

О.Л. Сидорчук, н.с.

*Житомирський військовий інститут ім. С.П. Корольова
Національного авіаційного університету***МЕТОДИКА ЗМЕНШЕННЯ ЕФЕКТИВНОЇ ПОВЕРХНІ РОЗСІЮВАННЯ
РУПОРНОЇ АНТЕНИ ІЗ ГАНТЕЛЕПОДІБНИМИ ЩІЛИНАМИ***(Представлено д.т.н., проф. Манойловим В.П.)*

Розроблено методику зменшення ефективної поверхні розсіювання (ЕПР) рупорної антени, що полягає в оптимальному виборі довжини діелектричної пластини, яка узгоджена із гантелеподібними щілинами за умови повного перевипромінювання хвилі у хвилеводі.

Постановка проблеми у загальному вигляді. Розвиток антенної техніки останніми роками іде головним чином не шляхом створення принципово-нових типів антен, а шляхом покращення характеристик існуючих або використання нових матеріалів. Різні галузі радіоелектроніки (радіорозвідки, радіоелектронної боротьби, радіозв'язку з рухомими об'єктами та ін.) потребують таких антенних систем, що забезпечують випромінювання і прийом електромагнітних хвиль з коловою поляризацією у широкому діапазоні частот [1–2].

Останнім часом стало актуальним використання технології “Стелс”, оскільки Стелс-технологія (Stealth-technology) – це комплекс методів зниження помітності радіотехнічних об'єктів у радіолокаційному, інфрачервоному та інших областях спектра виявлення за допомогою спеціально розроблених геометричних форм, радіопоглинаючих матеріалів і покриттів, що дозволить зменшити силу відбиття сигналу в бік джерела випромінювання і за рахунок цього залишатися непомітним. Спроби створення техніки й об'єктів, малопомітних для радіоелектронних засобів, застосовувались з часів початку розвитку радіорозвідки. У зв'язку з цим з'явилося поняття радіомаскування. (радіомаскування – комплекс технічних і організаційних заходів, направлених на зниження ефективності радіорозвідки противника).

Суттєво знизити помітність військових об'єктів досить складно. Можливо лише не набагато зменшити ймовірність їх виявлення розвідувальними радіоелектронними засобами. Однак значущого результату можливо досягти лише у випадку різкого зниження ЕПР об'єктів [3].

Аналіз останніх досліджень та публікацій. Існуючі методи зменшення поля перевипромінювання об'єктів передбачають: застосування протирадіолокаційних покриттів, що зменшують ЕПР об'єктів; вибір відповідної форми об'єктів; підключення до нього різних реактивних навантажень (щілин, шлейфів). Проте вони не можуть бути застосовані для антенних пристроїв, оскільки це призведе до змін їх основних електродинамічних характеристик [4, 5].

У роботах [4, 5] також проведено аналіз методів зменшення ЕПР приймальних антенних систем, обґрунтовано підхід до шляхів зменшення ЕПР рупорних антен, який передбачає відведення енергії основної хвилі від рупора та поглинання хвиль вищих типів. Реалізація конструкцій рупорних опромінювачів зі зменшеним перевипромінюванням від розкриття антени може бути двох варіантів. Перший метод полягає в тому, щоб відфільтрувати хвилі вищих типів, при цьому хвиля основного типу повинна проходити у хвилевід без змін. Другий метод конструкцій зі зменшеною ЕПР оснований на відводі, за допомогою направлено відгалужувача, хвилі основного типу від рупора і поглинання хвиль вищих типів в узгодженому для цих типів хвиль навантаженні. Конструкції таких відгалужувачів розроблено в роботах [6–8]. У цьому випадку смуга роботи антени буде визначатися смугою роботи направлено відгалужувача, а діапазон частот, в якому можливе зменшення ЕПР, лише розмірами розкриття рупора і поглинаючим навантаженням для хвиль вищих типів. Направлені відгалужувачі, вказані вище, мають широку смугу, спільномірну зі смугою роботи рупорної антени.

Найбільш прийнятним, з точки зору забезпечення необхідних частотних характеристик, при зменшенні ЕПР рупорного випромінювача, є останній підхід. Розв'язання задачі конструювання рупорного випромінювача з властивістю зменшеної ЕПР, за рахунок використання спеціального направлено відгалужувача розглядалось у [9–12]. У них запропоновано використовувати для відводу основної хвилі направлений відгалужувач, який складається з діелектричних пластин узгоджених із гантелеподібними щілинами прорізаними у ребрах хвилеводу (рис. 1), досліджено ефективність використання у відгалужувачі щілин спеціальної форми. Наступним кроком дослідження ефективності, запропонованих відгалужувачів, є необхідність розрахунку геометричних параметрів діелектричних пластин, з метою їх узгодження, з розміром рупора та параметрами щілин.

Приклад розрахунку товщини діелектричних пластин, узгоджених із гантелеподібною щілиною та розмірами рупора проведено у [13], проте не розроблено методику розрахунку довжини цієї ж діелектричної пластини, що узгоджена з гантелеподібною щілиною.

Мета статті. Розробка методики розрахунку довжини діелектричної пластини, що узгоджена з гантелеподібною щілиною за умови повного перевипромінювання хвилі у хвилеводі.

Викладення основного матеріалу. Проведемо розрахунок розмірів діелектричної пластини і щілини випромінювача, при цьому розміри випромінюючого хвилеводу будемо вважати заданими, що має місце при розрахунку антен.

