

Н.М. Карашук, н.с.

О.П. Черкес, м.н.с.

Житомирський військовий інститут ім. С. П. Корольова

О.Л. Сидорчук, к.т.н., ст. викладач

Житомирський державний технологічний університет

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЩІЛИНИ, ПРОРІЗАНОЇ У ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ, ВІД ЗМІНИ ЇЇ РОЗМІРІВ ТА ПОЛОЖЕННЯ

Досліджені електродинамічні характеристики щілини, прорізаної у широкій стінці прямокутного хвилеводу.

У резонансних та нерезонансних хвилевідно-щілинних антенах однією із причин втрат потужності сигналу є неузгодження входних опорів щілин із хвильовим опором хвилеводу. Пропонується можливість зменшення впливу вказаного недоліку шляхом зміни електродинамічних характеристик щілини.

За методикою наведеною в [1] побудовані графіки залежності активних провідностей випромінювання щілини у хвилеводі та із хвилеводу, реактивної провідності та коефіцієнта відбиття щілини від її розташування, геометричних розмірів та зміни робочої довжини хвилі. Здійснено аналіз отриманих результатів з точки зору можливості забезпечення зменшення втрат потужності сигналу хвилевідно-щілинного випромінювача.

Показано можливість забезпечення випромінювання щілини в одномодовому режимі у заданому діапазоні частот з низьким коефіцієнтом відбиття за умови зміни геометричних розмірів та положення щілини. Вказані рекомендації по цілеспрямованому вибору розмірів щілини (ширини, довжини) та її положення в широкій стінці хвилеводу. Достовірність розрахункових результатів підтверджена їх збіжністю за одиницями вимірювання та перевіркою у граничних умовах.

Ключові слова: щілина; прямокутний хвилевід; електродинамічні характеристики; коефіцієнт відбиття.

Вступ. Постановка проблеми. Щілини в стінках хвилеводів широко застосовуються як елементи зв'язку у пристроях надвисоких частот (НВЧ) і як елементи лінійних чи площинних хвилевідно-щілинних антен [2–5].

При збудженні щілини струмами, що протікають по внутрішніх стінках хвилеводу, відбувається випромінювання електромагнітної енергії як у зовнішній простір, так і у хвилевід. Випромінювання у хвилевід відбувається через неузгодження входного опору щілини із хвильовим опором хвилеводу. Це є однією із причин втрат потужності сигналу у резонансних та нерезонансних хвилевідно-щілинних антенах.

У резонансних хвилевідно-щілинних антенах всі відбиті від щілин хвилі додаються на вході антени синфазно, що збільшує коефіцієнт відбиття системи. У нерезонансних хвилевідно-щілинних антенах окремі відбиття при більшій кількості випромінювачів майже повністю компенсуються. Проте нерезонансні хвилевідно-щілинні антени мають менший, ніж у резонансних антен, коефіцієнт корисної дії [4].

Тому постає проблема знаходження способів забезпечення зменшення втрат потужності сигналу через відбиття у хвилевідно-щілинних антенах в заданому діапазоні робочих частот.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Розузгодження резонансної хвилевідно-щілинної решітки можна компенсувати на вході антени за допомогою елемента налаштування. Проте при малих змінах частоти узгодження порушується і, відповідно, антена залишається вузькосмуговою [6]. Розширити смугу можна за рахунок зменшення кількості щілин [6], проте це призводить до збільшення ширини головної пелюстки діаграми спрямованості, що недоцільно. Крім того, постає проблема у забезпеченні узгодження в тому випадку, якщо антена призначена для роботи в достатньо рознесених діапазонах частот.

У нерезонансних хвилевідно-щілинних антенах для збільшення коефіцієнта корисної дії підвищують інтенсивність збудження щілини, яка залежить від картини розподілу поверхневих струмів у хвилеводі [4]. Інтенсивність випромінювання щілини можна регулювати шляхом зміни її геометричних розмірів та положення.

Також застосовують антени із узгодженими щілинами. Кожна щілина узгоджена із хвилеводом за допомогою реактивного вібратора чи діафрагми та не викликає відбиття [6]. Проте це ускладнює конструкцію антени.

Втрати потужності сигналу у хвилевідно-щілинній антені часто оцінюють коефіцієнтом відбиття. Досягти мінімального значення коефіцієнта відбиття щілини можна шляхом зміни її відповідних електродинамічних характеристик.

Таким чином метою статті є дослідження залежності електродинамічних характеристик щілини, прорізаної у прямокутному хвилеводі, від зміни її розмірів та положення з аналізом отриманих результатів щодо можливості забезпечення зменшення втрат потужності сигналу у хвилевідно-щілинних антенах. Дослідження проводитимуться згідно методики викладеної в [1].

Викладення основного матеріалу. Розглядається прямокутний хвилевід з розмірами поперечного перетину $(a \times b) = (23 \times 10)$ мм з прорізаною в широкій стінці щілиною. На рисунку 1 Δ, ℓ – ширина та довжина щілини, м; ξ, η, ζ – локальна система координат на поверхні щілини; θ – кут між осями y і η ; y_1, z_1 – координати центру щілини, м; p – відстань від центру щілини до короткозамкненої (КЗ) перемички, м.

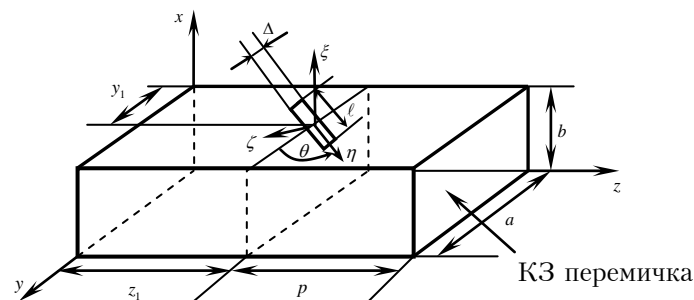


Рис. 1. Прямокутний хвилевід із похилою щілиною

Відстань від повздовжньої щілини до короткозамкненої перемички доцільно обирати $p = (2n-1)(\lambda_z/4)$, $n = 1, 2, 3$ [2].

Необхідно побудувати графіки залежності електродинамічних характеристик від зміни ширини Δ та довжини ℓ щілини, її положення θ і робочої довжини хвилі λ за методикою представленою у [1].

Оскільки частіше щілинні випромінювачі виконуються на стінках прямокутних хвилеводів, в яких збуджується хвиля типу H_{10} , то подальші дослідження проводитимуться для вказаного типу хвилі.

Активна провідність випромінювання щілини у хвилевід G_0 (14) [1] розраховується наступним чином. Нормовані власні функції прямокутного хвилеводу для векторів напруженостей електричного та магнітного полів основного типу рівні [7, 8]:

$$E_{\mp} = e_x \cdot \sqrt{\frac{\lambda_z N}{\lambda a b}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \sin\left(\frac{\pi}{a} y\right) \cdot e^{\mp j k_z z}, \quad (1)$$

$$H_{\mp} = \sqrt{\frac{\lambda N}{\lambda_z a b}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left\{ \pm e_y \sin\left(\frac{\pi}{a} y\right) - j e_z \frac{\lambda_z}{2a} \cos\left(\frac{\pi}{a} y\right) \right\} \cdot e^{\mp j k_z z}, \quad (2)$$

де x, y, z – декартова система координат; e_x, e_y, e_z – орти декартової системи координат; λ – довжина хвилі електромагнітних коливань, м; $\lambda_z = \lambda / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$ – довжина хвилі у хвилеводі, м; $k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ – повздовжнє хвильове число у хвилеводі; N – норма власної функції, Вт; μ, ε – відносні магнітна та діелектрична проникності середовища, яке заповнює хвилевід.

