини струмів у першому, другому,  $\dots$ ,  $n$ -му директорах;  $R_{pp}$  .  $R_{00}$  і  $X_{pp}$  .  $X_{00}$  - відповідно власні активні та реактивні опори рефлектора та активного вібратора;  $R_{p0}$  .  $R_{0p}$  і  $X_{p0}$  .  $X_{0p}$  і  $R_{11}$  .  $\dots$  .  $R_{nn}$  .  $X_{11}$  .  $\dots$  .  $X_{nn}$  - відповідно взаємні активні та реактивні опори рефлектора, активного вібратора і директорів, причому  $R_{p0} = R_{0p}$  і  $X_{p0} = X_{0p}$ ;  $R_{p1}$  .  $\dots$  .  $R_{p1}$  .  $R_{1p}$  .  $\dots$  .  $R_{pp}$  і  $X_{p1}$  .  $\dots$  .  $X_{p1}$  .  $X_{1p}$  .  $\dots$  .  $X_{pp}$  - відповідно взаємні активні та реактивні опори рефлектора і першого,  $\dots$ ,  $n$ -го директорів, причому  $R_{p1} = R_{1p}$  .  $\dots$  .  $R_{pn} = R_{np}$  і  $X_{p1} = X_{1p}$  .  $\dots$  .  $X_{pn} = X_{np}$ ;  $R_{01}$  .  $\dots$  .  $R_{0n}$  .  $R_{10}$  .  $\dots$  .  $R_{n0}$  і  $X_{01}$  .  $\dots$  .  $X_{0n}$  .  $X_{10}$  .  $\dots$  .  $X_{n0}$  - відповідно взаємні активні та реактивні опори активного вібратора і першого,  $\dots$ ,  $n$ -го директора, причому  $R_{01} = R_{10}$  .  $\dots$  .  $R_{0n} = R_{n0}$  і  $X_{01} = X_{10}$  .  $\dots$  .  $X_{0n} = X_{n0}$ .

Для визначення струмів  $J_0$  .  $J_p$  .  $J_1$  .  $\dots$  .  $J_n$  із системи рівнянь Кірхгофа необхідно спочатку розрахувати власні та взаємні активні та реактивні опори всіх вібраторів директорної антени.

Для розрахунку взаємних опорів достатньо скористатися формулами для активного  $R_{lm}$  і реактивного  $X_{lm}$  взаємних опорів [7]:

$$R_{lm} = 30 \left\{ 2Ci(\kappa d_{lm}) - Ci \left[ \kappa \left( \sqrt{(d_{lm})^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] - Ci \left[ \kappa \left( \sqrt{(d_{lm})^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\}; \quad (4.7)$$

$$X_{lm} = 30 \left\{ -2Si(\kappa d_{lm}) + Si \left[ \kappa \left( \sqrt{(d_{lm})^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] + Si \left[ \kappa \left( \sqrt{(d_{lm})^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\}; \quad (4.8)$$

$$l = 1, \dots, n, \quad m = 1, \dots, n$$

де

$$Si(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n z^{2n+1}}{(2n+1)(2n+1)!}, \quad Ci(z) = \gamma + \ln z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n z^{2n}}{2n(2n)!}$$

інтегральні синус та косинус;  $k = 2\pi/\lambda$  - хвильове число; $d_{lm}$  - відстань між  $l$ -м і  $m$ -м вібратором в антені,  $\gamma = 0,577$  - стала Ейлера.

Величини власних опорів на практиці задають так. При довжинах вібраторів  $2l \approx \lambda/2$  активна складова власних опорів приблизно дорівнює  $70 \text{ Ом}$ . Величини реактивних власних опорів залежно від відстані між вібраторами можуть змінюватися у досить широких межах. Тому в кожному конкретному випадку, залежно від кількості вібраторів, після вибору відстані між ними, при заданій величині власних опорів вібраторів доводиться вирішувати оптимізаційно-пошукову задачу. Задані величини власних активних і реактивних опорів за формулами (4.7) і (4.8) і підставляючи значення власних і взаємних опорів у систему рівнянь (4.6), знаходять струми  $J_p, J_0, J_1, \dots, J_n$ .

Якщо струми в пасивних диракторних відступах, а струм у рефлекторі випереджає за фазою струм в активному вібраторі, то пошук оптимального співвідношення фаз за допомогою задання величин власних опорів приймається, після чого починають розрахунок ДС.

Для розрахунку нормованих ДС у площинах  $E$  і  $H$  використовують такі формули:

$$F_E(\varphi) = \frac{|\dot{E}(\varphi)|}{|\dot{E}_{\max}(0)|} = \left| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\varphi\right)}{\cos\varphi} \left\{ m_p \exp[j(\nu_p - k d_{p0} \cos\varphi)] + \right. \right. \\ \left. \left. + 1 + m_1 \exp[j(\nu_1 + k d_{01} \cos\varphi)] + \dots + m_n \exp[j(\nu_n + k n d_{01} \cos\varphi)] \right\} \right| \cdot \\ \cdot \frac{1}{|\dot{E}_{\max}(0)|} \quad (4.9)$$

де  $\varphi \in [0, \pi]$ ;

$$F_N(\theta) = \frac{|H(\theta)|}{|H_{\max}(\theta)|} = \left| m_p \exp[j(\nu_p - kd_{p0} \cos \theta)] + 1 + \right. \\ \left. + m_1 \exp[j(\nu_1 + kd_{01} \cos \theta)] + m_2 \exp[j(\nu_2 + 2kd_{01} \cos \theta)] + \dots \right. \\ \left. \dots + m_n \exp[j(\nu_n + nkd_{01} \cos \theta)] \right| \frac{1}{|H_{\max}(\theta)|} \quad (4.10)$$

де  $\theta \in [0, \pi]$ ;

$\varphi$  - кут, утворений напрямком променя і віссю антени (лінією, перпендикулярною до осей вібраторів);  $\theta$  - кут, утворений напрямком променя у площині, перпендикулярній до осей вібраторів;  $E(\varphi)$ ,  $H(\theta)$  - відповідно напруженості електричного та магнітного полів, створених антеною;

$$m_p = \frac{|j_p|}{|j_0|}; \quad m_1 = \frac{|j_1|}{|j_0|}; \quad \dots; \quad m_n = \frac{|j_n|}{|j_0|};$$

$\nu_n = \text{Arctg} \left[ \frac{\text{Im } j_n}{\text{Re } j_n} \right]$  - фаза струмів у вібраторах.