Товщину діелектричної пластини було визначено у роботі [13] з рішення дисперсійного рівняння, яке для заданого розміщення діелектричної пластини у хвилеводі (рис. 2) має вигляд [14]:

$$\frac{\hat{E}_{\delta 1}}{\hat{E}_{\delta 2}} \cdot \frac{\mu_2}{\mu_1} \tilde{n} \operatorname{tg} K_1 a_1 - \operatorname{tg} K_2 a_2 = 0, \quad (1)$$

де $K_{\delta 1,2}$ – постійне поширення вздовж осі Y для 1 і 2 середовища відповідно; $2a_2$ – товщина діелектричної пластини; $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ – магнітна проникність.

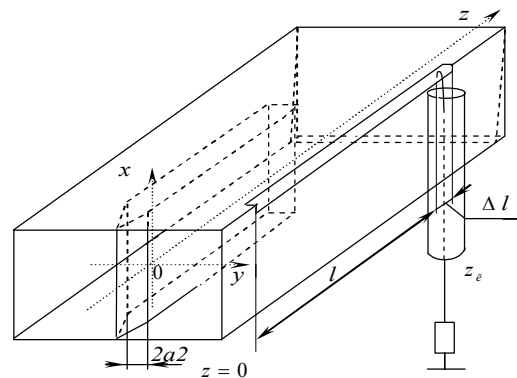
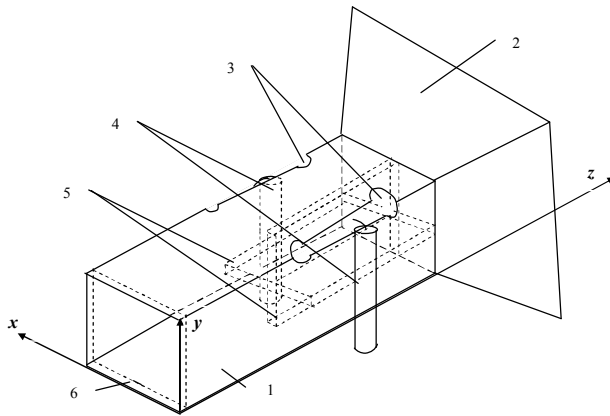


Рис. 1. Конструкція рупорної антени колової поляризації зі зменшенням ЕПР:
1 – хвилевід; 2 – розкриття рупора;
3 – гантелеподібні щілини;
4 – коаксіальне навантаження;
5 – діелектричні пластини для обертової поляризації; 6 – поглинаюча пластина

Рис. 2. До визначення довжини щілини і діелектричної пластини

Для визначення довжини діелектричної пластини і довжини щілини проведемо електродинамічний розрахунок конструкції (рис. 2). Розподіл напруги на щілині має вигляд [15]:

$$\frac{d^2 U}{dZ^2} + K^2 U = \frac{i \omega \mu}{4N} H_z^{cm}, \quad (2)$$

де $N = \frac{1}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{4}{K\Delta} \right) - 0,4385 \right]$ – коефіцієнт, що залежить від розмірів щілини; Δ – ширина щілини,

$K = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ – довжина хвилі у вільному просторі; $H_z^{cm} = H_{zmn}^{cm}$ – магнітні складові поля хвилеводу, зв'язані зі щілиною.

Розділивши рівняння (2) на два рівняння першого порядку [16] отримаємо:

$$\begin{cases} \frac{dU_1}{dZ} + {}^3 K U_1 = \frac{i \omega \mu_0}{4N} \frac{H_z^{cm}}{D_1 - D_2} \\ \frac{dU_2}{dZ} + {}^3 K U_2 = \frac{i \omega \mu_0}{4N} \frac{H_z^{cm}}{D_2 - D_1} \end{cases}, \quad (3)$$

де D_1 і D_2 – корені характеристичного рівняння $D^2 + \hat{E}^2 = 0$, що дорівнюють $D_2 = -^3\hat{E}$, $D_1 = ^3\hat{E}$; $U_1 = U_-$ – хвиля напруги, що поширюється в позитивному напрямку осі z , $U_2 = U_+$ – у від’ємному напрямку осі z .

Сторонню магнітну складову поля \hat{I}_{zmn}^{cm} запишемо у вигляді:

$$\hat{I}_{zmn}^{cm} = C_-^{mn} \hat{I}_{-z}^{mn} + C_+^{mn} \hat{I}_{+z}^{mn}. \quad (4)$$

Із врахуванням сказаного вище і виразів (4, 6) із формул (3, 5) отримаємо:

$$\begin{cases} \frac{dU_-}{dZ} + ^3KU_- = \frac{Z_c}{8N} (C_-^{mn} \hat{I}_{-z}^{mn} + C_+^{mn} \hat{I}_{+z}^{mn}) \\ \frac{dU_+}{dZ} - ^3KU_+ = \frac{Z_c}{8N} (C_-^{mn} \hat{I}_{-z}^{mn} + C_+^{mn} \hat{I}_{+z}^{mn}) \end{cases} \quad (5)$$

де $Z_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – хвильовий опір вільного простору.

Для визначення зв’язку амплітуд хвиль хвилеводу з напругою на щілині застосуємо лему Лоренца [16]. Амплітуди хвиль у хвилеводі можна записати у вигляді:

$$C_{\mp}^{mn} = \pm \frac{1}{P_{mn}} \int (\vec{m}, \vec{H}_{\pm}^{mn}) dS, \quad (6)$$

де D_{on} – норма полів хвилеводного типу, $S_{\text{щ}}$ – площа щілини (товщина щілини екрана передбачається нескінченно малою), $\vec{m} = \vec{e}_z m_z$ – щільність магнітного струму в площині щілини. В межах щілини запишемо [17].