Підставивши значення H_{\mp} із (2) у формулу для коефіцієнта зв'язку щілини з хвилеводом за основним типом поля (5) [1], будемо мати:

$$\alpha_{\mp} = -j \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda \lambda_z}{a b N}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left\{ L e^{\pm j \frac{\pi}{a} y_1} + M e^{\mp j \frac{\pi}{a} y_1} \right\} e^{\mp j k_z z}, \quad (3)$$

де

$$L = \left(\frac{\ell}{a} \sin \theta + \frac{2\ell}{\lambda_z} \cos \theta \right) \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \left(\frac{\ell}{a} \cos \theta - \frac{2\ell}{\lambda_z} \sin \theta \right) \right) \sin \left(\frac{\pi \Delta}{2} \left(\frac{\sin \theta}{a} - \frac{2 \cos \theta}{\lambda_z} \right) \right)}{1 - \left(\frac{\ell}{a} \cos \theta - \frac{2\ell}{\lambda_z} \sin \theta \right)^2 \frac{\pi \Delta}{2} \left(\frac{\sin \theta}{a} - \frac{2 \cos \theta}{\lambda_z} \right)}, \quad (4)$$

$$M = \left(\frac{\ell}{a} \sin \theta - \frac{2\ell}{\lambda_z} \cos \theta \right) \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \left(\frac{\ell}{a} \cos \theta + \frac{2\ell}{\lambda_z} \sin \theta \right) \right) \sin \left(\frac{\pi \Delta}{2} \left(\frac{\sin \theta}{a} + \frac{2 \cos \theta}{\lambda_z} \right) \right)}{1 - \left(\frac{\ell}{a} \cos \theta + \frac{2\ell}{\lambda_z} \sin \theta \right)^2 \frac{\pi \Delta}{2} \left(\frac{\sin \theta}{a} + \frac{2 \cos \theta}{\lambda_z} \right)}. \quad (5)$$

Активна провідність випромінювання щілини у хвилевід (14) [1] буде дорівнювати:

$$G_o = \left| -j \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda \lambda_z}{abN}} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \left\{ Le^{\pm j \frac{\pi}{a} y_1} + Me^{\mp j \frac{\pi}{a} y_1} \right\} e^{\mp j k_z z} \right|^2 N. \quad (6)$$

Активна провідність випромінювання щілини у вільний простір розраховується за формулою [1], де аналітичний опис опору випромінювання «еквівалентного» вібратора R_{11} , отриманий за графіком залежності $R_{11} = f(\Delta/2\lambda)$ [2] для заданого діапазону частот від 8 ГГц до 12 ГГц та $\Delta = 0,2$ см з використанням поліноміальної апроксимації, має такий вигляд:

$$R_{11}(\lambda) = -1,4994 \lambda^3 + 14,84 \lambda^2 - 50,03 \lambda + 140,76. \quad (7)$$

Аналітичний опис опору випромінювання «еквівалентного» вібратора R_{11} , отриманий також за графіком залежності $R_{11} = f(\Delta/2\lambda)$ [2] для значень ширини щілини $\Delta = (0,1 \div 0,5)$ см за $\lambda = 3$ см буде

$$R_{11}(\Delta) = -20\Delta^2 + 35\Delta + 77,8. \quad (8)$$

Аналітичний опис власного реактивного опору напівхвильового вібратора, отриманий за графіком залежності $X_{11} = f(\Delta/2\lambda)$ [2] для робочого діапазону частот від 8 ГГц до 12 ГГц та $\Delta = 0,2$ см з використанням поліноміальної апроксимації має наступний вигляд:

$$X_{11}(\lambda) = -1,3333 \lambda^4 + 16,4 \lambda^3 - 75,017 \lambda^2 + 151,69 \lambda + 65,746. \quad (9)$$

Аналітичний опис власного реактивного опору напівхвильового вібратора, отриманий за графіком залежності $X_{11} = f(\Delta/2\lambda)$ [2] для значень ширини щілини $\Delta = (0,1 \dots 0,5)$ см за $\lambda = 3$ см з використанням поліноміальної апроксимації буде:

$$X_{11}(\Delta) = -45\Delta^2 + 10,5\Delta + 48,7. \quad (10)$$

Розрахунок коефіцієнта відбиття від щілини, прорізаної у прямокутному хвилеводі Γ , в якому розповсюджується хвиля типу H_{10} , проводився за формулою [1].

Графіки залежності $G_o(\Delta, \theta)$, $B(\Delta, \theta)$, $G_\Sigma(\Delta)$ та $\Gamma(\Delta, \theta)$ від зміни ширини щілини Δ за різних значень кута θ та за $\lambda = 3$ см, побудовані згідно вищевказаних виразів, представлені на рисунках 2–5.

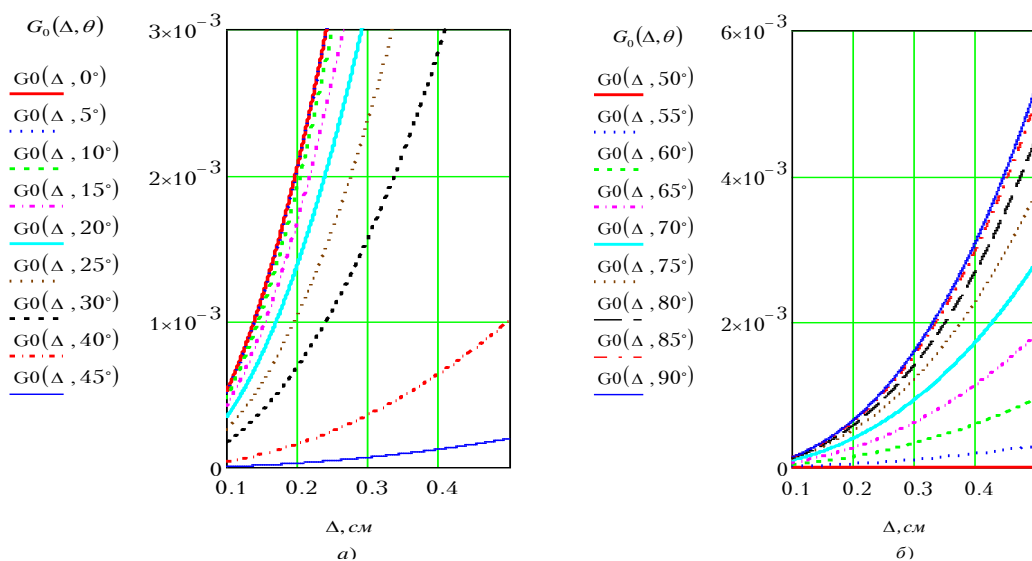


Рис. 2. Залежності активної провідності випромінювання щілини у хвилевід від зміни ширини щілини Δ за різних значень кута θ