Якщо антена містить  $N$  поверхів (див. рис. 4.6 і 4.7), то для розрахунку ДС у площині  $H$  відповідно до закону Бозч-Бруєвича слід користуватися формулою

$$F'_H(\theta) = F_H(\theta) F_M(\theta), \quad (4.11)$$

де  $F_M(\theta) = \frac{1}{N} \frac{\sin\left(\frac{Nkd_s}{\lambda} \sin \theta\right)}{\sin\left(\frac{kd_s}{\lambda} \sin \theta\right)}$  - множник решітки;

$N$  - кількість поверхів;  $d_s$  - відстань між сусідніми поверхами.

Розрахунок ДС у площині  $E$  антени, яка містить кілька рядів (див. рис. 4.7), можна виконати за допомогою рівняння

$$F'_E(\varphi) = F_E(\varphi) F_M(\varphi), \quad (4.12)$$



$$\text{де } F_m(\varphi) = \frac{1}{M} \frac{\sin\left(\frac{M\pi d_r \sin\varphi}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi d_r \sin\varphi}{\lambda}\right)} \quad \text{множник решітки; } M - \text{кіль-}$$

кість рядів;  $d_r$  - відстань між сусідніми рядами.

#### 4.5. Порядок розрахунку директорної антени

1. Розрахунок КСД директорної антени здійснюють на основі квадратичної формули Введенського [12] з використанням вихідних даних завдання:

$$E_{\text{пр}} = \frac{2,18 \sqrt{P_i D_m} (h')^2}{r^2 \lambda}$$

де  $E$  - напруженість поля в пункті прийому, мВ/м;  $P_i$  - імпульсна потужність випромінювання, кВт;  $D_m$  - КСД на середній частоті;  $r$  - довжина траєкторії поширення радіохвиль, км;  $\lambda$  - довжина хвилі, м;  $h' = h - r/51,2$  - зведена висота, м;  $h$  - геометрична висота антени над поверхнею землі, м.

2. Довжину антени визначають за допомогою рівняння (4.1) і одержаного з попереднього пункту значення  $D_m$ :

$$L = \frac{(D_m - 7) \lambda_0}{4}$$

Якщо знайдена довжина  $L$  антени є неприпустимо великою (наприклад, перевищує 2 м), то слід використовувати антенну решітку з кількох директорних антен, у результаті чого антена міститиме  $N$  поверхів і  $M$  рядів.

Для забезпечення РС з однаковою шириною головної пелюстки в обох площинах кількість поверхів  $N$  вибирають такою, що дорівнює кількості рядів  $M$  ( $N = M$ ). Тоді кількість директорних антен у решітці дорівнює  $N^2 = M^2$ .

3. Обчислюють КСД одного елемента решітки:

$$D_{\text{мн}} = \frac{D_m}{N^2}$$

4. З урахуванням того, що  $D_m = 4L/\lambda + 7 = 4(L/c) f + 7$ , а  $G = D \eta_A$ , для визначення частотної залежності коефіцієнта підсилення використовують формулу

$$\frac{C}{C_m} = \frac{4L/cf + 7}{4L/cf_0 + 7}.$$

Частотну залежність слід обчислювати в робочій смузі частот від  $f_{\min} = f_0 - \Delta f$  до  $f_{\max} = f_0 + \Delta f$ . Величина входить у вихідні дані завдання.

5. Розрахунок довжини директорної антени - елемента решітки - виконують за співвідношенням

$$L_n = \frac{(D_{mn} - 7) \lambda_0}{4}.$$

6. Кількість вібраторів у решітці знаходять виходячи з того, що відстань між вібраторами однакова і дорівнює, наприклад,  $d = 0,25 \lambda$ . Тоді кількість вібраторів  $n$  у директорної антени

$$n = \frac{4L_n}{\lambda} + 1.$$

7. Геометричні розміри вібраторів, включаючи шлейф-вібратор, визначають за допомогою формул (4.4) і (4.5).

8. Обчислюють кількість елементів  $n$  директорної антени та відстань між ними, наприклад,  $d = 0,25 \lambda$ , задають значення повних власних опорів:

$$\dot{Z}_{pp} = R_{pp} + j X_{pp},$$

$$\dot{Z}_{oo} = R_{oo} + j X_{oo},$$

$$\dot{Z}_{11} = R_{11} + j X_{11},$$

$$\dots \dots \dots$$

Якщо пропустити, що  $R_{oo} \approx 70$  Ом, то слід вибрати  $R_{pp} > R_{oo}$  (наприклад,  $R_{pp} = 73$  Ом),  $R_{oo} \gg R_{11} > R_{22} \dots > R_{nn}$ . Величини реактивних складових повних опорів вибирають, виходячи з таких умов:

$$X_{pp} = (10 - 100) \text{ Ом};$$

$$X_{oo} = (20 - 120) \text{ Ом};$$

$$X_{11} \dots X_{1n} = -(10 - 100) \text{ Ом}.$$

Після задання величин повних власних опорів усіх елементів

директорної антени та відстані між ними можна починати пошуковий розрахунок ДС.