Диференціюючи рівняння (6) по z , отримаємо два рівняння відносно амплітуд прямої: і зворотної

$$M_z = \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} m_z dz = 2(U_- + U_+), \quad (7)$$

хвилеводних хвиль:

$$\begin{cases} \frac{dC_-^{mn}}{dZ} + ^3KU_{zmn} C_-^{mn} = \frac{2\hat{I}_{+z}^{mn}}{P_{mn}} (U_- + U_+); \\ \frac{dC_+^{mn}}{dZ} + ^3KU_{zmn} C_+^{mn} = -\frac{2\hat{I}_{+z}^{mn}}{P_{mn}} (U_- + U_+), \end{cases} \quad (8)$$

де K_{zmn} – повздовжнє хвильове число хвилі типу $\hat{I}_{\pm z}^{mn}$, яке не залежить від Z величини.

Таким чином, системи рівнянь (5) і (8) утворюють шукану систему рівнянь, зв’язаних хвилеводних і щілинних хвиль.

Із умови сумісності системи рівнянь зв’язаних хвиль випливає, що її рішення повинні однаковим чином залежати від Z . Запишемо ці рішення у вигляді:

$$C_{\mp}^{mn} = \hat{C}_{\mp}^{mn} e^{\mp\gamma z}; \quad U_{\mp} = \hat{U}_{\mp} e^{\mp\gamma z}, \quad (9)$$

де γ – нові поширення, а \hat{C}_{\mp}^{mn} і \hat{U}_{\mp} – не залежать від z експотенційно амплітуди хвиль.

Підстановка рішень (9) в системи (5), (8) призведе до системи алгебраїчних рівнянь відносно амплітуд \hat{C}_{\mp}^{mn} і \hat{U}_{\mp} , з якої можна знайти γ , прирівнюючи до нуля її визначник. Вихідний визначник системи має при цьому 4-ий порядок. Однак не перевищує коефіцієнтів зв’язку хвиль протилежних напрямків. Із отриманої системи хвиль 4-го порядку (5), (8) і, враховуючи сказане вище, отримаємо дві системи рівнянь для хвиль, що поширюються у негативному напрямку Z :

$$\begin{cases} (-\gamma + ^3K)\hat{U}_- + \frac{1}{8N} C_-^{mn} Z_c \hat{H}_{-z}^{mn} = 0; \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} -\frac{2}{P_{mn}} \hat{H}_{+z}^{mn} \hat{U}_- + (-\gamma + ^3K_{zmn}) \hat{C}_-^{mn} = 0; \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} (-\gamma - {}^3K)\hat{U}_+ - \frac{1}{8N}Z_c\hat{H}_{+z}^{mn}C_+^{mn} = 0; \\ \frac{2}{P_{mn}}\hat{H}_{-z}^{mn}\hat{U}_+ + (\gamma - {}^3K_{zmn})\hat{C}_+^{mn} = 0. \end{cases}$$

Із отриманих систем рівнянь (10) і (11) визначимо, прирівнюючи до нуля визначник цієї системи.

$$\begin{vmatrix} (-\gamma - {}^3K) & -\frac{2\hat{H}_{+z}^{mn}}{D_{mn}} \\ \frac{Z_c\hat{H}_{-z}^{mn}}{8N} & (-\gamma + {}^3K) \end{vmatrix} = 0. \tag{12}$$

Розв'язуючи рівняння (12), отримаємо:

$$\gamma_{1,2} = {}^3\left(\frac{K + K_{zmn}}{2} \pm \left(\left(\frac{K - K_{zmn}}{2} \right)^2 + \frac{\hat{H}_{-z}^{mn} \cdot \hat{H}_{+z}^{mn} \cdot Z_c}{4NP_{mn}} \right)^{\frac{1}{2}} \right). \tag{13}$$

Позначимо

$$\beta = \frac{K + K_{zmn}}{2}; \sigma = \left(\frac{K - K_{zmn}}{2} \right); \aleph = \sqrt{\delta^2 + \frac{\hat{H}_{-z}^{mn} \cdot \hat{H}_{+z}^{mn} \cdot Z_c}{4NP_{mn}}}. \tag{14}$$

Із врахуванням (14) розв'язання (13) матиме вигляд:

$$\gamma_1 = i(\beta + \aleph); \gamma_2 = {}^3(\beta - \aleph). \tag{15}$$

Амплітуди хвиль (9) із врахуванням позначень (15) набудуть вигляду:

$$\begin{cases} C_-^{mn} = \hat{C}_{-1}^{mn}e^{-\gamma_1 z} + \hat{C}_{-2}^{mn}e^{-\gamma_2 z}; \\ C_+^{mn} = \hat{C}_{+1}^{mn}e^{\gamma_1 z} + \hat{C}_{+2}^{mn}e^{\gamma_2 z}; \\ U_- = \hat{U}_{-1}e^{-\gamma_1 z} + \hat{U}_{-2}e^{-\gamma_2 z}; \\ U_+ = \hat{U}_{+1}e^{\gamma_1 z} + \hat{U}_{+2}e^{\gamma_2 z}. \end{cases} \tag{16}$$

Для визначення постійних у рівняннях (16) поставимо граничні умови. Покладемо початок координат на початку щілини. Тоді при $z = 0$ – щілина буде закорочена, $z = l$ – щілина має узгоджене навантаження, а хвилевід узгоджений з обох кінців (рис. 3). Запишемо граничні умови окремо для хвиль, що рухаються у позитивному і негативному напрямках осі z [15].