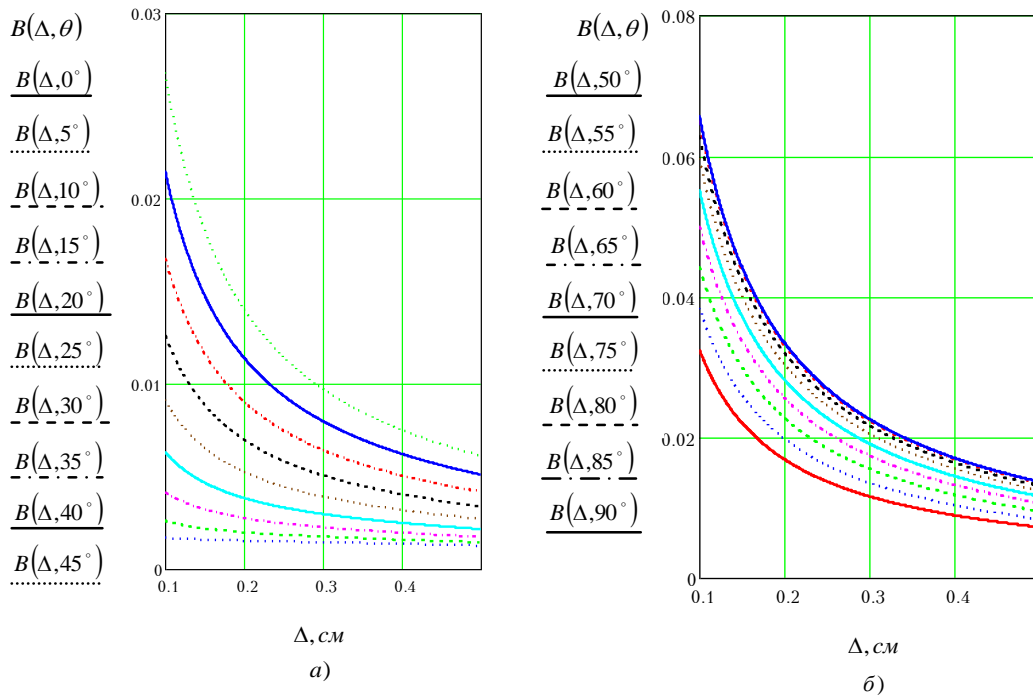


Рис. 3. Залежності реактивної провідності щілини від зміни ширини щілини Δ за різних значень кута θ

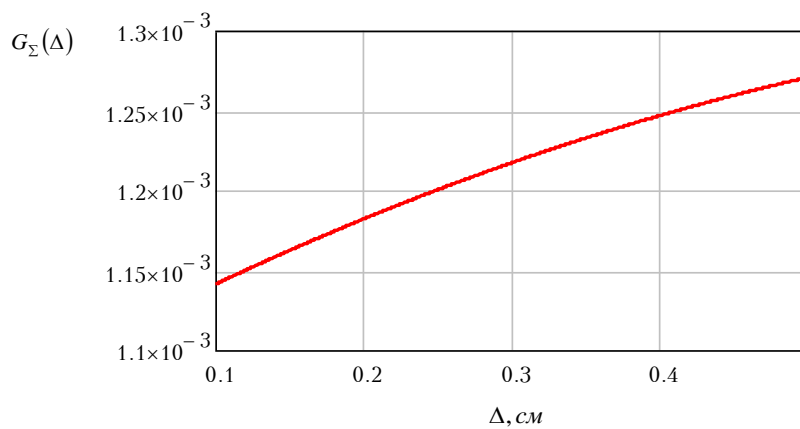


Рис. 4. Залежність активної провідності випромінювання щілини у вільний простір від зміни ширини щілини Δ

Збільшення ширини щілини Δ від 0,1 см до 0,5 см з одного боку приводить до зростання активної провідності випромінювання щілини із хвилеводу $G_{\Sigma}(\Delta)$ (або активної потужності випромінювання щілини із хвилеводу), а з іншого боку призводить також до зростання активної провідності випромінювання щілини у хвилевід $G_0(\Delta, \theta)$ (або активної потужності випромінювання щілини у хвилевід), оскільки площа щілини збільшується. Причому майже за всіх значень кута θ значення $G_0(\Delta, \theta)$ більше $G_{\Sigma}(\Delta)$, крім $\theta = 40^\circ - 60^\circ$.

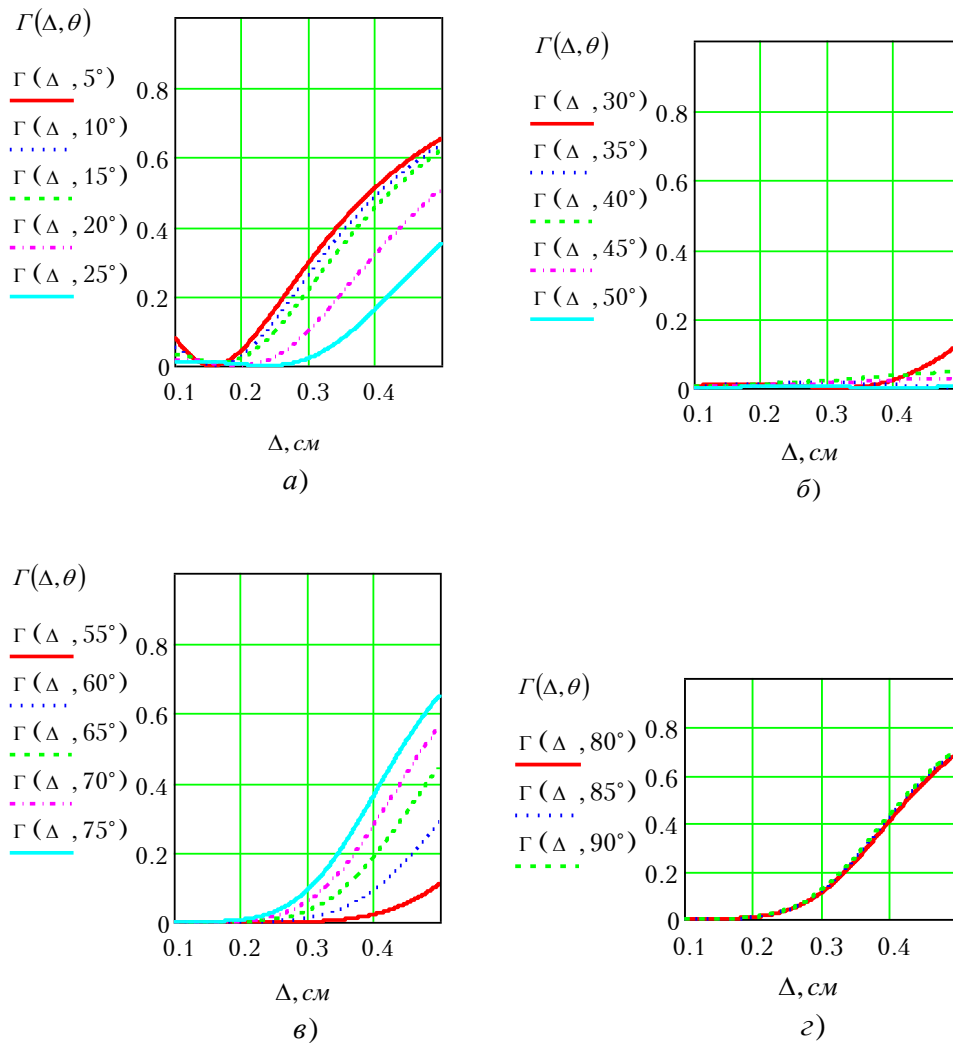


Рис. 5. Залежності коефіцієнта відбиття щілини від зміни її ширини Δ та значень кута θ

