

В.П. Манойлов, д.т.н., проф.*Житомирський державний технологічний університет***Н.М. Карашук, н.с.****С.С. Сабадаш, викл.***Житомирський військовий інститут ім. С.П. Корольова*

АНАЛІЗ ЗАЛЕЖНОСТІ ХАРАКТЕРИСТИК ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРЯМОКУТНОГО ХВИЛЕВОДУ ВІД ЗМІНИ ЙОГО РОЗМІРІВ

Проведено аналіз випромінювання із розкриття стандартного прямокутного хвилеводу 3 см діапазону при зміні розмірів стінок a, b для оцінки ефективності його застосування як опромінювача дзеркальної параболічної антени.

Певні тактико-технічні характеристики радіоелектронних систем того чи іншого виду залежать від типу антен, що застосовуються. Останніми роками розвиток антенних систем відбувався переважно не шляхом створення принципово нових, а шляхом покращення параметрів та характеристик існуючих антен. Тому є практична потреба у пошуку шляхів вдосконалення їх елементів. Детальний аналіз випромінювання із відкритого кінця прямокутного хвилеводу дозволить вказати, які саме його параметри та характеристики потребують покращення.

Отримано графіки залежності діаграм спрямованості (ДС) в площинах E та H $F_E(v), F_H(v)$, потужності випромінювання P_Σ , коефіцієнта спрямованої дії (КСД) D від зміни розмірів стінок a, b хвилеводу. Побудовано графіки залежності коефіцієнта згасання від частоти для хвиль типів $H_{10}, H_{01}, H_{02}, H_{11}, E_{11}$. Отримано оцінку доцільності застосування прямокутного хвилеводу як опромінювача дзеркальної параболічної антени.

Ключові слова: *опромінювач; прямокутний хвилевід; ДС; КСД.*

Постановка проблеми у загальному вигляді. Хвилеводні випромінювачі прямокутного перетину можуть застосовуватись якості опромінювачів дзеркальних та лінзових антен або як елементи фазованих антенних решіток.

Простішим хвилеводним випромінювачем є відкритий кінець прямокутного хвилеводу, в якому збуджується основний тип хвилі H_{10} .

До опромінювачів, що застосовуються в параболічній дзеркальній антені, висуваються такі основні вимоги [11]:

опромінювач повинен мати фазовий (або умовний фазовий) центр;

ДС опромінювача повинна бути односторонньою, близькою до вісесиметричної та мати визначену ширину, узгоджену із кутом розкриття дзеркала;

рівень бокових пелюсток ДС повинен бути мінімальним;

поле, що випромінюється опромінювачем, повинно мати задану поляризацію;

опромінювач повинен мати невеликі розміри, щоб якомога менше затіняти розкриття дзеркала;

опромінювач повинен пропускати задану потужність випромінювання і бути узгодженим з фідером у заданому діапазоні частот.

Потрібно провести дослідження випромінювання із відкритого кінця прямокутного хвилеводу та зробити висновки про відповідність вказаним вище вимогам.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Задача про випромінювання із розкриття прямокутного хвилеводу не має строгого рішення. Непрямі дані, результати розв'язання аналогічних більш простих задач дають підставу стверджувати, що хорошу точність можна отримати при розв'язанні цієї задачі за так званим методом Гюйгенса–Кірхгофа, який полягає в наступному. Вважається, що поле в розкритті залишається незбуреним, вважається, що відсутні затікаючі на зовнішню поверхню хвилеводу струми та відбита назад всередину хвилеводу хвиля. При цих припущеннях поле випромінювання розраховується на основі поняття про елемент Гюйгенса [5].

Розрахунок згасання хвиль у прямокутних хвильоводах безпосереднім розв'язанням рівнянь Максвелла призводить до громіздких обчислень і тому для практичного застосування вважається недоцільним, а інколи навіть неможливим.

Для розрахунку коефіцієнта згасання необхідно мати значення тангенціальної складової магнітного поля з врахуванням кінцевої провідності стінок хвильоводу.

Багато авторів у зв'язку з цим отримали громіздкі, недостатньо точні формули згасання для основної хвилі в прямокутних хвильоводах. Порівняльні результати розрахунків згасання хвилі типу H_{10} для довжини хвилі $\lambda = 3$ см та хвильоводу розмірами $(a \times b) = (26 \times 13)$ мм наведені у [2]. У [1] зазначено, що при розрахунку згасання хвилі H_{10} авторами Берроу і Чу допущена неточність. Автори С.Рамо та Дж.Уіннері в [7] наводять кінцевий вираз згасання в прямокутних хвильоводах для хвиль вищого типу H_{mn} . Отримати згасання для основної хвилі із наведеної в [7] формули неможливо, оскільки автори виходять із припущення, що на всіх стінках хвильоводу існують дві складові вектора густини струму провідності.

Розрахунок згасання хвилі основного типу проводиться найбільш загальним розв'язанням рівнянь Максвелла за допомогою комплексного вектора електромагнітного поля із застосуванням комплексного вектора Герца. У результаті виходять достатньо точні та прості вирази.

Отже, задача випромінювання із розкриття прямокутного хвильоводу буде розв'язана за методом Гюйгенса–Кірхгофа, а коефіцієнти згасання для хвиль різних типів будуть розраховані за виразами з [3, 4].