Для розрахунку ДС директорної антени пропонується використовувати спеціально розроблену програму (текст програми див. у дод. 5), яка призначена для такого розрахунку у площинах  $E$  і  $H$ . Кількість оквiдистантно розміщених елементів в антені не повинна перевищувати 17.

Програма містить такі файли:

ant.exe - основна програма розрахунку ДС;

egavga.bgi - драйвер для EGA або VGA моніторів;

sga.bgi - драйвер для CGA монітора.

Після запуску основної програми ant.exe необхідно ввести такі вихідні дані:

- кількість елементів (яка не повинна перевищувати 17);
- інтервал дискретизації ДС за кутом (крок між сусідніми відліками ДС), який рекомендується брати  $\Delta\varphi = \Delta\theta = 1 \dots 2$  градуси;

- відношення відстані між елементами до довжини хвилі  $d/\lambda$  (наприклад  $d/\lambda = 0,25$ );

- повні власні опори  $Z_{pp}, Z_{oo}, Z_{11}, Z_{22}, \dots, Z_{nn}$  для введення яких використовуємо формат: "дійсна частина", "пропуск", "уявна частина" (з урахуванням знаку).

Після введення всіх вихідних даних і невеликого інтервалу часу на екрані дисплея з'являться числові значення коефіцієнтів  $m_n$  і фазових набігів  $\varphi_n$ , до їм відповідають.

Далі програма переходить у режим очікування. Для перегляду графіків ДС на екрані дисплея досить натиснути клавішу "Enter".

При оптимально вибраних значеннях  $d/\lambda, Z_{pp}, Z_{oo}, Z_{11}, Z_{22}, \dots, Z_{nn}$  ДС антени в площинах  $E$  і  $H$  має різко виражену головну пелюстку та кілька бокових, які зменшуються за амплітудою із зростанням кутів  $\theta$  і  $\varphi$ .

Якщо форма ДС незадовільна, тобто в ній дуже великий рівень бокових пелюсток, величина яких у деяких випадках перевищує величину головної пелюстки ( $\theta = 0, \varphi = 0$ ), то рекомендується повторити розрахунок ДС для інших вихідних даних.

Підбираючи значення повних власних опорів  $Z_{pp}, Z_{oo},$



$Z_{11}, \dots, Z_{nn}$  і відносних  $d/\lambda$  відстаней між вібраторами, досягають оптимальної форми ДС директорної антени.

9. Уточнюють довжину директорів. Для прямокутного тонкого вібратора з круглим поперечним перерізом радіусом  $a$  і довжиною, близькою до  $\lambda/2$ , Ом

$$X_{in} = 42 + \frac{\Delta l}{l} 80 \pi \left( \frac{\lambda_0}{2\pi a} \right),$$

де  $\Delta l = l - \lambda/2$  — збільшення або зменшення вібратора порівняно з  $\lambda_0/2$ . За допомогою даної формули знаходять точно довжину  $l$

10. Використовуючи вирази (4.11) і (4.12), визначають ДС усієї антенної системи в площинах  $E$  і  $H$ .

11. Розраховують кінляння антени, узгодивши її спору з вхідним і вихідним на провідну лінійність [12].

12. Роботу завершують конструктивним оформленням антени — побудовою всіх необхідних габаритів, яких потребує завдання.

## ДОДАТОК I

## Таблиця А.І.І

функція  $\frac{\sin x}{x}$ 

$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$
0,00	1,0000	0,30	0,5851	0,60	0,9411	0,90	0,8704
0,01	1,0000	0,31	0,5841	0,61	0,9391	0,91	0,8676
0,02	0,9999	0,32	0,5830	0,62	0,9372	0,92	0,8648
0,03	0,9993	0,33	0,5819	0,63	0,9352	0,93	0,8620
0,04	0,9997	0,34	0,5808	0,64	0,9331	0,94	0,8591
0,05	0,9996	0,35	0,5797	0,65	0,9311	0,95	0,8562
0,06	0,9994	0,36	0,5785	0,66	0,9290	0,96	0,8533
0,07	0,9992	0,37	0,5773	0,67	0,9268	0,97	0,8504
0,08	0,9989	0,38	0,5761	0,68	0,9247	0,98	0,8474
0,09	0,9987	0,39	0,5748	0,69	0,9225	0,99	0,8445
0,10	0,9983	0,40	0,5735	0,70	0,9203	1,00	0,8415
0,11	0,9980	0,41	0,5722	0,71	0,9181	1,01	0,8384
0,12	0,9976	0,42	0,5709	0,72	0,9158	1,02	0,8354
0,13	0,9972	0,43	0,5695	0,73	0,9135	1,03	0,8323
0,14	0,9967	0,44	0,5680	0,74	0,9112	1,04	0,8292
0,14	0,9963	0,45	0,5665	0,75	0,9089	1,05	0,8261
0,16	0,9957	0,46	0,5651	0,76	0,9065	1,06	0,8230
0,17	0,9952	0,47	0,5636	0,77	0,9041	1,07	0,8198
0,18	0,9946	0,48	0,5620	0,78	0,9016	1,08	0,8166
0,19	0,9940	0,49	0,5605	0,79	0,8992	1,09	0,8134
0,20	0,9933	0,50	0,5589	0,80	0,8967	1,10	0,8102
0,21	0,9927	0,51	0,5572	0,81	0,8942	1,11	0,8069
0,22	0,9920	0,52	0,5555	0,82	0,8916	1,12	0,8037
0,23	0,9912	0,53	0,5538	0,83	0,8891	1,13	0,8004
0,24	0,9904	0,54	0,5521	0,84	0,8865	1,14	0,7970
0,25	0,9896	0,55	0,5503	0,85	0,8839	1,15	0,7937
0,26	0,9888	0,56	0,5485	0,86	0,8812	1,16	0,7903
0,27	0,9879	0,57	0,5467	0,87	0,8785	1,17	0,7870
0,28	0,9870	0,58	0,5449	0,88	0,8758	1,18	0,7836
0,29	0,9860	0,59	0,5430	0,89	0,8731	1,19	0,7801
						1,20	0,7767