Збільшення Δ за всіх значень кута θ призводить до зростання коефіцієнта відбиття. Для значень ширини щілини $\Delta = (0,1 \dots 0,5) \text{ см}$ та $\theta = 30^\circ - 60^\circ$ коефіцієнт відбиття $\Gamma(\Delta, \theta) < 0,2$. Коли $\Delta = 0,15 \text{ см}$ за всіх значень θ $\Gamma(\Delta, \theta) = 0$, оскільки ширина щілини в цьому випадку відповідає умові $\Delta = (0,03 \div 0,05) \lambda \text{ см}$ [9, 10]. Для отримання мінімальних $G_0(\Delta, \theta)$, $\Gamma(\Delta, \theta)$ та максимальної $G_\Sigma(\Delta)$ вибір положення щілини повинен бути в межах $\theta = 30^\circ - 60^\circ$.

Отже, для збільшення активної провідності випромінювання із щілини та зменшення коефіцієнта відбиття, доцільно, щоб ширина щілини була в межах $\Delta = (0,03 \div 0,05) \lambda$, а значення кута θ складало $\theta = 30^\circ - 60^\circ$.

Графіки залежності $G_0(\ell, \theta)$, $G_\Sigma(\ell)$, $B(\ell, \theta)$ та $\Gamma(\ell, \theta)$ від зміни довжини щілини ℓ за різних значень кута θ та за $\lambda = 3 \text{ см}$, $\Delta = 0,2 \text{ см}$ представлені на рисунках 6–9.

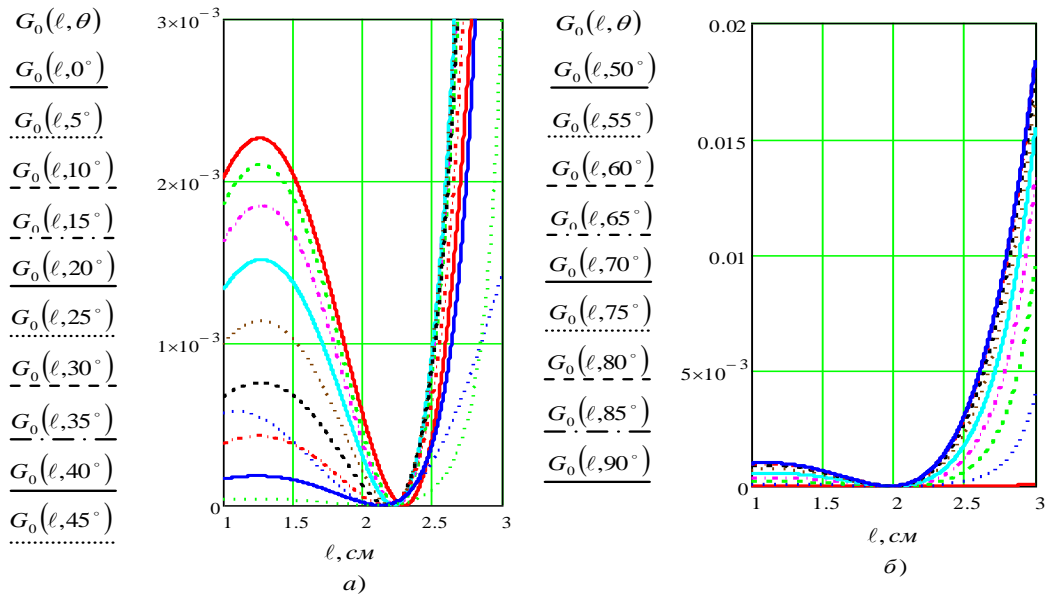


Рис. 6. Залежності активної провідності випромінювання щілини у хвилевід від зміни довжини щілини $l = (1 \dots 3)$ см за різних значень кута θ

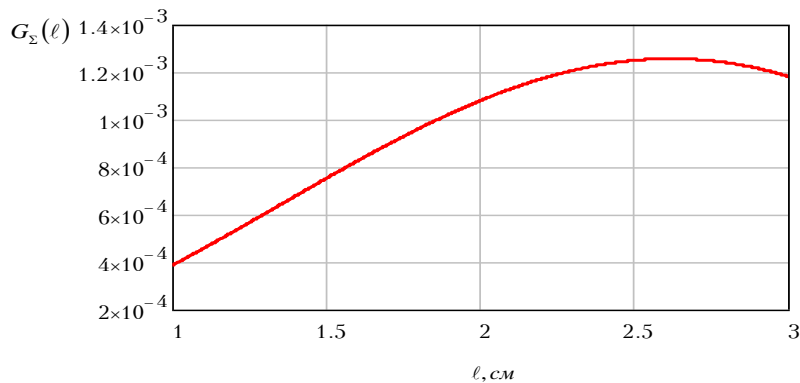


Рис. 7. Залежність провідності випромінювання щілини із хвилеводу від зміни її довжини $l = (1 \dots 3)$ см

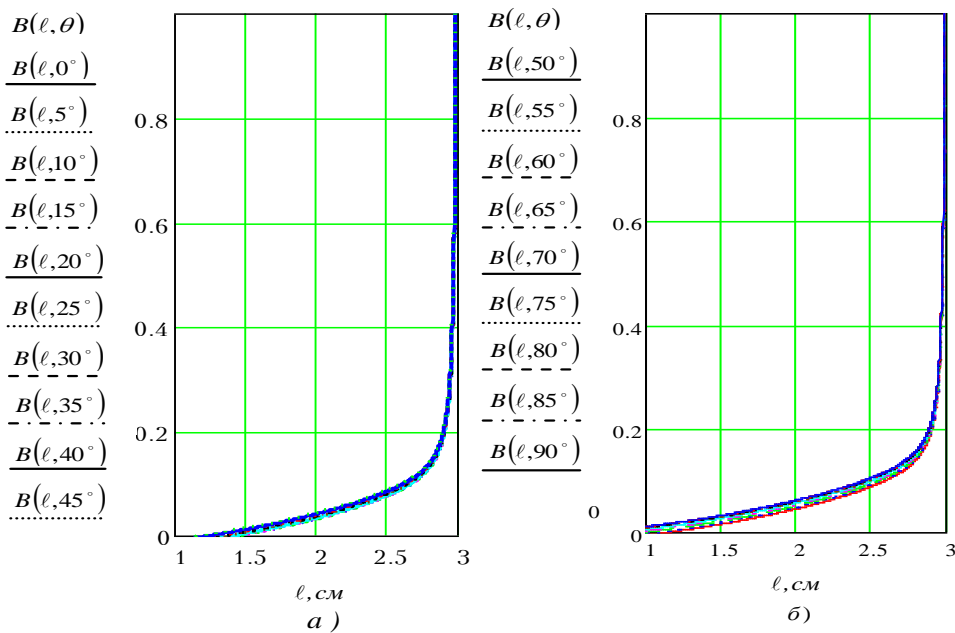


Рис. 8. Залежності реактивної провідності щілини від зміни довжини щілини $l = (1 \dots 3)$ см за різних значень кута θ