Викладення основного матеріалу. Хвильовід прямокутного перетину під час роботи на основній хвилі H_{10} має розміри поперечного перетину (рис. 1), що обираються за умови:

$$\lambda/2 < a < \lambda, \quad b < \lambda/2. \quad (1)$$

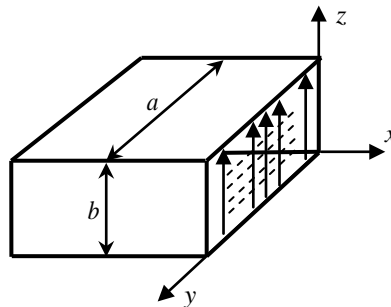


Рис. 1. Прямокутний хвильовід

Складові електромагнітного поля за прямокутними координатами XYZ (рис. 1) описуються таким чином [9]:

$$\begin{cases} E_x = E_0 \sin \frac{\pi y}{a} e^{-jz}, \\ H_y = \frac{\gamma E_0}{\omega \mu_0} \sin \frac{\pi y}{a} e^{-jz}, \\ H_z = \frac{\pi}{j \omega \mu_0 a} \cos \frac{\pi y}{a} e^{-jz}, \end{cases} \quad (2)$$

де

$$\gamma = k \left[1 - (\lambda/2a)^2 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Враховуючи вказані припущення, поле випромінювання розраховується на основі поняття про елемент Гюйгенса та виразів [9]:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{E}_r &= -E_{0s} \left[\bar{v}_0 \cos \varphi \left(\frac{j30k}{W_s} \cos v + \frac{jk}{4\pi} \right) - \bar{\varphi}_0 \sin \varphi \left(\frac{j30k}{W_s} + \frac{jk}{4\pi} \cos v \right) \right] \times \\ &\times \frac{e^{-jkr}}{r} \Delta S, \\ \Delta \bar{H}_r &= -E_{0s} \left[\bar{v}_0 \sin \varphi \left(\frac{jk}{4\pi W_s} + \frac{jk}{480\pi^2} \cos v \right) + \bar{\varphi}_0 \cos \varphi \left(\frac{jk}{4\pi W_s} \cos v + \frac{jk}{480\pi^2} \right) \right] \times \\ &\times \frac{e^{-jkr}}{r} \Delta S. \end{aligned}$$

Складові поля випромінювання за сферичними координатами E_v та E_φ (полярна вісь спрямована по осі z) визначаються в загальному вигляді таким чином [9]:

$$\begin{cases} E_v = \frac{jkE_0}{4\pi} \cos \varphi \left(\frac{120\pi}{W_s} \cos v + 1 \right) \int \sin \frac{\pi y}{a} \frac{e^{-jkr}}{r} ds, \\ E_\varphi = -\frac{jkE_0}{4\pi} \sin \varphi \left(\frac{120\pi}{W_s} \cos v \right) \int \sin \frac{\pi y}{a} \frac{e^{-jkr}}{r} ds, \end{cases} \quad (4)$$

де

$$W_s = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\omega \mu_0}{\gamma} = \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{\gamma} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}}, \quad (5)$$

відомо, що

$$r = r_0 - x \sin v \cos \varphi - y \sin v \sin \varphi. \quad (6)$$

У Е-площині $\varphi = 0$, в Н-площині $\varphi = \pi/2$, в розкритті $z = 0$. Внаслідок цього поле випромінювання [9]:

в Е-площині:

$$\begin{aligned} E_E(v) = E_v(v) &= \frac{jkE_0 e^{-jk r_0}}{4\pi r_0} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \cos v + 1 \right] \int_0^b e^{jkx \sin v} dx \int_0^a \sin \frac{\pi y}{a} dy = \\ &= \frac{jkE_0 e^{-jk r_0}}{4\pi r_0} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \cos v + 1 \right] \frac{e^{jkb \sin v} - 1}{jk \sin v} \frac{2a}{\pi}, \end{aligned} \quad (7)$$

в Н-площині:

$$\begin{aligned} E_H(v) = E_\varphi(v) &= -\frac{jkE_0 e^{-jk r_0}}{4\pi r_0} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} + \cos v \right] \int_0^b dx \int_0^a \sin \frac{\pi y}{a} e^{jky \sin v} dy = \\ &= -\frac{jkE_0 e^{-jk r_0}}{4\pi r_0} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} + \cos v \right] ba\pi \frac{e^{jka \sin v} + 1}{\pi^2 - (ka \sin v)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Із (5) та (6) випливає, що діаграми спрямованості виражаються наступними функціями відповідно [9]:

в Е-площині:

$$F_E = \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \cos v \right] \frac{\sin \left(\frac{kb}{2} \sin v \right)}{\frac{kb}{2} \sin v}, \quad (9)$$

в Н-площині:

$$F_H = \left[\cos v + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \right] \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin v\right)}{1 - \left(\frac{2a \sin v}{\lambda}\right)}. \quad (10)$$

Нормовані діаграми спрямованості за потужністю $|F|^2$ розраховані за (9) та (10) для стандартного хвилеводу з розмірами стінок $(a \times b) = (23 \times 10)$ мм при $\lambda = 3$ см зображені на рисунку 2. Смуга робочих частот стандартного хвилеводу для хвилі типу H_{10} складає від 8 до 12 ГГц.

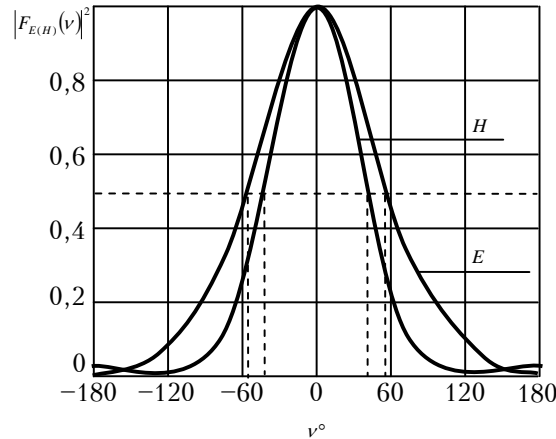


Рис. 2. Нормовані діаграми спрямованості за потужністю в площинах E та H в декартовій системі координат

У прямокутного хвилеводу ширина діаграми спрямованості за потужністю різна в E - та H -площинах (рис. 2) ($\Delta v_E(\Delta \theta_E) = 110^\circ$, $\Delta v_H(\Delta \theta_H) = 80^\circ$), що складає труднощі при забезпеченні рівномірного опромінювання дзеркала при оптимальному співвідношенні радіусу дзеркала до фокального параметру [11].