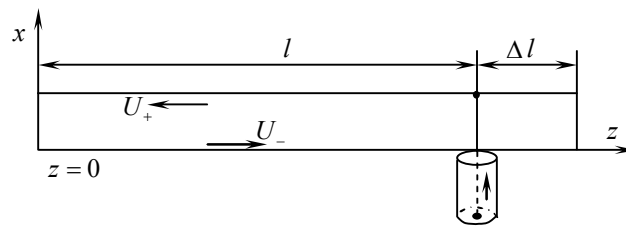


Рис. 3. До розрахунку коефіцієнта відбиття з боку коаксіального кабелю

$$\begin{cases} Z = 0, & U_- = U_0, & C_-^{mn} = C_0, \\ Z = -l, & U_+ = U_l, & C_+^{mn} = 0. \end{cases} \tag{17}$$

Підставляючи рішення (17) у вираз (16), отримаємо:

$$\begin{cases} C_{-/Z=0}^{mn} = \hat{C}_{-1}^{mn} + \hat{C}_{-2}^{mn} = C_0; \\ U_{-/Z=0} = \hat{U}_{-1} + \hat{U}_{-2} = U_0. \end{cases} \tag{18}$$

Підставляючи рішення (18) у рівняння (12) і, враховуючи (17) і (20), отримаємо:

$$\begin{cases} i(K - \beta)U_0 + ix(\hat{U}_{-2} - \hat{U}_{-1}) + \frac{\hat{H}_{-z}^{mn} Z_c}{8N} C_0 = 0, \\ i(K_{zmn} - \beta)C_0 + ix(\hat{C}_{-2} - \hat{C}_{-1}) - \frac{2\hat{H}_{-z}^{mn} Z_c}{P_{mn}} U_0 = 0. \end{cases} \quad (19)$$

Розв'язуючи спільно (18) і (19), отримаємо:

$$\begin{cases} \hat{U}_{-1} = \frac{U_0}{2\aleph} \left(\aleph + \hat{E} - \beta - iC_0 \frac{\hat{H}_{-z}^{mn} Z_c}{U_0 8N} \right); \\ \hat{U}_{-2} = \frac{U_0}{2\aleph} \left(\aleph - \hat{E} + \beta + iC_0 \frac{\hat{H}_{-z}^{mn} Z_c}{U_0 8N} \right); \\ \hat{C}_{-1} = \frac{C_0}{2\aleph} \left(\aleph + \hat{E}_{zmn} - \beta + i \frac{U_0}{C_0} \frac{2\hat{H}_{+z}^{mn}}{D_{on}} \right); \\ \hat{C}_{-2} = \frac{C_0}{2\aleph} \left(\aleph - \hat{E}_{zmn} + \beta - i \frac{U_0}{C_0} \frac{2\hat{H}_{+z}^{mn}}{D_{on}} \right). \end{cases} \quad (20)$$

Враховуючи (20), рішення для хвиль, що поширюються у позитивному напрямку осі z , набуде вигляду:

$$\begin{cases} U_- = e^{-i\beta z} \left(U_0 \left(\cos \aleph Z - \frac{i\delta}{\aleph} \sin \aleph Z \right) - \frac{\hat{H}_{-z}^{mn} Z_c}{8N\aleph} C_0 \sin \aleph Z \right), \\ C_- = e^{-i\beta z} \left(C_0 \left(\cos \aleph Z + \frac{i\delta}{\aleph} \sin \aleph Z \right) + \frac{2\hat{H}_{-z}^{mn} Z_c}{P_{mn}} U_0 \sin \aleph Z \right). \end{cases} \quad (21)$$

Для хвиль, що поширюються у негативному напрямку осі z при $z = l$ отримаємо:

$$\begin{cases} C_+^{mn} = \hat{C}_{+1}^{mn} e^{\gamma_1 l} + \hat{C}_{+2}^{mn} e^{\gamma_2 l} = 0; \\ U_+ = \hat{U}_{+1} e^{\gamma_1 l} + \hat{U}_{+2} e^{\gamma_2 l} = U_l. \end{cases} \quad (22)$$

$$\begin{cases} \aleph \left(\hat{N}_{+1}^{mn} e^{i(\beta+\aleph)l} - \hat{N}_{+2}^{mn} e^{i(\beta-\aleph)l} \right) + \frac{2\hat{H}_{-z}^{mn} U_c}{P_{mn}} = 0; \\ \aleph \left(\hat{U}_{+1} e^{i(\beta+\aleph)l} - \hat{U}_{+2} e^{i(\beta-\aleph)l} \right) + (\beta - K)U_c = 0. \end{cases} \quad (23)$$

Розв'язуючи спільно (22) і (23), отримаємо:

$$\begin{cases} \hat{U}_{+1} = \frac{1}{2} U_l e^{i(\beta+\aleph)l} \left(\frac{K - \beta}{\aleph} + 1 \right); \\ \hat{U}_{+2} = \frac{1}{2} U_l e^{-i(\beta-\aleph)l} \left(\frac{\beta - \hat{E}}{\aleph} + 1 \right); \\ \hat{C}_{+1}^{mn} = \frac{U_l \hat{H}_{-z}^{mn}}{i\aleph P_{mn}} e^{i(\beta+\aleph)l}; \\ \hat{C}_{+2}^{mn} = \frac{U_l \hat{H}_{-z}^{mn}}{i\aleph P_{mn}} e^{-i(\beta-\aleph)l}. \end{cases} \quad (24)$$

З урахуванням (24) розв'язок (16) для хвиль, що поширюються у від'ємному напрямку осі z , набуде вигляду:

$$\begin{cases} U_+ = U_l e^{i\beta(z-l)} \left(\cos(\aleph(z-l)) + \frac{i\delta}{\aleph} \sin(\aleph(z-l)) \right); \\ C_+ = -\frac{2\hat{H}_{-z}^{mn} U_l}{\aleph P_{mn}} e^{i\beta(z-l)} \sin(\aleph(z-l)). \end{cases} \quad (25)$$

Із рівнянь (25) видно, що амплітуда хвилеводної хвилі спадає до мінімуму, а щілина зростає до максимуму на відстані від початку щілини $z = \pi/2\aleph$. При $\delta = 0$, оскільки $U_0 = 0$, амплітуда

хвилеводної хвилі спадає до нуля і відбувається повне перевипромінювання енергії від хвилеводу в щілину.