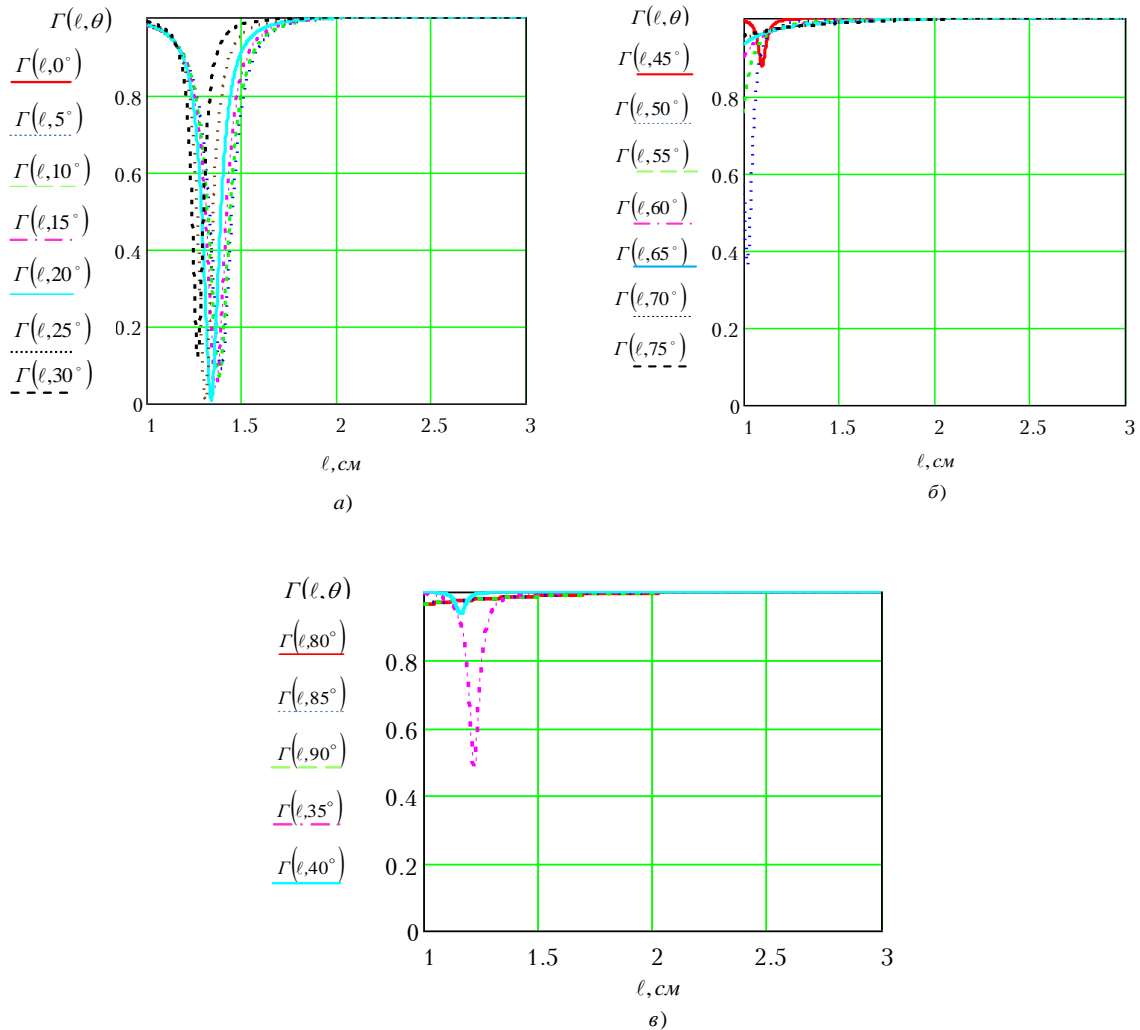


Рис. 9. Залежності коефіцієнта відбиття щілини від зміни її довжини $\ell = (1...3)$ см та значень кута θ

За всіх значень зміни довжини $\ell = (1...3)$ см та положення щілини $\theta = 0^\circ \dots 90^\circ$ зміна $G_0(\ell, \theta)$ має коливальний характер. Умова $G_\Sigma(\ell) > G_0(\ell, \theta)$ виконується за $\theta = 25^\circ \dots 90^\circ$ та $\ell = (1...2,25)$ см. Коли $\ell = 2,25$ см то $G_0(\ell, \theta) = 0$ за всіх значень кута θ . Якщо довжина щілини $\ell = (2,25...3)$ см, а положення щілини довільне, значення $G_0(\ell, \theta)$ зростає.

Збільшення довжини щілини в межах $\ell = (1...2,65)$ см приводить до зростання активної провідності випромінювання щілини із хвилеводу $G_\Sigma(\ell)$, оскільки збільшується електричний розмір щілини.

За значень $\ell = (1,2...1,4)$ см, $\theta = 0^\circ \dots 30^\circ$ коефіцієнт відбиття мінімальний $\Gamma(\ell, \theta) = 0 \dots 0,15$, коли $\ell = (1...1,25)$ см, $\theta = 35^\circ \dots 90^\circ$ то $\Gamma(\ell, \theta) = 0,36 \dots 1$ максимальне значення коефіцієнта відбиття буде, якщо $\ell = (2...3)$ см, $\theta = 0^\circ \dots 90^\circ$.

Отже, за значень довжини щілини $\ell = (1,2...1,4)$ см та $\theta = 0^\circ \dots 30^\circ$ коефіцієнт відбиття буде мінімальним – $\Gamma(\ell, \theta) = 0 \dots 0,15$, оскільки довжина щілини близька до резонансної.

Графіки залежності $G_0(\lambda, \theta)$, $B(\lambda, \theta)$, $G_\Sigma(\lambda)$ та $\Gamma(\lambda, \theta)$ від зміни довжини хвилі λ в межах робочого діапазону частот за різних значень кута θ та за $\Delta = 0,2$ см побудовані згідно вищевказаних виразів, представлені на рисунках 10–13.