Коефіцієнт спрямованої дії визначається за формулою [9, 11]:

$$D = \frac{r^2 E_{\max}^2}{30 P_\Sigma},$$

до якої підставляється $E_E(0) = E_H(0)$ замість E_{\max} та

$$P_\Sigma = \int E_x H_y ds = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \frac{E_0^2 ab}{120\pi 2}. \quad (11)$$

Внаслідок отримуємо:

$$D = \frac{\left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}\right]^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} 0,81 \frac{\pi ab}{\lambda^2}. \quad (12)$$

Нормовані ДС рупорного випромінювача в площинах E та H , потужність випромінювання P_Σ та коефіцієнт спрямованої дії D , згідно з (9)–(12), залежать від співвідношення $\lambda/2a$. При постійних довжині хвилі $\lambda = 3$ см, розмірі вузької стінки хвилеводного випромінювача $b = 1$ см та змінному співвідношенні $\lambda/2a = 0,1 \dots 1$ проведемо побудову залежностей $|F_E|^2(\lambda/2a)$, $|F_H|^2(\lambda/2a)$, $P_\Sigma(\lambda/2a)$, $D(\lambda/2a)$.

У таблиці 1 вказані значення розмірів широкої стінки хвилеводу a , см, за яких $\lambda/2a = 0,1 \dots 1$, умова розповсюдження хвиль у хвилеводі $\lambda < \lambda_{кр}$ та значення критичних довжин

хвиль типів $H_{10}, H_{20}, H_{01}, H_{11}, E_{11}$, що розраховуються за формулами $\lambda_{крH_{10}} = 2a$, $\lambda_{крH_{20}} = a$, $\lambda_{крH_{01}} = 2b$, $\lambda_{крH_{11}, E_{11}} = \frac{2}{\sqrt{(1/a)^2 + (1/b)^2}}$ [5, 8].

Існування хвиль вищих типів у хвилеводі буде за виконання умов $\lambda > \lambda_{крH_{10}}$, $\lambda > \lambda_{крH_{20}}$, $\lambda > \lambda_{крH_{01}}$, $\lambda > \lambda_{крH_{11}, E_{11}}$ [2].

Таблиця 1

Аналіз впливу зміни розміру широкої стінки хвилеводу a , см
на існування хвиль вищих типів

$\lambda = 3$ см, $b = 1$ см						
a , см	$\lambda/2a$	$\lambda < \lambda_{кр}$	$\lambda_{крH_{10}}$, см	$\lambda_{крH_{20}}$, см	$\lambda_{крH_{01}}$, см	$\lambda_{крH_{11}, E_{11}}$, см
15	0,1	H_{10}, H_{20}	30	15	2	1,996
7,5	0,2	H_{10}, H_{20}	15	7,5	2	1,982
5	0,3	H_{10}, H_{20}	10	5	2	1,961
3,75	0,4	H_{10}, H_{20}	7,5	3,75	2	1,932
3	0,5	$\lambda = \lambda_{крH_{20}}$	6	3	2	1,897
2,5	0,6	H_{10}	5	2,5	2	1,857
2,14	0,7	H_{10}	4,28	2,14	2	1,812
1,875	0,8	H_{10}	3,75	1,875	2	1,765
1,67	0,9	H_{10}	3,34	1,67	2	1,716
1,5	1	H_{10}	3	1,5	2	1,664

Побудовані згідно з (9) та (10) нормовані діаграми спрямованості за потужністю у площинах Е та Н при $\lambda/2a = 0,1 \dots 0,5$ представлені на рисунках 3, 4.

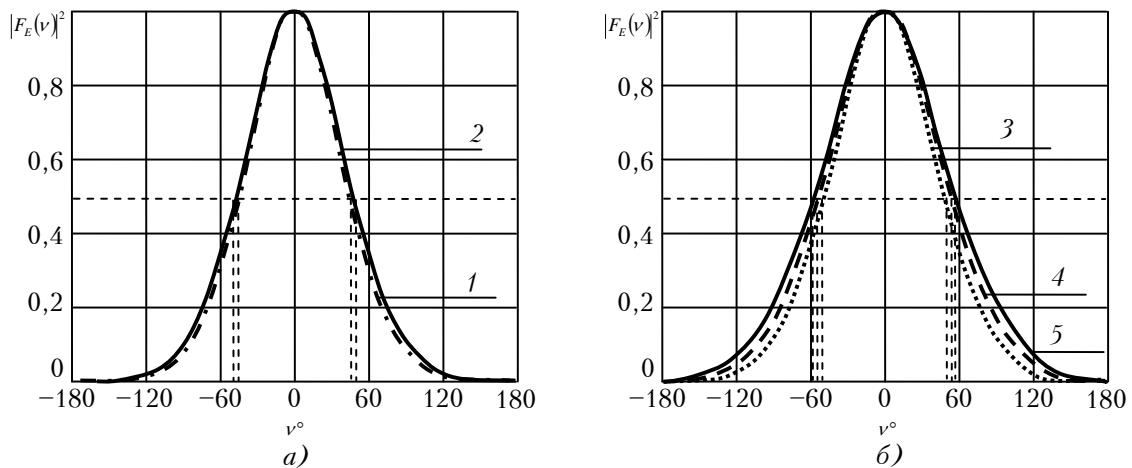


Рис. 3. Нормовані ДС за потужністю в площині Е,
якщо 1 – $\lambda/2a = 0,1$, 2 – $\lambda/2a = 0,2$ (а)
та 3 – $\lambda/2a = 0,3$, 4 – $\lambda/2a = 0,4$, 5 – $\lambda/2a = 0,5$ (б)

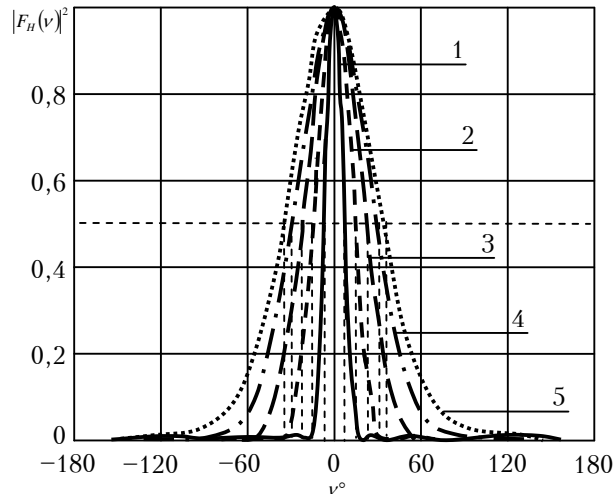


Рис. 4. Нормовані ДС за потужністю в площині Н,
якщо 1 – $\lambda/2a=0,1$, 2 – $\lambda/2a=0,2$, 3 – $\lambda/2a=0,3$, 4 – $\lambda/2a=0,4$, 5 – $\lambda/2a=0,51$

Побудовані згідно з (9) та (10) нормовані діаграми спрямованості у площинах Е та Н при $\lambda/2a=0,6\dots 1$ представлені на рисунках 5, 6.