$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$
I,20	0,7767	I,55	0,6450	I,90	0,4981	2,25	0,3458
I,21	0,7732	I,56	0,6410	I,91	0,4937	2,26	0,3415
I,22	0,7698	I,57	0,6369	I,92	0,4894	2,27	0,3372
I,23	0,7663	I,58	0,6329	I,93	0,4851	2,28	0,3328
I,24	0,7627	I,59	0,6288	I,94	0,4807	2,29	0,3285
I,25	0,7592	I,60	0,6247	I,95	0,4764	2,30	0,3242
I,26	0,7556	I,61	0,6206	I,96	0,4720	2,31	0,3199
I,27	0,7520	I,62	0,6165	I,97	0,4677	2,32	0,3156
I,28	0,7484	I,63	0,6124	I,98	0,4634	2,33	0,3113
I,29	0,7448	I,64	0,6083	I,99	0,4590	2,34	0,3070
I,30	0,7412	I,65	0,6042	2,00	0,4546	2,35	0,3028
I,31	0,7375	I,66	0,6000	2,01	0,4503	2,36	0,2985
I,32	0,7339	I,67	0,5959	2,02	0,4459	2,37	0,2942
I,33	0,7302	I,68	0,5917	2,03	0,4416	2,38	0,2399
I,34	0,7265	I,69	0,5875	2,04	0,4372	2,39	0,2857
I,35	0,7228	I,70	0,5833	2,05	0,4329	2,40	0,2814
I,36	0,7190	I,71	0,5791	2,06	0,4285	2,41	0,2772
I,37	0,7153	I,72	0,5749	2,07	0,4242	2,42	0,2730
I,38	0,7115	I,73	0,5707	2,08	0,4198	2,43	0,2687
I,39	0,7077	I,74	0,5665	2,09	0,4154	2,44	0,2645
I,40	0,7039	I,75	0,5623	2,10	0,4111	2,45	0,2603
I,41	0,7001	I,76	0,5580	2,11	0,4067	2,46	0,2561
I,42	0,6962	I,77	0,5538	2,12	0,4023	2,47	0,2519
I,43	0,6924	I,78	0,5495	2,13	0,3980	2,48	0,2477
I,44	0,6885	I,79	0,5453	2,14	0,3936	2,49	0,2436
I,45	0,6846	I,80	0,5410	2,15	0,3898	2,50	0,2394
I,46	0,6807	I,81	0,5368	2,16	0,3849	2,51	0,2352
I,47	0,6768	I,82	0,5325	2,17	0,3805	2,52	0,2311
I,48	0,6729	I,83	0,5282	2,18	0,3762	2,53	0,2269
I,49	0,6690	I,84	0,5239	2,19	0,3718	2,54	0,2228
I,50	0,6650	I,85	0,5196	2,20	0,3675	2,55	0,2187
I,51	0,6610	I,86	0,5153	2,21	0,3632	2,56	0,2146
I,52	0,6570	I,87	0,5110	2,22	0,3588	2,57	0,2105
I,53	0,6531	I,88	0,5067	2,23	0,3545	2,58	0,2064
I,54	0,6490	I,89	0,5024	2,24	0,3501	2,59	0,2023



$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$	$x$	$\frac{\sin x}{x}$
2,60	0,1983	2,75	0,1388	2,90	0,0925	3,05	0,0300
2,61	0,1942	2,76	0,1349	2,91	0,0789	3,06	0,0266
2,62	0,1902	2,77	0,1311	2,92	0,0753	3,07	0,0233
2,63	0,1861	2,78	0,1273	2,93	0,0717	3,08	0,0200
2,64	0,1821	2,79	0,1234	2,94	0,0681	3,09	0,0167
2,65	0,1781	2,80	0,1196	2,95	0,0646	3,10	0,0134
2,66	0,1741	2,81	0,1159	2,96	0,0610	3,11	0,0102
2,67	0,1702	2,82	0,1121	2,97	0,0575	3,12	0,0069
2,68	0,1662	2,83	0,1083	2,98	0,0540	3,13	0,0037
2,69	0,1622	2,84	0,1046	2,99	0,0505	3,14	0,0000
2,70	0,1583	2,85	0,1009	3,00	0,0470		
2,71	0,1544	2,86	0,0972	3,01	0,0436		
2,72	0,1505	2,87	0,0935	3,02	0,0402		
2,73	0,1466	2,88	0,0898	3,03	0,0368		
2,74	0,1427	2,89	0,0861	3,04	0,0334		