Отримаємо розрахунок формули для визначення довжини перевипромінювання. Для цього підставимо значення поля \hat{I}_{-z}^{mn} , \hat{I}_{+z}^{mn} і норму P_{mn} у вираз (14) для визначення коефіцієнта зв'язку \aleph , а згодом в отриманий вираз для довжини зв'язку.

Складові поля $H_{\pm z}$ для хвилеводу з діелектричною пластиною, розміщеною симетрично відносно вертикальних стінок (рис. 4) для хвилі основного типу мають вигляд [15]:

$$\hat{I}_{-z1} = \frac{K_z}{\omega\mu} A, \quad \hat{I}_{-z2} = \frac{K_z}{\omega\mu} \frac{a_1 K_{y2} A}{\cos(K_{y2} a_2)} \sin K_{y2} y, \quad \hat{I}_{-z3} = \frac{K_z}{\omega\mu} A. \quad (26)$$

Оскільки щілина прорізана на ребрі стінок, то слід у формулу для визначення довжини перевипромінювання підставити \hat{I}_{-z1} (або \hat{I}_{-z3} , що є одне й те ж).

При $K_z = K \left| \hat{H}_{\pm z} \right| = \frac{K}{\omega\mu} A = \frac{A}{120\pi}$ норма полів основного типу визначається таким чином [15]:

$$P_{01} = \int_{(S)} \left(\left[\vec{E}_{+01}, \vec{H}_{-01} \right] - \left[\vec{E}_{-01}, \vec{H}_{+01} \right] \right) d\vec{S}. \quad (27)$$

Підставляючи у вираз (27) значення полів при $K_1 = K$, отримаємо:

$$P_{01} = \frac{8EA^2 K^3}{\omega\mu} \left\{ \frac{a_1^2}{\cos^2 K_{y2} a_2} \left(\frac{a_2}{2} + \frac{\sin(2K_{y2} a_2)}{4K_{y2}} + \frac{a_1^3}{3} \right) \right\}, \quad (28)$$

де $K_{y2} = K \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_0 - 1}}$.

Формула для розрахунку довжини перевипромінювання (довжини щілини і діелектричної пластини) набуде вигляду:

$$l = \frac{\pi}{2\aleph} = \frac{\pi}{2 \sqrt{\frac{Z_c \hat{H}_{-z}^{01} \hat{H}_{+z}^{01}}{4NP_{01}}}}} = 4\pi^2 \sqrt{\frac{2NB}{\lambda^2} \left\{ \frac{a_1^2}{\cos^2 K_{y2} a_2} \left(\frac{a_2}{2} + \frac{\sin(2K_{y2} a_2)}{4K_{y2}} + \frac{a_1^3}{3} \right) \right\}}. \quad (29)$$

Ширину щілини зв'язку визначимо з умови узгодження її з коаксіальною лінією. Хвильовий опір щілини визначається із визначення хвильового опору, довжини лінії і дорівнює [15]:

$$Z_{щ} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \frac{1}{4N}. \quad (30)$$

Таким чином, всі розміри випромінювання визначені.

Враховуючи те, що напівхвильовий вібратор (а отже і щілина) є найпоширенішим і виправданим у даному варіанті, маємо його опір випромінювання, який дорівнює 73,1 Ом.

Маємо формулу для визначення хвильового опору щілини:

$$z_{щ} = \frac{2(60\pi)^2}{R_{\Sigma}},$$

$$z_{щ} = \frac{71061,2}{73,1} = 972.$$

Для того, щоб узгодити цей опір із хвильовим опором коаксіальної лінії (50 Ом), варто підключити лінію ближче до краю щілини, на відстані Δl від краю, яка визначається за формулою:

$$\sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{W_{\phi}}{R_{щ}},$$

де W_{ϕ} – характеристичний опір хвилеводу.

$$\text{Маємо: } \sin^2 \frac{2\pi \Delta l}{0,03} = \frac{50}{972} \Rightarrow \Delta l = 0,011 = 1,1 \text{ (мм)}$$

Використавши попередньо визначене значення хвильового опору щілини ($z_{щ} = 972 \hat{\Pi}$), обчислимо ширину щілини:

$$z_{щ} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \frac{1}{4N} = \sqrt{\frac{1}{2,5}} \frac{1}{4N} = 972 \Rightarrow N = 1,63 \cdot 10^{-4}.$$

$$\text{Оскільки } N = \frac{1}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{4}{k\Delta} \right) - 0,4385 \right), \quad 1,63 \cdot 10^{-4} = \frac{1}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{4}{k\Delta} \right) - 0,4385 \right) \Rightarrow \Delta = 0,0012 = 1,2 \text{ (ii)} .$$

Отже тепер, маючи ширину щілини, можемо обчислити її довжину.

Рівняння для визначення критичної довжини хвилі можна отримати, приймаючи в дисперсійному рівнянні коефіцієнт уповільнення рівним нулю. В такому випадку рівняння для критичної довжини хвилі H_{10} приймає вигляд:

$$\text{tg} \left(\pi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{a}{\lambda_{\varepsilon_0 \mu_0}} \left(1 - \frac{2\dot{a}_2}{\dot{a}} \right) \right) = \frac{\sqrt{\varepsilon_a \mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_a}} \hat{n} \text{tg} \left(\pi \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \frac{a}{\lambda_{\varepsilon_a \mu_a}} \left(\frac{2\dot{a}_2}{\dot{a}} \right) \right),$$

де ε_0, μ_0 – відповідно діелектрична і магнітна проникності повітря; ε_a, μ_a – відповідно діелектрична і магнітна проникності діелектрика.