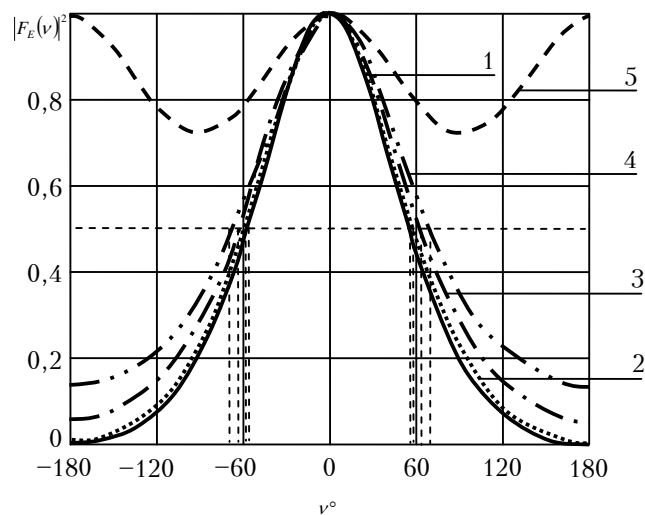


Рис. 5. Нормовані ДС за потужністю в площині Е,
якщо 1 – $\lambda/2a=0,6$, 2 – $\lambda/2a=0,7$, 3 – $\lambda/2a=0,8$, 4 – $\lambda/2a=0,9$, 5 – $\lambda/2a=1$

Графіки залежності потужності випромінювання та коефіцієнта спрямованої дії від зміни розміру широкої стінки a за (11) та (12), якщо $E=30$ кВ/см, представлені на рисунку 7.

Характеристичний опір хвилеводу для хвиль типу Н визначається за виразом [5, 8]:

$$Z_H = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кPH}}\right)^2}}, \quad (13)$$

$$Z_{H_{10}} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \quad (14)$$

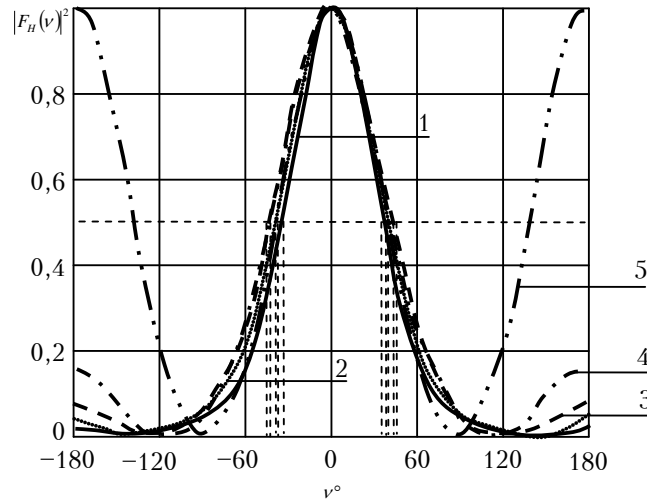


Рис. 6. Нормовані ДС за потужністю в площині H , якщо 1 - $\lambda/2a=0,6$, 2 - $\lambda/2a=0,7$, 3 - $\lambda/2a=0,8$, 4 - $\lambda/2a=0,9$, 5 - $\lambda/2a=1$

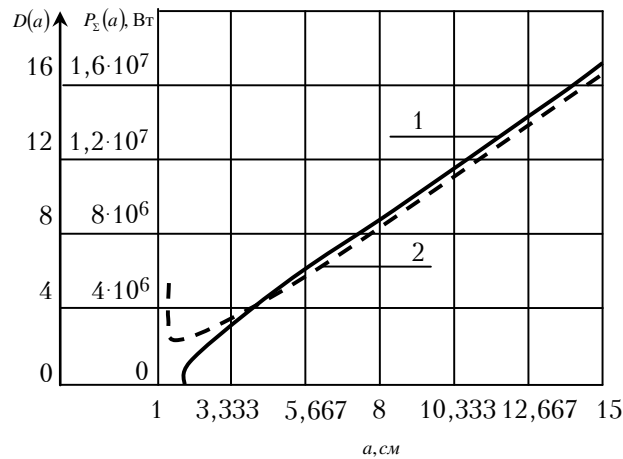


Рис. 7. Залежність потужності випромінювання (1) та КСД (2) від розміру широкої стінки хвилеводу, якщо $\lambda = 3$ см та $b = 1$ см

Вплив відношення $\frac{\lambda}{2a}$ на характеристичний опір, згідно з (14), представлений на графіку (рис. 8).

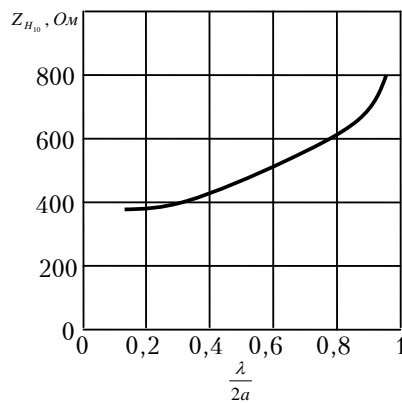


Рис. 8. Зміна характеристичного опору прямокутного хвилеводу, якщо $\frac{\lambda}{2a} = 0,1 \dots 1$

Зміна ширини ДС в площинах Е та Н, згідно з рисунками 3–6, потужності випромінювання та коефіцієнта спрямованої дії, згідно з рисунком 7, характеристичного опору, згідно з рисунком 8, при різних значеннях $\lambda/2a$ занесені до таблиці 2.