Функція Бесселя нульового порядку  $J_0(x)$ 

$$J_0(x) = J_0(ka \sin \theta)$$

x	$J_0(x)$	x	$J_0(x)$	x	$J_0(x)$	x	$J_0(x)$
0,00	+1,0000	0,60	+0,9120	1,20	+0,6711	1,80	+0,3400
0,02	0,9999	0,62	0,9062	1,22	0,6611	1,82	0,3284
0,04	0,9996	0,64	0,9002	1,24	0,6510	1,84	0,3167
0,06	0,9991	0,66	0,8940	1,26	0,6408	1,86	0,3051
0,08	0,9984	0,68	0,8877	1,28	0,6305	1,88	0,2934
0,10	0,9975	0,70	0,8812	1,30	0,6201	1,90	0,2818
0,12	0,9964	0,72	0,8745	1,32	0,6096	1,92	0,2702
0,14	0,9951	0,74	0,8677	1,34	0,5990	1,94	0,2586
0,16	0,9936	0,76	0,8607	1,36	0,5884	1,96	0,2470
0,18	0,9919	0,78	0,8536	1,38	0,5777	1,98	0,2354
0,20	0,9900	0,80	0,8463	1,40	0,5669	2,00	0,2239
0,22	0,9879	0,82	0,8388	1,42	0,5560	2,02	0,2124
0,24	0,9857	0,84	0,8312	1,44	0,5450	2,04	0,2009
0,26	0,9832	0,86	0,8235	1,46	0,5340	2,06	0,1894
0,28	0,9805	0,88	0,8156	1,48	0,5230	2,08	0,1780
0,30	0,9776	0,90	0,8075	1,50	0,5118	2,10	0,1666
0,32	0,9746	0,92	0,7993	1,52	0,5006	2,12	0,1553
0,34	0,9713	0,94	0,7910	1,54	0,4894	2,14	0,1440
0,36	0,9679	0,96	0,7825	1,56	0,4781	2,16	0,1327
0,38	0,9642	0,98	0,7739	1,58	0,4668	2,18	0,1215
0,40	0,9604	1,00	0,7652	1,60	0,4554	2,20	0,1104
0,42	0,9564	1,02	0,7563	1,62	0,4440	2,22	0,0993
0,44	0,9522	1,04	0,7473	1,64	0,4325	2,24	0,0882
0,46	0,9478	1,06	0,7382	1,66	0,4210	2,26	0,0773
0,48	0,9432	1,08	0,7290	1,68	0,4095	2,28	0,0664
0,50	0,9385	1,10	0,7196	1,70	0,3980	2,30	0,0555
0,52	0,9335	1,12	0,7101	1,72	0,3864	2,32	0,0448
0,54	0,9284	1,14	0,7006	1,74	0,3748	2,34	0,0341
0,56	0,9231	1,16	0,6909	1,76	0,3632	2,36	0,0235
0,58	0,9177	1,18	0,6811	1,78	0,3516	2,38	+0,0130

Інтегральний синус  $Si(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$

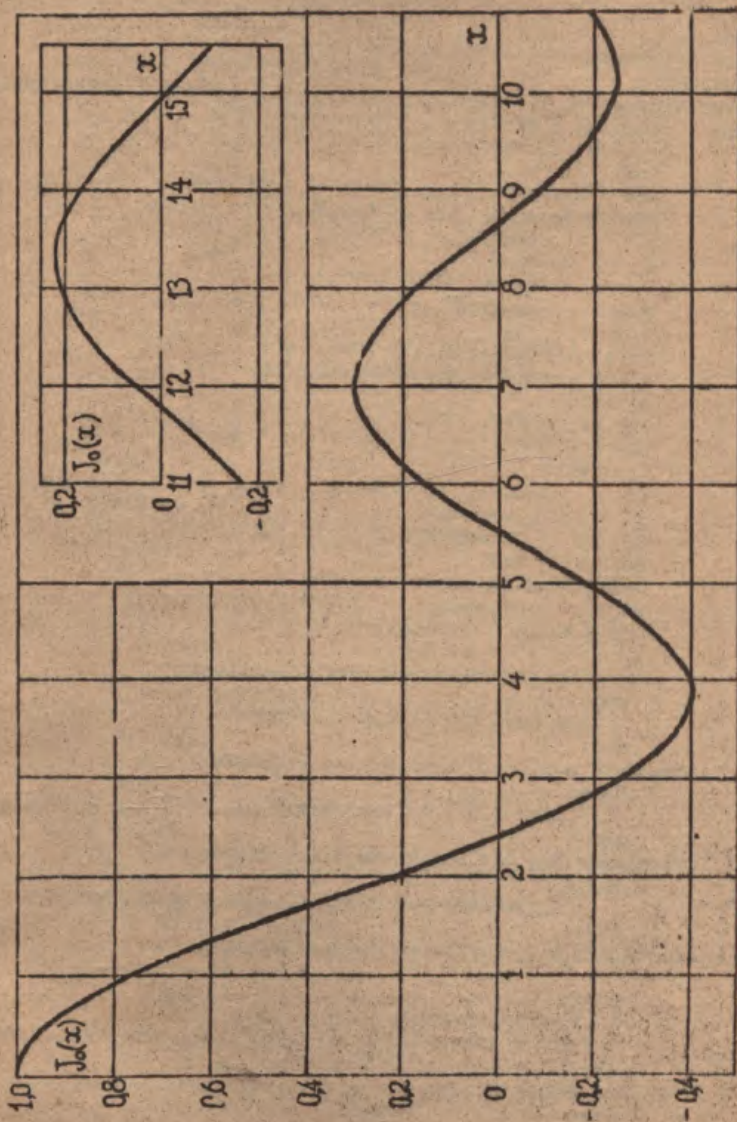
$x$	$Si(x)$	$x$	$Si(x)$	$x$	$Si(x)$	$x$	$Si(x)$
0,00	0,0000	0,30	0,2985	0,60	0,5881	0,90	0,605
0,01	0,0100	0,31	0,3083	0,61	0,5975	0,91	0,8692
0,02	0,0200	0,32	0,3182	0,62	0,5069	0,92	0,8778
0,03	0,0300	0,33	0,3280	0,63	0,6163	0,93	0,8865
0,04	0,0400	0,34	0,3378	0,64	0,6256	0,94	0,8951
0,05	0,0500	0,35	0,3476	0,65	0,6349	0,95	0,9036
0,06	0,0600	0,36	0,3574	0,66	0,6442	0,96	0,9122
0,07	0,0700	0,37	0,3672	0,67	0,6535	0,97	0,9207
0,08	0,0800	0,38	0,3770	0,68	0,6628	0,98	0,9292
0,09	0,0900	0,39	0,3867	0,69	0,6720	0,99	0,9377
0,10	0,1000	0,40	0,3965	0,70	0,6812	1,00	0,9461
0,11	0,1100	0,41	0,4062	0,71	0,6904	1,20	1,1080
0,12	0,1200	0,42	0,4159	0,72	0,6996	1,40	1,2562
0,13	0,1300	0,43	0,4256	0,73	0,7087	1,60	1,3892
0,14	0,1400	0,44	0,4353	0,74	0,7179	1,80	1,5058
0,15	0,1500	0,45	0,4450	0,75	0,7270	2,00	1,6054
0,16	0,1600	0,46	0,4546	0,76	0,7360	2,20	1,6776
0,17	0,1700	0,47	0,4643	0,77	0,7451	2,40	1,7525
0,18	0,1800	0,48	0,4739	0,78	0,7541	2,60	1,8204
0,19	0,1900	0,49	0,4835	0,79	0,7634	2,80	1,8821
0,20	0,1996	0,50	0,4931	0,80	0,7721	3,00	1,8487
0,21	0,2095	0,51	0,5027	0,81	0,7811	3,20	1,8514
0,22	0,2194	0,52	0,5123	0,82	0,7900	3,40	1,8419
0,23	0,2293	0,53	0,5218	0,83	0,7989	3,60	1,8219
0,24	0,2392	0,54	0,5313	0,84	0,8078	3,80	1,7934
0,25	0,2491	0,55	0,5408	0,85	0,8166	4,00	1,7582
0,26	0,2590	0,56	0,5503	0,86	0,8254	4,20	1,7184
0,27	0,2689	0,57	0,5598	0,87	0,8342	4,40	1,6758
0,28	0,2788	0,58	0,5693	0,88	0,8430	4,60	1,6325
0,29	0,2885	0,59	0,5787	0,89	0,8518	4,80	1,5900
0,30	0,2985	0,60	0,5881	0,90	0,8605	5,00	1,5499