Маємо:

$$\text{tg} \left(\pi \sqrt{1 \cdot 1} \frac{23 \cdot 10^{-3}}{\lambda_{\varepsilon_0 \mu_0}} \left(1 - \frac{2,852 \cdot 10^{-3}}{23 \cdot 10^{-3}} \right) \right) = \frac{\sqrt{2,5 \cdot 1}}{\sqrt{1 \cdot 1}} \hat{n} \text{tg} \left(\pi \sqrt{2,5 \cdot 1} \frac{23 \cdot 10^{-3}}{\lambda_{\varepsilon_a \mu_a}} \frac{2,852 \cdot 10^{-3}}{23 \cdot 10^{-3}} \right).$$

Отримуємо значення критичної довжини хвилі для значень діелектричної проникності $\varepsilon_a = 2,5$ та ширину пластини (2a2) була прийнята 2,852 мм.

У результаті розрахунків було отримано значення $\lambda_{\varepsilon_a \mu_a} = 5,75$ см. Таким чином, завдяки пластині ми розширили діапазон прийнятних частот для хвилі типу H_{10} (рис. 3), при цьому не «покрашуючи» умов поширення хвиль вищих типів.

Користуючись попередньо обчисленим значенням критичної довжини хвилі (5,75 см) знайдемо хвильове число:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 209,44, \quad k_{y2} = k \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0} - 1} = 209,44 \sqrt{\frac{2,5}{1} - 1} = 314,16;$$

$$k_{zmn} = \frac{2\pi}{\lambda_a}; \quad \lambda_a = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon \mu - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\varepsilon_0 \mu_0}} \right)^2}} = \frac{3}{\sqrt{2,5 - \left(\frac{3}{5,75} \right)^2}} = 2,01 \text{ (нн)}, \quad \Rightarrow k_{zmn} = 314;$$

$$\beta = \frac{k + k_{zmn}}{2} = \frac{209,44 + 314,16}{2} = 261,8.$$

Тепер, маючи всі необхідні величини для заданих розмірів рупора та скориставшись формулою (29), можемо обчислити довжину щілини, яка задовольнить поставленій задачі.

$$l = 4\pi \sqrt{\frac{31,6 \cdot 10^{-4} \cdot 261}{0,0009}} \sqrt{\left(\frac{0,0086^2}{\cos(314,16 \cdot 0,0029)} \left(\frac{0,0029^2}{2} + \frac{\sin(314,16 \cdot 0,0029)}{4 \cdot 314,16} + \frac{0,0086^3}{3} \right) \right)} = 1,78$$

Розрахунок коефіцієнта відбиття антени

Оцінімо смугу роботи розрахованого пристрою. Спочатку оцінку проведемо з боку прямокутного хвильоводу. Коефіцієнт відбиття на вході хвильоводу ($z = 0$) дорівнює:

$$\dot{\rho}_B = \frac{\dot{C}_+}{\dot{C}_-} \Big/_{z=0} = \frac{2}{C_0} e^{-i\beta l} \frac{\hat{H}_{-z}^{01} U_l \sin \beta l}{\mathbb{N} P_{01}} . \tag{31}$$

Для визначення U_l застосуємо граничні умови на щілині, які мають вигляд:

При $z = 0$ маємо $U(0) = U_+(0) + U_-(0) = 0$ – щілина закорочена.

При $z = l$ маємо $U(0) = \frac{U_+(l)}{U_-(l)} = \rho_u$ – щілина має навантаження.

Коаксіальну лінію з хвильовим опором, що дорівнює хвильовому опору щілини, яка навантажена на узгоджене навантаження і відрізок короткозамкненої щілини довжиною Δl .

Підставляючи ці умови у вираз для напруги (21), (25), отримаємо:

$$U_0 + U_l e^{-i\beta l} \left(\cos \beta l - i \frac{\delta}{\mathbb{N}} \sin \beta l \right) = 0 \quad \Big/_{\left(e^{-i\beta l} \cdot \left(U_0 \left(\cos \beta l - i \frac{\delta}{\mathbb{N}} \sin \beta l \right) - C_0 \frac{\hat{H}_{-z}^{01}}{8\mathbb{N}N} \sin \beta l \right) \right)} = \rho_u . \tag{32}$$

Звідси отримаємо:

$$U_i = \frac{C_0 e^{-i\beta l} \cdot \hat{H}_{-z}^{01} z_c \dot{\rho}_u \sin \aleph l}{8 \aleph N \left(1 + \dot{\rho}_u e^{-i2\beta l} \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2 \right)}. \quad (33)$$

Враховуючи (33), коефіцієнт відбиття (31) набуде вигляду:

$$\dot{\rho}_i = \frac{e^{-i\beta l} \cdot \frac{2 \hat{H}_{-z}^{01} z_c \dot{\rho}_u \sin^2 \aleph l}{\aleph D_{01} 8 \aleph N}}{1 + \dot{\rho}_u e^{-i2\beta l} \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2}. \quad (34)$$

Визначимо коефіцієнт відбиття $\dot{\rho}_e$, який від навантаження з теорії довгих ліній набуде вигляду:

$$\dot{\rho}_e = \frac{Z_i - Z_e Y_e - Y_i}{Z_i + Z_e Y_e + Y_i}. \quad (35)$$

Опір навантаження складається з паралельно включених опорів відрізка короткозамкненої щілини і коаксіального кабелю, навантаженого на узгоджене навантаження. Провідність його дорівнює:

$$Y_i = Y_e - {}^3 Y_e \tilde{\text{tg}} K_{\Delta l} = Y_e (1 - {}^3 \tilde{\text{tg}} K_{\Delta l}). \quad (36)$$

Підставляючи вираз (36) у формулу (35), отримаємо:

$$\dot{\rho}_e = \frac{{}^3 \tilde{\text{tg}} K_{\Delta l}}{2 - {}^3 \tilde{\text{tg}} K_{\Delta l}}. \quad (37)$$

Із виразу (36) з урахуванням формули (37) можна визначити смугу роботи випромінювача з боку хвилеводу.