Таблиця 2

Аналіз впливу зміни розміру широкої стінки хвильового випромінювача a , см на його параметри та ДС

a , см	$\lambda/2a$	Δv_E°	Δv_H°	P_Σ , Вт	D	Z_H , Ом
15	0,1	108,64	13,62	$1,782 \cdot 10^7$	16,965	378,89
7,5	0,2	108,98	27	$8,772 \cdot 10^6$	8,483	384,765
5	0,3	109,6	39,9	$5,693 \cdot 10^6$	5,658	395,194
3,75	0,4	110,52	52,04	$4,103 \cdot 10^6$	4,249	411,331
3,1	0,51	111,62	61,32	$3,238 \cdot 10^6$	3,522	435,312
2,5	0,6	113,86	72,36	$2,387 \cdot 10^6$	2,863	471,239
2,14	0,7	116,9	79,74	$1,822 \cdot 10^6$	2,49	528,572
1,875	0,8	121,94	84,6	$1,343 \cdot 10^6$	2,262	628,319
1,67	0,9	132,5	86,38	$8,763 \cdot 10^5$	2,226	857,617
1,5	1	175,64	83,38	–	–	–

У результаті аналізу випромінювання із відкритого кінця прямокутного хвильоводу при зміні розмірів широкої стінки (табл. 1, 2) можна зробити висновки:

1. Якщо відношення $\frac{\lambda}{2a} = 0,1 \dots 0,5$, з'являється, крім основної хвилі H_{10} , хвиля вищого типу H_{20} . Зміна ширини ДС в площині Е незначна – $\Delta v_E = (108 \dots 111)^\circ$, в площині Н ДС різко звужується $\Delta v_H = (61 \dots 13)^\circ$, з'являються бокові пелюстки. Проте потужність випромінювання та коефіцієнт спрямованої дії при збільшенні розміру широкої стінки хвильового випромінювача зростають. Характеристичний опір, якщо $\lambda \ll \lambda_{крH_{10}}, \lambda_{крH_{20}}, Z_H \rightarrow Z_0, Z_0 = 120\pi$ Ом коли $\frac{\lambda}{2a} = 0,1 \dots 0,4$. Тоді умови розповсюдження хвиль типів H_{10}, H_{20} у хвильоводі наближаються до умов розповсюдження хвиль у вільному просторі.

2. Коли відношення $\frac{\lambda}{2a} = 0,5 \dots 0,9$, перенесення енергії по хвильоводу здійснюється на одному основному типі коливань H_{10} . ДС в площині Е дещо розширюється $\Delta v_E = (111 \dots 132)^\circ$, в площині Н лежить в межах $\Delta v_H = (61 \dots 86)^\circ$, рівень бокових пелюсток наближається до 20 %. Потужність випромінювання та коефіцієнт спрямованої дії зменшуються. Характеристичний опір $Z_H = 400 \dots 800$ Ом – дійсна величина.

3. Випадок, коли $\frac{\lambda}{2a} = 0,9 \dots 1$, призводить до зміни характеристики спрямованості. Якщо $\frac{\lambda}{2a} = 1$ в площинах Н та Е ДС мають багатопелюсткову форму. В таблиці 2 наведені значення ширини пелюсток. Спостерігається різке зменшення потужності випромінювання. Характеристичний опір Z_H – уявна величина. Якщо $\frac{\lambda}{2a} = 1$, то $Z_H = \infty$, при цьому $\frac{\lambda}{2a} = 1$. Перенесення енергії по хвильоводу немає.

Розглянемо вплив зміни розмірів вузької стінки хвильового випромінювача на його ДС в площині Е, якщо $\lambda = 3$ см, $a = 2,3$ см.

У таблиці 3 вказані значення розмірів вузької стінки хвильоводу b , см, умова розповсюдження хвиль у хвильоводі $\lambda < \lambda_{кр}$ та значення критичних довжин хвиль типів $H_{10}, H_{20}, H_{01}, H_{11}, E_{11}$.

Аналіз впливу зміни розміру вузької стінки хвилеводу b , см
на існування хвиль вищих типів

$\lambda = 3 \text{ см}, a = 2,3 \text{ см}$					
b , см	$\lambda < \lambda_{кр}$	$\lambda_{кр H_0}$, см	$\lambda_{кр H_0}$, см	$\lambda_{кр H_1}$, см	$\lambda_{кр H_1, E_{11}}$, см
0,9	H_{10}	4,6	2,3	1,8	1,7
0,8	H_{10}	4,6	2,3	1,6	1,5
0,7	H_{10}	4,6	2,3	1,4	1,3
0,6	H_{10}	4,6	2,3	1,2	1,2
1,05	H_{10}	4,6	2,3	2,1	1,9
1,2	H_{10}	4,6	2,3	2,4	2,1
1,3	H_{10}	4,6	2,3	2,6	2,3
1,7	H_{10}, H_{01}	4,6	2,3	3,4	2,7
1,8	H_{10}, H_{01}	4,6	2,3	3,6	2,8
1,9	H_{10}, H_{01}	4,6	2,3	3,8	2,9

Графіки ДС антени в площині Е, якщо значення розміру вузької стінки $b \leq a/2$, представлені на рисунку 9.

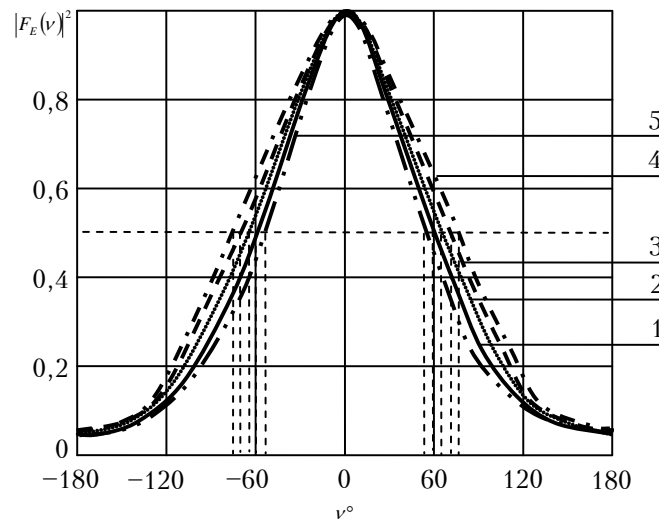


Рис. 9. Нормовані ДС за потужністю в площині Е, якщо 1 – $b_0 = 0,9$ см,
2 – $b_1 = 0,8$ см, 3 – $b_2 = 0,7$ см, 4 – $b_3 = 0,6$ см, 5 – $b_4 = 1,05$ см

Графіки ДС антени в площині Е, якщо $b > a/2$, представлені на рисунку 10.