$x$	$Sl(x)$	$x$	$Si(x)$	$x$	$Sl(x)$	$x$	$Si(x)$
5,00	1,5499	10,0	1,6583	22,5	1,6104	45,0	1,5587
5,20	1,5137	10,5	1,6229	23,0	1,5955	46,0	1,5798
5,40	1,4823	11,0	1,5783	23,5	1,5752	47,0	1,5918
5,60	1,4567	11,5	1,5357	24,0	1,5547	48,0	1,5845
5,80	1,4371	12,0	1,5050	24,5	1,5390	49,0	1,5651
6,00	1,4247	12,5	1,4923	25,0	1,5315	50,0	1,5516
6,20	1,4187	13,0	1,4994	26,0	1,5449	55,0	1,5707
6,40	1,4192	13,5	1,5229	27,0	1,5803	60,0	1,5867
6,60	1,4258	14,0	1,5562	28,0	1,6047	65,0	1,5792
6,80	1,4379	14,5	1,5907	29,0	1,5973	70,0	1,5616
7,00	1,4546	15,0	1,6182	30,0	1,5668	75,0	1,5586
7,20	1,4751	15,5	1,6326	31,0	1,5418	80,0	1,5723
7,40	1,4993	16,0	1,6313	32,0	1,5442	85,0	1,5824
7,60	1,5233	16,5	1,6156	33,0	1,5703	90,0	1,5757
7,80	1,5489	17,0	1,5901	34,0	1,5953	95,0	1,5630
8,00	1,5742	17,5	1,5615	35,0	1,5969	100	1,5622
8,20	1,5981	18,0	1,5366	36,0	1,5751	110	1,5799
8,40	1,6198	18,5	1,5213	37,0	1,5506	120	1,5640
8,60	1,6366	19,0	1,5186	38,0	1,5455	130	1,5737
8,80	1,6538	19,5	1,5286	39,0	1,5633	140	1,5722
9,00	1,6650	20,0	1,5482	40,0	1,5870	150	1,5662
9,20	1,6720	20,5	1,5727	41,0	1,5949	160	1,5769
9,40	1,6747	21,0	1,5949	42,0	1,5808	170	1,5653
9,60	1,6732	21,5	1,6106	43,0	1,5583	180	1,5741
9,80	1,6676	22,0	1,6161	44,0	1,5481	190	1,5704
10,0	1,6583	22,5	1,6104	45,0	1,5587	200	1,5684

## ДОДАТОК 4

Графік функції Бесселя нульового порядку



```

($E+,N+)
Use CRT, Graph;
Label Main;
Const N:Byte=7; D_L:Real=0.25; NN:Byte=45; Ay=0.5772156649015328;
Type Complex = Record
    A,B : Real;
end;
Mas = Array[1..20,1..20+1] of Complex;
Mas1 = Array[1..20] of Complex;
Var
    R : Mas;
    I : Mas1;
    i,j,k : Byte;
    Null : Complex;
    G,G1 : Real;
    Nu,M : Array [1..20] of Real;
    F_E,F_H : Array [0..200] of Real;
    A1,S0,S1
    ,S2,Fi,Sh,C1,
    Max_E_H : Real;
    F : Text;
    F1 : mas1;
    s : Complex;
    Gd, Gm : Integer;
    ScaleY : Real;
    ScaleX : Integer;
    X0,X1 : Integer;
    Max_X,Max_y : Integer;
    St : String;
Procedure Add_C(a,b:Complex;var c:Complex);
Begin
    C.A:=A.A+B.A; C.B:=A.B+B.B;
End;
Procedure Sub_C(a,b:Complex;var c:Complex);
Begin
    C.A:=A.A-B.A; C.B:=A.B-B.B;
End;
Procedure Mul_C(a,b:Complex;var c:Complex);
Begin
    C.A:=A.A*B.A-A.B*B.B; C.B:=A.A*B.B+A.B*B.A;
End;
Procedure Div_C(a,b:Complex;var c:Complex);
Var r1 : real;
Begin
    r1:=B.A*B.A+B.B*B.B;
    C.A:=(A.A*B.A+A.B*B.B)/r1; C.B:=(A.B*B.A-A.A*B.B)/r1;
End;
Procedure Gauss_Complex(A:Mas;N1:Byte;var X:Mas1);
Var i,j,k : Byte;