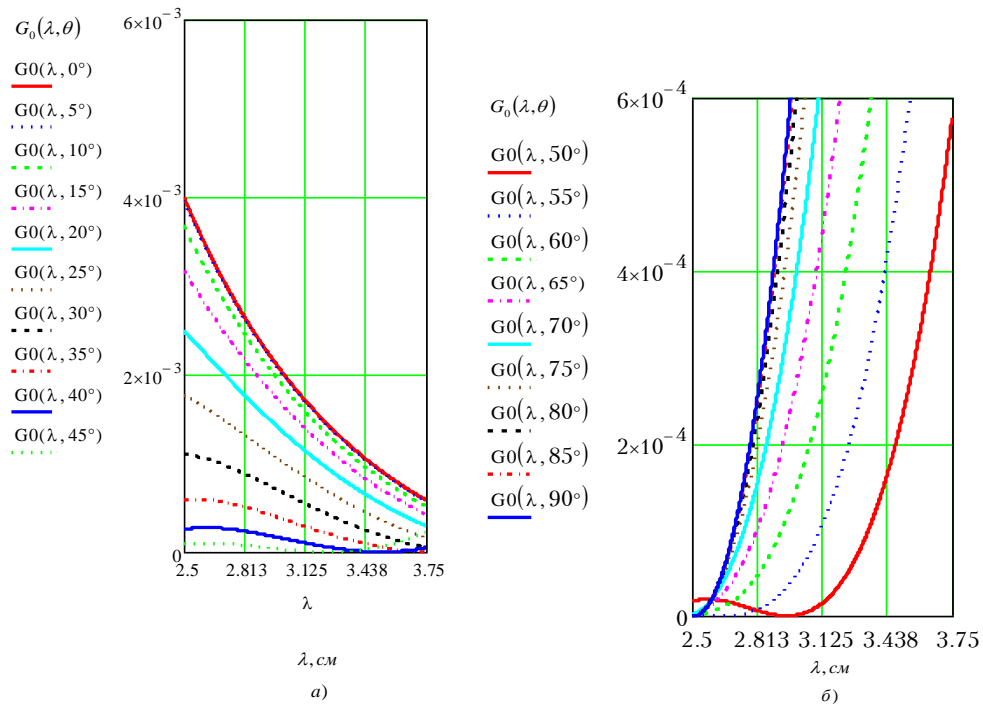


Рис. 10. Залежності активної провідності випромінювання цилінди у хвилевід від зміни робочої довжини хвилі λ за різних значень кута θ

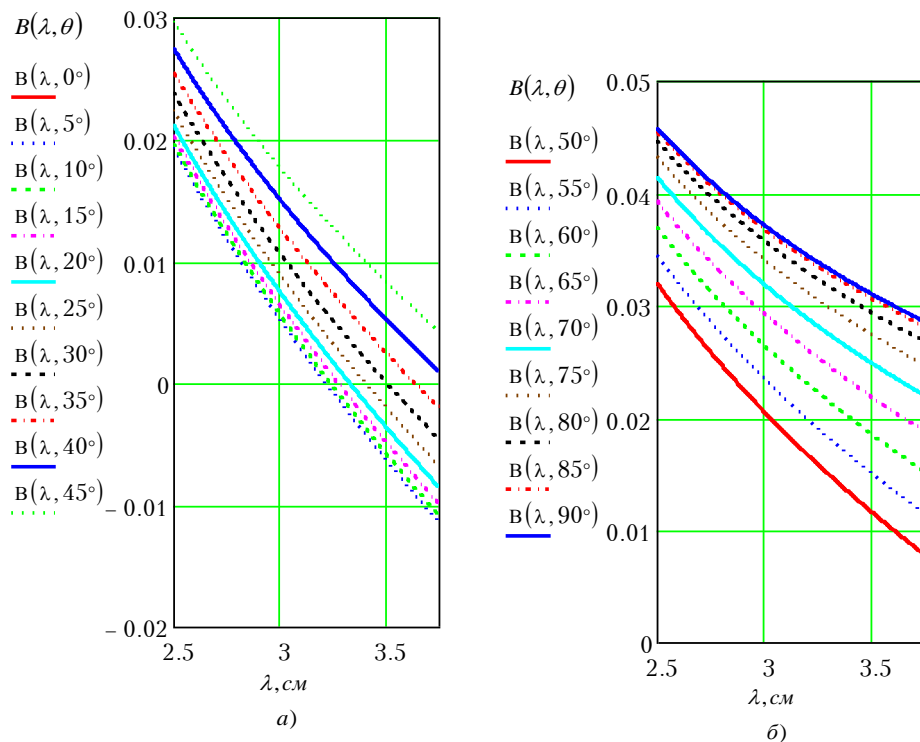


Рис. 11. Залежності реактивної провідності цилінди від зміни робочої довжини хвилі λ за різних значень кута θ

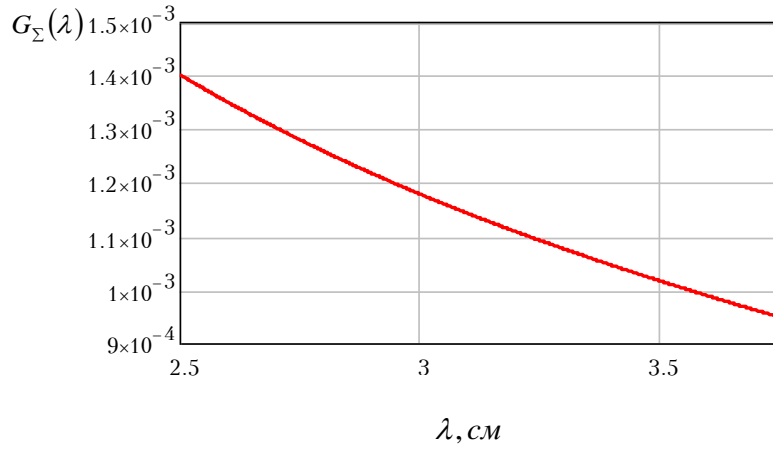


Рис. 12. Залежність активної провідності випромінювання цилінди у вільний простір від зміни робочої довжини хвилі λ