Визначимо коефіцієнт відбиття у коаксіальному кабелі.

Коефіцієнт відбиття з боку коаксіального кабелю можна записати у вигляді виразу (37), де провідність Y_e вважається заданою, а провідність навантаження складається з двох провідностей: $Y_{e\zeta}$ – провідність короткозамкненого відрізка щілини, що дорівнює $Y_{e\zeta} = -{}^3 Y_{\tilde{n}\tilde{u}} \tilde{\text{tg}} K_{\Delta l}$ і провідності довгої щілини, яку визначимо із виразу:

$$Y_{\tilde{u}} = Y_{\tilde{n}\tilde{u}} \frac{1 - \rho_{\tilde{u}}}{1 + \rho_{\tilde{u}}}, \quad (38)$$

де $\rho_{\tilde{u}} = \frac{U_-(l)}{U_+(l)}$ – коефіцієнт відбиття щілинної хвилі в розрізі, де підключений кабель (рис. 2). З урахування:

$$Y_i = Y_{\tilde{u}} + Y_{e\zeta} = Y_{\tilde{n}\tilde{u}} \left(\frac{U_+(l) - U_-(l)}{U_+(l) + U_-(l)} - {}^3 \text{ctg} K_{\Delta l} \right). \quad (39)$$

Вирази для напруг $U_+(l)$, $U_-(l)$ визначимо формулами (10), (11) і (16) для визначення постійних коефіцієнтів у цих формулах запишемо граничні умови для хвиль хвилеводу і щілини, вважаючи, що хвилевід з обох кінців узгоджений, а щілина в розрізі $Z=0$ закорочена, а в розрізі $Z=l$ до неї підключений коаксіальний кабель і короткозамкнений відрізок щілини Δl . Граничні умови набудуть вигляду:

$$\begin{cases} Z=0, C_- = 0, U_- = U_0, U_+(0) + U_-(0) = 0, \\ Z=l, C_+ = 0, U_+ = U_l, U_+(l) + U_-(l) = U_r. \end{cases} \quad (40)$$

Враховуючи ці умови, вирази для амплітуд напруг у щілині й хвиль у хвилеводі можна представити у вигляді:

$$\begin{cases} U_- = U_0 e^{-\beta z} \left(\cos \aleph Z - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph Z \right); \\ U_+ = U_l e^{i\beta(z-l)} \left(\cos(\aleph(z-l)) + i \frac{\delta}{\aleph} \sin(\aleph(z-l)) \right); \\ C_- = \frac{2U_0 \hat{H}_{+z}}{\aleph P_{01}} e^{i\beta(z-l)} \sin(\aleph(z-l)); \\ C_+ = \frac{-2U_l \hat{H}_{-z}}{\aleph P_{01}} e^{i\beta(z-l)} \sin(\aleph(z-l)). \end{cases} \quad (41)$$

Із виразів (41) і (40) отримаємо:

$$\begin{cases} U_+(l) - U_-(l) = U_l \left(1 + e^{-2\beta l} \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2 \right); \\ U_+(l) + U_-(l) = U_l \left(1 - e^{-2\beta l} \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2 \right). \end{cases} \quad (42)$$

Із формули (40), з урахуванням (41), вираз для провідності щілини набуде вигляду:

$$Y_i = Y_{ci} \left(\frac{1 + e^{-2\beta l} \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2}{1 - e^{-2\beta l} \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2} - {}^3\text{ctg} K_{\Delta} \right) \quad (43)$$

Підставляючи значення Y_i (43) у формулу (32), отримаємо:

$$\dot{\rho}_k = \frac{-2 \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2 + {}^3\text{ctg} K_{\Delta} \left(e^{i2\beta l} - \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2 \right)}{2e^{i2\beta l} - {}^3\text{ctg} K_{\Delta} \left(e^{i2\beta l} - \left(\cos \aleph l - i \frac{\delta}{\aleph} \sin \aleph l \right)^2 \right)} \quad (44)$$

Отримана формула (44) є розрахунковою, залежність $\rho(l)$ побудовано у програмі MathCAD (рис. 4). Таким чином, отримані формули для розрахунку основних електродинамічних параметрів запропонованого випромінювача. Отже знайдемо значення коефіцієнта відбиття, а також його залежність від параметра (l) .

$$\beta = \frac{k + k_{zmn}}{2} = \frac{209,4 + 312,6}{2} 10^2 = 261; \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} = 209,4; \quad \delta = \frac{k - k_{zmn}}{2} = \frac{209,4 - 312,6}{2} 10^2 = -51,6.$$

Тепер є всі необхідні дані для побудови графіка зваженості $\dot{\rho}_k(l)$:

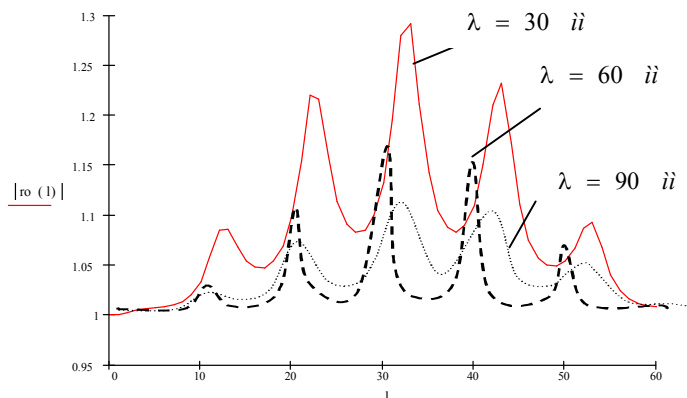


Рис. 4. Залежність $\rho_k(l)$ – коефіцієнта відбиття від довжини щілини l (мм)

Висновки. Запропоновано конструкцію рупорної антени зі зменшеною ЕПР та розроблено методику, що полягає в оптимальному виборі довжини діелектричної пластини, яка узгоджена із гантелеподібними щілинами для умови повного перевипромінювання хвилі у хвилеводі.