```



```

Begin
  For k:=1 to N_ do
    For j:=k+1 to N_+1 do
      begin
        Div_C(A[k,j],A[k,k],A[k,j]);
        For i:=k+1 to N_ do
          Begin
            Mul_C(A[k,j],A[i,k],X[N_]);
            Sub_C(A[i,j],X[N_],A[i,j]);
          End;
        End;
      X[N_]:=A[N_,N_+1];
      For i:=N_-1 downto 1 do
        Begin
          X[i].A:=0;X[i].B:=0;
          For j:=i+1 to N_ do
            Begin
              Mul_C(X[j],A[i,j],A[2,1]);
              Add_C(X[i],A[2,1],X[i]);
            End;
            Sub_C(A[i,N_+1],X[i],X[i]);
          End;
        End;
      End;

```

```

Function S1( Z:Real) : Extended;
Label E;
Var i : Byte; Z1,Z2,S:Extended;
Begin
  If Z > 50 then Begin S:=Pi/2; goto e; end;
  Z1:=Z*Z;Z2:=-Z;S:=Z2;
  For i:=1 to 200 do
    Begin
      Z2:=-Z2*Z1/((2*i+1)*2*i);
      S:=S+Z2/(2*i+1);
      if abs(Z2/(2*i+1))<1e-18 then goto e;
    End;
  E: S1:=S;

```

```

Function C1( Z:Real) : Extended;
Label E;
Var i : Byte; Z1,Z2,S:Extended;
Begin
  If Z > 50 then Begin S:=0; goto e; end;
  Z1:=Z*Z;Z2:=-Z1/2;
  S:=0.5772156649015328+Ln(Z)+Z2/2;
  For i:=2 to 200 do
    Begin
      Z2:=-Z2*Z1/((2*i-1)*2*i);
      S:=S+Z2/(2*i);
      if abs(Z2/(2*i))<1e-18 then goto e;
    End;
  E: C1:=S;

```

```

End;
Procedure Persist(N:Byte;Var Z:Mas);
  Var i,m:Byte; C:Real;
  Begin
    For i:=1 to N do
      For m:=1 to N do
        begin
          C:=2*pi*Sqrt(Sqr((m-1)*D_L)+0.25);
          Z[i,m].A:=30*(2*Ci((m-1)*C1)-Ci(C+Pi)-Ci(C-Pi));
          Z[i,m].B:=30*(-2*Si((m-1)*C1)+Si(C+Pi)+Si(C-Pi));
          Z[m,i]:=Z[i,m];
        end;
        Writeln('Введите собственные сопротивления ');
        For i:=1 to N do
          begin
            Write('Z',i,i,' ');Read(Z[i,i].A,Z[i,i].B);
          end;
        End;
BEGIN
Main:   ClrScr;
        Write('Кол-во элементов ');Readln(N);
        Write('Шаг ( в градусах 1, 2, 3 ... ');Readln(NN);
        Write('Отношение d/l ');Readln(D_L);Writeln;
        NN:=Round(180/NN)+1; C1:=2*Pi*D_L;
        If N > 17 then Halt(1); Null.A:=0;Null.B:=0;
        Persist(N,R);
        For i:=1 to N do
          R[i,N+1]:=Null;
          R[2,N+1].A:=1;
        Gauss_Complex(R,N,I);
        G:=Sqrt(I[2].A*I[2].A+I[2].B*I[2].B);
        Writeln;Writeln('M':8,'Nu':12);
        For i:=1 to N do
          Begin
            M[i]:=Sqrt(I[i].A*I[i].A+I[i].B*I[i].B)/G;
            if I[i].A < 0 then
              Nu[i]:=Arctan(I[i].B/I[i].A)+pi
            else Nu[i]:=Arctan(I[i].B/I[i].A);
            Writeln(M[i]:10:5,Nu[i]*180/pi:12:5);
          End;
SI:=1;S2:=0;
        For i:=1 to N do
          if i<>2 then begin
            S1:=S1+M[i]*(Cos(Nu[i]+(i-2)*C1));
            S2:=S2+M[i]*(Sin(Nu[i]+(i-2)*C1));
          end;
          Max_E_H:=Sqrt(S1*S1+S2*S2);
Fi:=0;j:=0;sh:=pi/NN;
Repeat
  Al:=Cos(Fi);S1:=1;S2:=0