ДС в площині Н не залежить від розміру вузької стінки хвилеводу, тому графік ДС в площині Н, якщо $a = 2,3$ см та $b = 1$ см раніше представлений на рисунку 2.

Значення потужності випромінювання та коефіцієнта спрямованої дії при зміні розміру вузької стінки хвилеводного випромінювача розраховані за (11) та (12) і занесені в таблицю 4.

Аналіз зміни ширини ДС в площинах Е та Н, потужності випромінювання, коефіцієнта спрямованої дії від розміру вузької стінки хвилеводу згідно з рисунками 9, 10, 2, також представлений в таблиці 4.

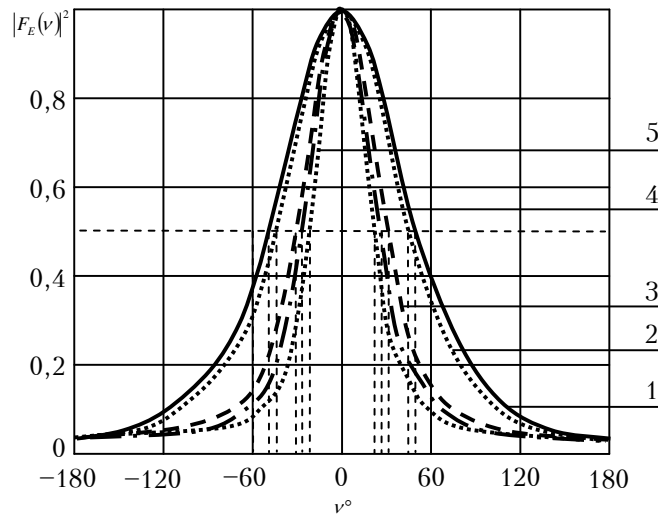


Рис. 10. Нормовані ДС за потужністю в площині Е, якщо 1 – $b_5 = 1,2$ см, 2 – $b_6 = 1,3$ см, 3 – $b_7 = 1,7$ см, 4 – $b_8 = 1,8$ см, 5 – $b_4 = 1,9$ см

Таблиця 4

Аналіз впливу зміни розміру вузької стінки хвильоводного випромінювача b , см на його параметри та ДС

b , см	Δv_E°	Δv_H°	P_Σ , Вт	D
0,6	133	80	$1,249 \cdot 10^6$	1,591
0,7	130	80	$1,457 \cdot 10^6$	1,856
0,8	127	80	$1,665 \cdot 10^6$	2,121
0,9	120	80	$1,873 \cdot 10^6$	2,386
1,05	117	80	$2,185 \cdot 10^6$	2,784
1,2	110	80	$2,497 \cdot 10^6$	3,182
1,3	102	80	$2,706 \cdot 10^6$	3,447
1,7	92	80	$3,538 \cdot 10^6$	4,507
1,8	80	80	$3,746 \cdot 10^6$	4,773
1,9	76	80	$3,954 \cdot 10^6$	5,038

Зміна розміру вузької стінки хвильоводного випромінювача призводить до наступних особливостей (табл. 3, 4):

1. Для того, щоб робочий діапазон частот був якомога ширшим, потрібно, щоб $b \leq \frac{a}{2}$. З другого боку, зменшувати розмір b немає сенсу, оскільки зменшиться потужність випромінювання. Для випадку, що задовільняє вимогу ($b = 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,05$ см) ширина ДС у площині Н не змінюється і складає $\Delta v_H = 80^\circ$, оскільки не залежить від розміру b . У площині Е, при зменшенні розміру b , ширина ДС збільшується, $\Delta v_E = (117 \dots 133)^\circ$. Потужність випромінювання та коефіцієнт спрямованої дії зростають, якщо збільшується розмір b . Передавання енергії здійснюється на одному основному типі коливань H_{10} .

2. Для значень $b > \frac{a}{2}$ ($b = 1,2; 1,3; 1,7; 1,8; 1,9$ см) ширина ДС у площині Н постійна $\Delta v_H = 80^\circ$. У площині Е зменшується $\Delta v_E = (110 \dots 76)^\circ$. Для випадку, коли $b = 1,8$ см, характеристика спрямованості хвильоводного випромінювача стає вісесиметричною, але не дорівнює

оптимальному куту розкриття дзеркала (120°) [11]. Потужність випромінювання та коефіцієнт спрямованої дії зростають. Проте з'являється хвиля вищого типу H_{01} .

Побудуємо графіки залежності коефіцієнтів згасання хвиль основного та вищих типів як функцій частоти.

Потужність, що передається по хвилеводу, змінюється за законом [2]:

$$P = P_0 e^{-2\alpha_{\text{вт.м.}} z},$$

де P_0 – потужність, яка проходить через переріз $z=0$ (рис. 1), а коефіцієнт згасання, що враховує втрати в металевих стінках хвилеводу [2]:

$$\alpha_{\text{вт.м.}} = \frac{R_S \oint H_{m\tau}^2 dl}{2\rho \int_S H_{mS}^2 dS}, \quad (15)$$

де $R_S = \sqrt{\frac{\omega\mu_a}{2\sigma}}$ – поверхневий опір; $H_{m\tau}$ – тангенціальна складова магнітного поля (МП) поруч зі стінками хвилеводу.