Варто зауважити, що живлячий пристрій випромінювача може бути виконано на смужковій лінії. Розрахунок цього випромінювача буде аналогічним розглянутому.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Army presses radar techology // Signal. (USA). 1995. – 49, № 9. – С. 7.
2. *Гладышев А.И.* Влияние характеристик рассеяния антенн на показатели качества функционирования РЭС / *А.И. Гладышев, Е.Ф. Иванкин, С.Н. Паньчев.* – Измерительная техника. – 1995. – № 2. – С. 48–50.
3. *Палий А.И.* Радиоэлектронная борьба / *А.И. Палий.* – 2-ое изд., перераб. и доп. – М. : Воениздат, 1989. – 350 с.
4. А. с. № 257243 (СССР) ; заявл. 22.04.86 № 3142335, опубл. 01.07.87.
5. *Астахов В.Н.* Дифракция на проводящем шаре в поле параболической антенны / *В.Н. Астахов* // Изв. ЛЭТИ. Научн. тр. , Ленинградский электротехнический ин-т им. В.И. Ленина. – 1974. – Вып. 155. – С. 25–31.
6. *Зелкин Е.Г.* Волны в пирамидальном рупоре / *Е.Г. Зелкин* // Журнал технической физики. – 1951. – Т. XXI, Вып. 10. – С. 12–28.
7. *Сидоров Ю.В.* Лекции по теории функции комплексного переменного / *Ю.В. Сидоров, М.В. Федорюк, М.И. Шбунин.* – М. : Наука, 1982. – 488 с.
8. *Маизельс Е.Н.* Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей / *Е.Н. Маизельс, В.А. Торганов.* – М. : Сов. радио, 1972. – 232 с.
9. *Манойлов В.Ф.* Рупорная антенна круговой поляризации с уменьшенной эффективной поверхностью рассеивания / *В.Ф. Манойлов, В.В. Павлюк, О.Л. Сидорчук* // 19-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2009) : материалы конф. (Севастополь, 14–18 сент. 2009 г.) . – Севастополь : Вебер, 2009. – С. 450–451.
10. *Сидорчук О.Л.* Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені / *О.Л. Сидорчук* // Вісник ЖДТУ / Технічні науки. – Житомир, 2010. – № 2 (53). – С. 167–74.
11. *Манойлов В.П.* Методи зменшення ефективної поверхні розсіювання приймальних антенних систем станцій перешкод бортовій радіолокації / *В.П. Манойлов, В.В. Павлюк, О.Л. Сидорчук* // XXVI наук.-практ. міжвуз. конф. присвячена Дню науки : тези доповідей. – Житомир : ЖДТУ. – Т. 1. (12–13 трав. 2011). – С. 89–90.
12. *Манойлов В.П.* Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені / *В.П. Манойлов, О.Л. Сидорчук* // V Міжнар. наук.-тех. конф. «Інформаційно-комп'ютерні технології 2010» (20–22 трав. 2010) : тези доповідей. – Житомир : ЖДТУ, 2010. – С. 89–90.
13. *Сидорчук О.Л.* Аналіз методів зменшення ефективної поверхні розсіювання антенних систем та методика розрахунку товщини діелектричних пластин / *О.Л. Сидорчук* // зб. наук. праць ЖВІ НАУ. – Житомир, 2011. – № 4. – С. 121–132.
14. *Манойлов В.П.* Малогабаритна рупорна антена кругової поляризації зі зменшеною ЕПР / *В.П. Манойлов, О.Л. Сидорчук* // Вісник ЖДТУ / Технічні науки. – Житомир, 2006. – № 4 (50). – С. 147–152.
15. *Фрадин А.З.* АФУ / *А.З. Фрадин.* – М. : Связь, 1977. – 440 с.
16. *Астахов В.Н.* Определение дифракционного поля в области фокуса параболоида вращения / *В.Н. Астахов, В.А. Степанов* // Изв. ЛЭТИ. Научн. тр. , Ленинградский электротехнический ин-т им. В.И. Ленина. – 1979. – Вып. 245. – С. 25–30.
17. Заявка 2551921, Франция ; заявл. 09.09.83 № 8314404, опубл. 15.03.85 – МКИ Н 01 Q19/00, С 02 7102. Снижение ЭПР радиолокационных антенн.
18. *Воскресенский Д.И.* Эффективная поверхность рассеяния остронаправленных антенн и антенных решёток. Вопросы снижения ЭПР / *Д.И. Воскресенский, И.Н. Пономарёв, А.В. Шаталов* / под ред. *П.Я. Уфимцева.* – М. : ИЭР АН, 1989. – С. 117–125.

СИДОРЧУК Ольга Леонідівна – науковий співробітник науково-дослідної лабораторії наукового центру Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова Національного авіаційного університету.

Наукові інтереси:

- теорія та практика широкосмугових антенних систем.

Подано 23.11.2011