```

```

For i:=1 to N do
  If i <> 2 then begin
    S1:=S1+M[i]*Cos(Nu[i]+(i-2)*A1*C1);
    S2:=S2+M[i]*Sin(Nu[i]+(i-2)*A1*C1);
  end;
  F_H[j]':=Sqrt(S1*S1+S2*S2)/Max_E_H;;
  S1:=S1*Cos(Sin(F1)*Pi/2)/A1;
  S2:=S2*Cos(Sin(F1)*Pi/2)/A1;
  F_E[j]':=Sqrt(S1*S1+S2*S2)/Max_E_H;;
  F1:=F1+sh;Inc(j);
Until F1 > pi*2*sh;
Readln;Readln;
Gd := Detect;
InitGraph(Gd, Gm, '');
if GraphResult <> grOk then
  Ha.t(1);
  Max_Y:=GetMaxY-30;
  Max_X:=GetMaxX-37*X0:=27;
  ScaleY:=Max_Y;ScaleX:=Round(Max_x/NN);
  Line(X0,Max_Y+15,Getmaxx,Max_Y+15);
  Line(X0,Max_Y+15,X0,0);
  Line(GetMaxX,Max_Y+15,GetMaxX-5,Max_Y+10);
  Line(GetMaxX,Max_Y+15,GetMaxX-5,Max_Y+20);
  Line(X0,0,x0-5,5);Line(X0,0,x0+5,5);
  For i:=1 to 10 do
    begin
      Str(i/10:3:1,St);
      OuttextXY(X0-27,Round(Max_Y+15-i*Max_Y/10)-3,St+'-');
    end;
  For i:=1 to 18 do
    begin
      Str(i*10:3,S+);
      Line(Round(X0+i*Max_X/18),Max_Y+10,
        Round(X0+i*Max_X/18),Max_Y+15);
      OuttextXY(Round(X0+i*Max_x/18)-15,Max_Y+20,St);
    end;
  For i:=0 to NN do
    Begin
      line(X0,Max_Y-Round(F_E[i]*ScaleY)+15,X0+ScaleX,
        Max_Y-Round(F_F[i+1]*ScaleY)+15);
      if i=20 then OuttextXY(X0,Max_Y-Round(F_E[i]*ScaleY)+15,'E');
      line(X0,Max_Y-Round(F_H[i]*ScaleY)+15,X0+ScaleX,
        Max_Y-Round(F_H[i+1]*ScaleY)+15);X0:=X0+ScaleX;
      if i=40 then OuttextXY(X0,Max_Y-Round(F_H[i]*ScaleY)+15,'H');
    End;
  Readln;
  CloseGraph;Goto 4ain;
END.

```



## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ТА РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Под ред. Д.И. Воскресенского. М. 1972.
2. Уолтэр К. Антенны бегущей волны. М., 1970.
3. Шубарин К.В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков, 1960.
4. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот. М., 1957.
5. Заикин И.П. Антенны СВЧ. В 4 ч. Харьков, 1974. Ч.4.
6. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1968.
7. Дорохов А.П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. Харьков, 1960
8. Кен Гудолф. Микроволновые антенны. Л., 1967.
9. Лавров А.С., Резникоз Г.Б. Антенно-фидерные устройства. М., 1974.
10. Заїкін І.П., Тоцький О.В. Антени та пристрої НВЧ. В 4 ч. Харків, 1994. Ч.2.
11. Хук М.С., Молочков Ю.Б. Антенно-фидерные устройства. М., 1966.
12. Заїкін І.П., Тоцький О.В. Антени та пристрої НВЧ. В 4 ч. Харків, 1993. Ч.1.
13. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. В 2 ч. М., 1959. Ч.2.
14. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. М., 1972.
15. Фельдштейн А.П., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. М., 1967.
16. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Под ред. Д.И. Воскресенского. М., 1972.
17. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Тарешин О.Н. Антенны УКВ. В 2 ч. М., 1977. Ч.2.
18. Хук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. М., 1973.
19. Ямайкин В.Е., Северьянов В.Ф., Кишкунцов В.К., Рунов А.В. Антенные устройства. Минск, 1965.

20. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. М., 1974.

1. Системи біжучої хвилі.....	3
1.1. Неперервна система біжучої хвилі.....	5
1.2. Коефіцієнт спрямованої дії неперервної СБХ.....	12
1.3. Ширина головної пелюстки неперервної СБХ.....	16
1.4. Дискретна система біжучої хвилі.....	17
1.5. Оптимальна відстань між антенами біжучої хвилі... ..	19
2. Антени п'єзоелектричних хвиль.....	24
2.1. Основні типи антен поверхневих хвиль.....	24
2.2. Діелектрична пластина.....	26
2.2.1. Симетричні хвилі.....	29
2.2.2. Несиметричні хвилі.....	33
2.3. Діелектрична пластина на металевій підкладці.....	37
2.4. Ребриста плоска поверхня.....	39
2.5. Діаграми спрямованості АПХ.....	43
2.6. Поверхневий опір і коефіцієнти загасання АПХ.....	45
2.7. Порядок розрахунку АПХ.....	47
3. Спіральні антени.....	57
3.1. Режим роботи циліндричної спіралі.....	61
3.2. Режим осьового випромінювання.....	65
3.2.1. Максимум випромінювання в напрямку осі спіралі.....	65
3.2.2. Біжуча хвиля на проводах спіралі. Колова поляризація.....	69
3.3. Діаграми спрямованості спіральної антени.....	71
3.4. Коефіцієнт спрямованої дії та вхідний опір циліндричної спіралі.....	77
3.5. Діапазонні властивості циліндричних спіралей.....	82
3.6. Поляризаційна та фазова характеристик. спіральної антени.....	85
3.7. Застосування спіральних антен.....	87
3.8. Порядок розрахунку спіральної антени.....	89
4. Директорні антени.....	93
4.1. Основні властивості та конструктивні особливості директорних антен.....	93
4.2. Шлейф-вібратор Шістолькорса.....	97



4.3. Вибір довжини елементів директорної антени.....	99
4.4. Розрахунок ДС директорної антени.....	105
4.5. Порядок розрахунку директорної антени.....	109
Додаток 1.....	113
Додаток 2.....	116
Додаток 3.....	117
Додаток 4.....	119
Додаток 5.....	120
Список використаної та рекомендованої літератури.....	124

Іван Павлович Заїкін  
Олександр Володимирович Тоцький

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВ:

Редактори: С.П. Гевло, Л.О. Кузьменко

Зв. план, 1997

Підписано до друку 12.11.97

Формат 60x84 1/16. Папір офс. № 2. Офс. друк.

Умовн.-друк. арк. 7,3. Облік.-вид. арк. 8. Т. 175 прим.

Замовлення 75. Ціна вільна

---

Харківський авіаційний Інститут

310070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

Ротапринт друкарні ХАІ

310070, Харків-70, вул. Чкалова, 17