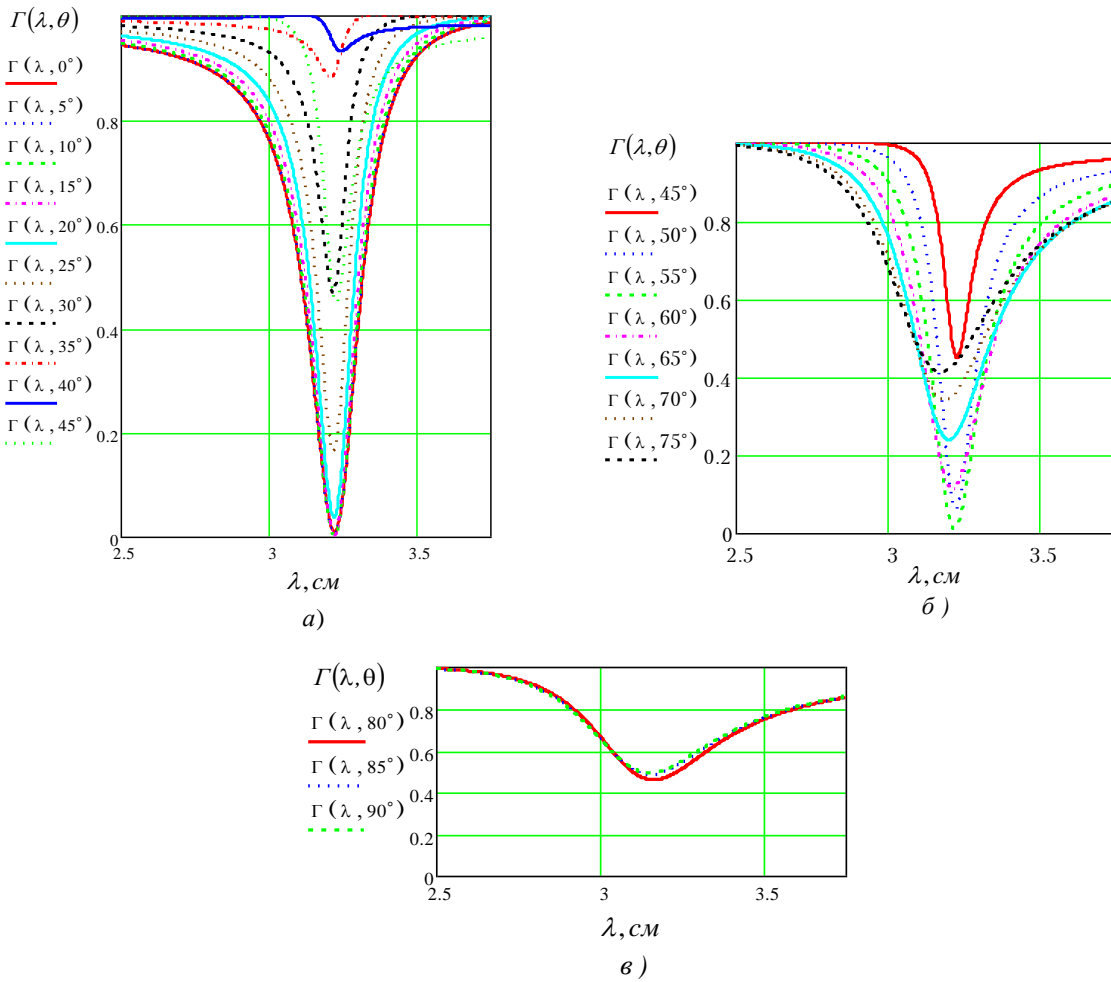


Рис. 13. Залежності коефіцієнта відбиття цилінди від зміни робочої довжини хвилі λ та значень кута θ

За значень положення щілини $\theta = 0^\circ \dots 45^\circ$ та λ від 2,5 см до 3,75 см активна провідність випромінювання щілини у хвилевід $G_0(\lambda, \theta)$ зменшується. Коли $\theta = 50^\circ \dots 90^\circ$ – $G_0(\lambda, \theta)$ збільшується. Найменші значення $G_0(\lambda, \theta)$ має, якщо $\theta = 25^\circ \dots 45^\circ$.

Активна провідність випромінювання щілини із хвилеводу $G_\Sigma(\lambda)$ зменшується коли довжина хвилі збільшується $\lambda = (2,5 \dots 3,75)$ см, оскільки зменшується електричний розмір щілини.

Коефіцієнт відбиття щілини за значень $\theta = 0^\circ \dots 90^\circ$ та $\lambda = (3,1 \dots 3,4)$ см зменшується. Якщо $\lambda = 3,23$ см, $\theta = 5^\circ \dots 15^\circ, 55^\circ$ то коефіцієнт відбиття щілини дорівнює нулю $\Gamma(\lambda, \theta) = 0$. Коли $\lambda = (2,5 \dots 3,1)$ см та $\lambda = (3,4 \dots 3,75)$ см, $\theta = 0^\circ \dots 90^\circ$ коефіцієнт відбиття щілини змінюється в межах $\Gamma(\lambda, \theta) = 0,5 \dots 1$.

Отже, найменші значення коефіцієнт відбиття щілини приймає $\Gamma(\lambda, \theta) \leq 0,2$ за умов $\lambda = (3,1 \dots 3,4)$ см, $\theta = 0^\circ \dots 25^\circ, 50^\circ \dots 60^\circ$. Проте це обмежує діапазон робочих хвиль.

Положення щілини x_1, y_1, z, θ впливає на інтенсивність її випромінювання.

Значення коефіцієнта відбиття щілини залежно від її розмірів, положення та робочої довжини хвилі занесені в таблицю 1.

Таблиця 1

Залежність Γ від зміни $\Delta, \ell, \theta, \lambda$

$\Gamma(\Delta, \theta)$			
Γ	0	< 0,2	0,1...0,65
$\Delta, \text{см}$	0,15	0,1...0,5	0,2...0,5
θ°	5...90	30...60	5...25, 65...90
$\Gamma(\ell, \theta)$			
Γ	0...0,15	0,36...0,1	1
$\ell, \text{см}$	1,2...1,4	1...1,25	2...3
θ°	0...30	35...90	0...90
$\Gamma(\lambda, \theta)$			
Γ	0	< 0,2	0,5...1
$\lambda, \text{см}$	3,23	3,1...3,4	2,5...3,1, 3,4...3,75
θ°	5...15, 55	0...25, 50...60	45...90

Згідно з проведеними дослідженнями та результатами занесеними до таблиці 1 доцільно обирати наступні розміри щілини: ширина – $\Delta = (0,03 \div 0,05) \lambda$ см; довжина – $\ell = (1,2 \dots 1,4)$ см близька до резонансної з урахуванням укорочення. Положення щілини, за якого значення коефіцієнта відбиття $\Gamma < 0,2$, $\theta^\circ = 0^\circ \dots 30^\circ$ з урахуванням обмежень за діапазоном хвиль та розмірами.

Достовірність отриманих виразів можна підтвердити їх перевіркою у граничних умовах:

$$G_\Sigma = \frac{0,5(-20\Delta^2 + 35\Delta + 77,8) \sin \frac{\pi\ell}{\lambda} - \frac{\pi\ell}{\lambda} \cos \frac{\pi\ell}{\lambda}}{(60\pi)^2 \left(1 - \cos \frac{\pi\ell}{\lambda}\right)} \Bigg|_{\Delta \rightarrow 0} = 0; \quad (11)$$

$$G_0 = \left| -j \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda\lambda_z}{abN}} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \left\{ L e^{\pm j \frac{z}{a} y_1} + M e^{\mp j \frac{z}{a} y_1} \right\} e^{\mp j k_z z} \right|^2 N \Bigg|_{\Delta \rightarrow 0} = 0, \quad (12)$$

де значення L, M розраховуються за формулами (4) та (5).

Реактивна провідність щілини за умови $\Delta \rightarrow 0$ буде:

$$B = \frac{X_{11} + X_{aa} - z_n \text{ctg} \frac{\pi\ell}{\lambda}}{(60\pi)^2} + \frac{1}{240} \frac{\ell}{\Delta} \left(\frac{2\ell}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\ell} \right) \Bigg|_{\Delta \rightarrow 0} = \infty, \quad (13)$$

де $X_{\text{вн}}$ – внесений опір, зумовлений реакцією стінок хвилеводу на поле, що створюється щілиною, розраховується за формулою [1]; Z_n – хвильовий опір “еквівалентного” вібратора [1]; власний реактивний опір напівхвильового вібратора X_{11} (10). Реактивна провідність щілини за умови $\Delta \rightarrow 0$ $B = \infty$.