Втрати у хвилеводі, що обумовлені кінцевою провідністю матеріалу стінок, залежать [3] від форми поперечного перетину, виду коливань і співвідношення $f/f_{\text{кр}}$. Для прямокутних мідних хвилеводів, заповнених повітрям та працюючих в режимі коливань виду H_{01} , коефіцієнт згасання в децибелах на метр дорівнює [4]:

$$\alpha_{\text{вт.м}H_{01}} = \frac{8,59 \cdot 10^{-6}}{a^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\left[\frac{a}{2b} \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{3}{2}} + \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{\left[\left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (16)$$

Для коливань типу H_{02} в децибелах на 30,48 м [1]:

$$\alpha_{\text{вт.м}H_{02}} = \frac{1,565}{a^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\left[\frac{a}{2b} \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{3}{2}} + \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{\left[\left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (17)$$

Для коливань типу H_{11} в децибелах на 30,48 м [1]:

$$\alpha_{\text{вт.м}H_{11}} = \frac{1,107}{a^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\left[\frac{a}{b} \left(1 + \frac{a}{b} \right) \cdot \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{3}{2}} + \left[\left(\frac{a}{b} \right)^3 + 1 \right] \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{\left[1 + \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right]^{\frac{3}{4}} \left[\left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (18)$$

а для коливань типу H_{11} в децибелах на 30,48 м [1]:

$$\alpha_{\text{вт.м}E_{11}} = \frac{1,107}{a^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\left[\frac{a}{b} \left(1 + \frac{a}{b} \right) \cdot \left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^{\frac{3}{2}} \right]}{\left[1 + \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right]^{\frac{3}{4}} \left[\left(\frac{f}{f_{\text{кр}}} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (19)$$

Для хвилі типу H_{10} в децибелах на метр [5]:

$$\alpha_{вт.мH_{10}} = \frac{\frac{a}{b} + 2 \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2}{\sqrt{240\sigma_m a^3} \sqrt{\frac{f_{кр}}{f} - \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^3}}. \quad (20)$$

На рисунках 11, 12 наведено графіки коефіцієнтів згасання як функцій частоти різних типів коливань для хвилеводу з поперечним перетином (2 3×1 0) мм згідно з (16)–(20).

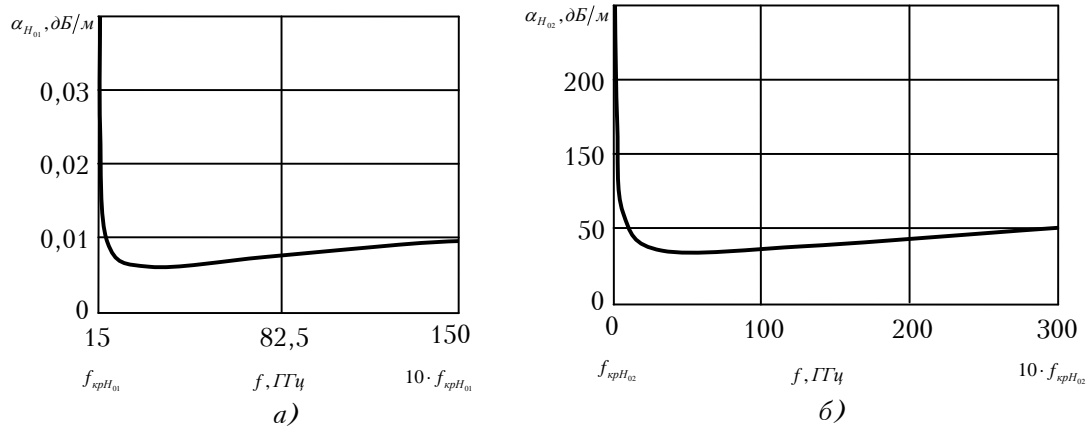


Рис. 11. Згасання хвиль H_{01} (а) та H_{02} (б) в прямокутному хвилеводі як функція частоти

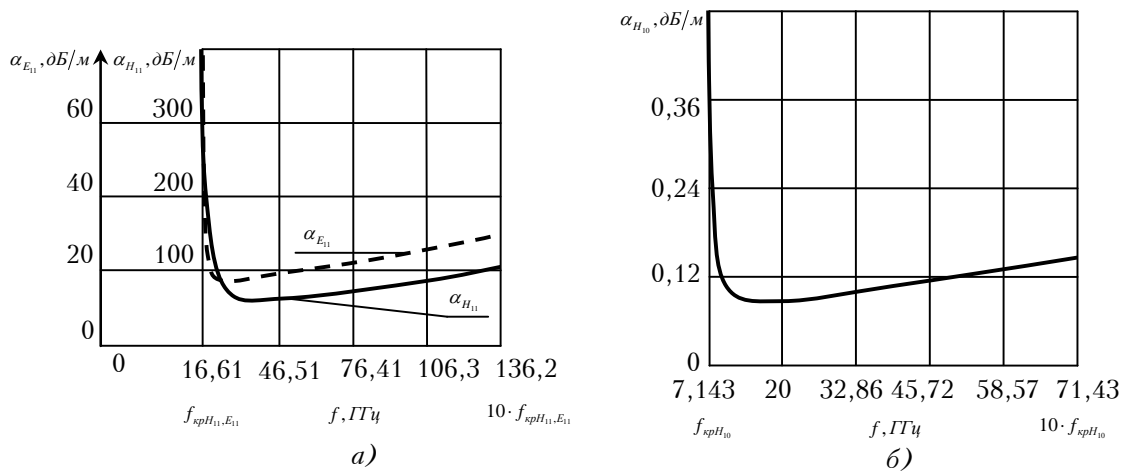


Рис. 12. Згасання хвиль H_{11} та E_{11} (а), H_{10} (б) в прямокутному хвилеводі як функція частоти

Графіки (рис. 11, 12) показують, що при наближенні до критичних частот втрати у хвилеводі різко зростають. На достатньому віддаленні від критичного режиму втрати порівняно невеликі. Далі підвищення частоти призводить до повільного зростання згасання через поверхневий ефект. Зі збільшенням індексів m та n втрати підвищуються. Найменше згасання мають хвилі типу H_{01} та H_{10} .

Отже, величина коефіцієнта згасання $\alpha_{вт.м}$ залежить від типу хвилі (картини розподілу струму провідності). Чим більший поверхневий опір R_s та тангенціальна складова МП поруч зі стінками хвилеводу $H_{m\tau}$, тим більше $\alpha_{вт.м}$, тобто більші втрати потужності. Завдяки втратам в

стінках хвилеводу потужність, яка передається, зменшується вздовж хвилеводу за експоненціальним законом. Коли довжина хвилі стає малою, то втрати збільшуються через збільшення поверхневого опору.