Коефіцієнт відбиття щілини за умови $\Delta \rightarrow 0$ дорівнює [1]:

$$\Gamma = \frac{2 \cos^2 \left(k_z p + \frac{\psi_-}{2} \right) - \left[\frac{G_\Sigma}{G_0} + j \frac{B}{G_0} - j \sin(2k_z p + \psi_-) \right]}{2 \cos^2 \left(k_z p + \frac{\psi_-}{2} \right) + \left[\frac{G_\Sigma}{G_0} + j \frac{B}{G_0} - j \sin(2k_z p + \psi_-) \right]} \cdot e^{-j2k_z p} \Bigg|_{\Delta \rightarrow 0} = 1. \quad (14)$$

Як видно, вирази (11 – 14) за умови $\Delta \rightarrow 0$ відображають фізичну сутність відсутності щілини.

Перевірка формул (11–14) за одиницями вимірювання дає наступний результат: G_Σ [См], G_0 [См], B [См], Γ – безрозмірна величина.

Отже, проведений аналіз показав можливість змінювати електродинамічні характеристики щілини, прорізаної у прямокутному хвилеводі, шляхом відповідного вибору її ширини, довжини, положення та робочої довжини хвилі. Таким чином, можна досягти мінімального значення коефіцієнта відбиття щілини. Також за певних визначених умов значення коефіцієнта відбиття щілини може бути рівне нулю (табл.1).

Висновки.

Таким чином, в результаті проведених досліджень показана можливість зменшення втрат потужності сигналу у хвилевідно-щілинних антенах шляхом забезпечення мінімального коефіцієнта відбиття щілини за рахунок регулювання її розмірів та положення.

Достовірність отриманих виразів підтверджена збіжністю за одиницями вимірювання, а також їх перевіркою у граничних умовах.

Практичним значенням результатів досліджень є можливість синтезу (проектування) хвилевідно-щілинних антен із меншими втратами потужності через відбиття.

Перспективи подальших досліджень в заданому напрямку полягають у рішенні задачі оптимізації розмірів та положення щілини хвилевідно-щілинних антен з метою мінімізації коефіцієнта відбиття у заданому діапазоні робочих частот.

Список використаної літератури:

1. Карацук Н.М. Методика розрахунку електродинамічних характеристик щілини довільних розмірів та положення, прорізаної в стінках прямокутного хвилеводу / Н.М. Карацук // Проблеми створення, випробування та застосування складних інформаційних систем : зб. наук. праць. – Житомир : ЖВІ, 2016. – Вип. 13. – С. 73–84.
2. Бахрах Л.Д. Антенны с электрическим сканированием / Л.Д. Бахрах, О.Г. Вендик, М.Д. Парнес. – М. : Сайнс-Пресс, 2001. – 252 с.
3. Воскресенский Д.И. Антенны и устройства СВЧ / В.С. Филиппов, Л.И. Пономарев, А.Ю. Гринев. – М. : Радио и связь, 1994. – 592 с.
4. Воскресенский В.И. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток / под ред. В.И. Воскресенского. – М. : Радиотехника, 2003. – 624 с.
5. Гольдштейн Л.Д. Электромагнитные поля и волны / Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов. – М. : Сов. радио, 1971. – 664 с.
6. Кашин А.В. Методы проектирования и исследования волноводно-щелевых антенных решеток / А.В. Кашин // Антенны. – 2006. – Вып. 3. – 60 с.
7. Ротхаммель К. Антенны. Том 1 / К.Ротхаммель, А.Кришке ; пер. с нем. – М. : ЛАЙТ лтд, 2000. – 416 с.
8. Double-Beam Parallel-Plate Slot Antenna / M.Sierra-Castaner, M.Vera-Isassa, M.Sierra-Perez, J.L. Fernandez-Jambrina // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2005. – Vol. 53, No. 3. – Pp. 977–984.
9. Фельд Я.Н. Основы теории антенн / Я.Н. Фельд, Л.С. Бененсон. – М. : Дрофа, 2007. – 491 с.
10. Електродинаміка та поширення радіохвиль : підручник. Ч. 2 : Випромінювання та поширення електромагнітних хвиль / В.М. Шокало, В.І. Правда, В.А. Усін та ін. – Харків : Колегіум, 2010. – 435 с.

References:

1. Karashhuk, N.M. (2016), «Metodyka rozrahunku elektrodynamichnykh harakterystyk shhilyny dovyl'nykh rozmiriv ta polozhennja, prORIZANOI' v stinkah prjamokutnogo hvylevodu», *Problemy stvorennja, vyprobuvannja ta zastosuvannja skladnyh informacijnyh system*, zb. nauk. prac', Vol. 13, ZhVI, Zhytomyr, pp. 73–84.
2. Bahrah, L.D., Vendik, O.G. and Parnes, M.D. (2001), *Antenny s jelektricheskim skanirovaniem*, Sajns-Press, Moskva, 252 p.

3. Voskresenskij, D.I., Filipov, B.C., Ponomarev, L.I. and Grinev, A.Ju. (1994), *Antenny i ustrojstva SVCh*, Radio i svjaz', Moskva, 592 p.
4. Voskresenskij, V.I. (2003), *Ustrojstva SVCh i anteny. Proektirovanie fazirovannyh antennyh reshetok*, in Voskresenskij, V.I. (ed.), Radiotekhnika, Moskva, 624 p.
5. Gol'dshtejn, L.D. and Zernov, N.V. (1971), *Jelektromagnitnye polja i volny*, Sov. radio, Moskva, 664 p.
6. Kashin, A.V. (2006), «Metody proektirovanija i issledovanija volnovodno-shhelevykh antennyh reshetok», *Antenny*, Vol. 3, 60 p.
7. Rothammel, K. and Krishke, A. (2000), *Antenny*, Vol. 1, Translated by German, LAJT ltd, Moskva, 416 p.
8. Sierra-Castaner, M., Vera-Isassa, M., Sierra-Perez, M. and Fernandez-Jambrina, J.L. (2005), «Double-Beam Parallel-Plate Slot Antenna», *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol.53, No.3, pp.977-984.
9. Fel'd, Ja.N. and Benenson, L.S. (2007), *Osnovy teorii antenn*, Drofa, Moskva, 491 p.
10. Shokalo, V.M., Pravda, V.I. and Usin, V.A. (2010), *Elektrodynamika ta poshyrennja radiohvyli*, Part 2, *Vyprominjuvannja ta poshyrennja elektromagnitnyh hvyli*, Kolegium, Harkiv, 435 p.

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

Наукові інтереси:

– антени та техніка НВЧ.

E-mail: knm7@ukr.net.

Тел.: (096) 908-65-47.

ЧЕРКЕС Олена Петрівна – молодший науковий співробітник НЦ Житомирського військового інституту ім. С. П. Корольова.

Наукові інтереси:

- дослідження математичних моделей у середовищі Matlab;

- робота з мовами структурованих запитів SQL, XPath;

- розробка інформаційно-аналітичних систем.

Тел.: (096) 628-85-04.

СИДОРЧУК Ольга Леонідівна – кандидат технічних наук, старший викладач кафедри радіотехніки та телекомунікацій Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- радіоелектронна боротьба;

- теорія та практика широкосмугових антенних систем.

Тел.: (067) 225-28-66.

Стаття надійшла до редакції 24.04.2017.