Висновки з даного дослідження:

1. Збільшення розмірів стінок a, b у всіх випадках призводить до зростання потужності випромінювання, коефіцієнта спрямованої дії та розширення смуги робочих частот, проте з'являються хвилі вищих типів H_{20}, H_{01} .

2. Робота хвилеводного випромінювача за наявності безлічі типів хвиль одночасно призводить до виникнення складного нетривалого інтерференційного поля, яке важко використовувати на практиці.

3. Відсутнє узгодження хвилеводного випромінювача із вільним простором у певному діапазоні частот.

4. Для всіх значень відношення $\frac{\lambda}{2a}$ та розміру b ширина діаграми спрямованості у площинах E та H різна.

5. Коефіцієнт згасання для хвиль типів $H_{10}, H_{01}, H_{02}, H_{11}, E_{11}$ великий на високих частотах, а також поблизу критичних частот і спадає до мінімуму між цими частотами.

6. Якщо застосовувати прямокутний хвилевід як опромінювач дзеркальної параболічної антени, то виникає необхідність у наступному:

знаходженні способу усунення вищих типів хвиль;

забезпеченні формування вісесиметричної ДС з низьким рівнем бокових пелюсток для рівномірного опромінення дзеркала;

досягненні повного узгодження характеристичного опору хвилеводного випромінювача із характеристичним опором вільного простору у заданому діапазоні частот.

Список використаної літератури:

1. *Введенский Б.А.* Радиоволноводы / *Б.А. Введенский, А.Г. Аренберг.* – М.–Л. : Огиз, 1946. – Ч. 1. – 191 с.
2. *Ковалев И.С.* Основы теории и расчета устройств СВЧ / *И.С. Ковалев.* – Минск, Наука и техника, 1972. – 256 с.
3. *Kuhn S.* Calculation of Attenuation in Waveguides / *S.Kuhn* // J.I.E.E. – 1946, 93, pt III A, No, 4. – Pp. 663.
4. *Moreno T.* Microwave Transmission Design Data / *T.Moreno.* – New York : McGraw–Hill., 1948.
5. *Найденко Є.П.* Електродинаміка та поширення радіохвиль : навч. посібник / *Є.П. Найденко, Ю.О. Колос, В.А. Кукса.* – Житомир : ЖВІРЕ, 2001 – 276 с.
6. *Негаков В.А.* Устройства СВЧ и антенны / *В.А. Негаков, Д.С. Клюев, Д.П. Табаков.* – М. : Ленанд, 2016. – 698 с.
7. *Рамо С.* Поля и волны в современной радиотехнике / *С.Рамо, Дж.Уиннери* ; пер. с англ. под ред. *Ю.Б. Кобзарева.* – М.–Л. : Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1948. – 631 с.
8. *Сомов А.М.* Проектирование антенно-фидерных устройств / *А.М. Сомов, Р.В. Кабетов.* – М. : Горячая линия–Телеком, 2015. – 490 с.
9. *Фрадин А.З.* Антенно-фидерные устройства : учебн. пособие / *А.З. Фрадин.* – М. : Связь, 1977. – 440 с.
10. *Харвей А.Ф.* Техника сверхвысоких частот. Ч. I / *А.Ф. Харвей.* – М. : Сов. радио, 1965. – 784 с.
11. *Шифрин Я.С.* Антенны / *Я.С. Шифрин.* – Харьков : ВИРТА им. Говорова Л.А., 1976. – 408 с.

References:

1. Vvedenskii, B.A. and Arenberg, A.G. (1946), *Radiovolnovody*, Vol. 1, Ogiz, Moscow, 191 p.

2. Kovalev, I.S. (1972), *Osnovy teorii i rascheta ustroystv SVCh*, Nauka i tekhnika, Minsk, 256 p.
3. Kuhn, S. (1946), "Calculation of Attenuation in Waveguides", *J.I.E.E.*, 93, pt III A, No. 4, p. 663.
4. Moreno, T. (1948), *Microwave Transmission Design Data*, McGraw Hill, New York, NY.
5. Naidenko, Je.P., Kolos, Yu.O. and Kuksa, V.A. (2001), *Elektrodinamika ta poshirennya radiokhvil'*, ZhVIRE, Zhitomir, 276 p.
6. Negakov, V.A., Klyuev, D.S. and Tabakov, D.P. (2016), *Ustroystva SVCh i anteny*, Lenand, Moscow, 698 p.
7. Ramo, S. and Uinneri, J. (1948), *Polya i volny v sovremennoi radiotekhnike*, translated by Kobzarev, Yu.B., Gos. izd-vo tekhniko-teoreticheskoi literatury, Moscow, 631 p.
8. Somov, A.M. and Kabetov, R.V. (2015), *Proektirovanie antenno – fidernykh ustroystv*, Goryachaya liniya – Telekom, Moscow, 490 p.
9. Fradin, A.Z. (1977), *Antenno–fidernye ustroystva. Uchebnoe posobie dlya vuzov svyazi*, Svyaz', Moscow, 440 p.
10. Kharvei, A.F. (1965), *Tekhnika sverkhvysokikh chastot*, Vol. 1, Sov. radio, Moscow, 784 p.
11. Shifrin, Ya.S. (1976), *Antenny*, VIRTA im. Govorova L.A., Kharkiv, 408 p.

МАНОЙЛОВ В'ячеслав Пилипович – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри радіотехніки та телекомунікацій Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- прилади НВЧ та антени;
- біомедичні прилади та системи.

Тел.: (098) 454–93–94.

КАРАЩУК Наталія Миколаївна – науковий співробітник НЦ Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова.

Наукові інтереси:

- антени та техніка НВЧ.

E-mail: nkm16@mail.ru.

Тел.: (096) 908–65–47.

САБАДАШ Сергій Сергійович – викладач кафедри радіотехнічних систем Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова.

Наукові інтереси:

- цифрове оброблення сигналів.

E-mail: sabadashss@ukr.net.

Тел.: (098) 702–36–70.

Стаття надійшла до редакції 23.05.2016