

УДК 621.372.8

ПРОБЛЕМИ МОДЕЛЮВАННЯ СТРУКТУРИ ЖИВЛЕННЯ ЗБУДЖУВАЧІВ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ

Й. Захарія

*Національний університет "Львівська політехніка"
вул. С. Бандери, 12, Львів 79013, Україна*

Розглянуто проблеми моделювання в задачах аналізу збуджувачів хвиле-спрямувальних структур. Наведено алгоритм електродинамічного аналізу з використанням апертурної моделі в структурі живлення випромінювача. На прикладі виконано порівняння вживаних моделей структури живлення.

Ключові слова: збуджувачі хвилеводів, перехід лінія–хвилевід.

Збуджувач електромагнітної хвилі у хвилеспрямувальній структурі має три частини: випромінювач, структуру живлення випромінювача, вузол налаштування збуджувача. У надвисокочастотному (НВЧ) діапазоні структура живлення суттєво впливає на характеристики випромінювача. Тому вплив цієї структури потрібно враховувати в аналізі випромінювача. Вузол налаштування перетворює збуджувач у двохісний перехід від лінії живлення до хвилевода, і тому ми його не розглядаємо.

Загального і точного електродинамічного методу аналізу випромінювача з урахуванням усіх особливостей задачі сьогодні немає. Найбільше результатів отримано за допомогою спектрального методу, у якому випромінювач і його живлення розглядають як єдину структуру [8, 10, 11]. Однак такий метод застосовано лише для циліндричних елементів структури зі спільною віссю. Метод непридатний у випадку нерегулярних або додатково навантажених випромінювачів [3]. Він не дає змоги врахувати нерівномірність розподілу густини струму на периметрі провідника випромінювача [5, 9]. Розроблений на згаданому методі метод еквівалентних схем має такі самі недоліки [1]. Універсальнішими можна вважати методи прикладної електродинаміки в разі використання відповідного моделювання.

Моделювання досліджуваної структури завжди спрощує аналіз, однак не завжди є достатньо адекватним. Перша запропонована модель структури живлення випромінювача – дельта-генератор [4, 7]. Така модель, по суті, абстрагує від реальної структури живлення, бо замінює її вузькою щілиною в перерізі провідника випромінювача з прикладеною напругою U . Зручність моделі полягає у формі запису напруженості електричного поля дельта-генератора за допомогою дельта-функції

$$E_{ax} = U\delta(x - x'), \quad (1)$$

де x' – координата розташування щілини з напругою U .

Отже, (1) описує розподіл електричної напруженості вздовж усієї координати x , а не лише в перерізі $x=x'$. Водночас напруженість E_{ax} визначає поле моделі у вільному просторі, тобто не враховує впливу хвилеспрямувальної структури, у якій збуджується електромагнітне поле. Тому таку модель можна назвати квазістационарною. Динамічною назвемо модель, напруженість поля якої є полем, збудженим структурою живлення як окремим випромінювачем у цій хвилеспрямувальній структурі.

Структуру живлення випромінювача найчастіше визначають апертурою перерізу лінії його живлення. Відповідні моделі можна назвати апертурними. Класичним прикладом є структура живлення випромінювача у прямокутному хвилеводі за допомогою коаксiальної лінії [8]. Апертурна модель у цьому випадку – це система концентричних ниток магнітного струму, еквівалентна поверхневому

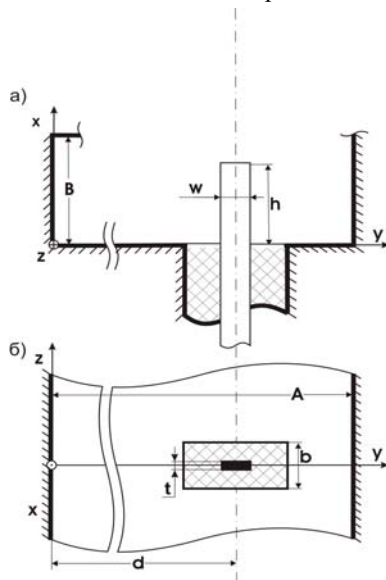


Рис. 1. Симетрична смужкова лінія в структурі живлення смужкового збуджувача прямокутного хвилевода.

магнітному струму в коаксiальній апертурі лінії живлення. Як зазначено вище, динамічна модель потребує розв'язування задачі збудження хвилевода кільцевими магнітними струмами й апертурою у цілому. Тут, однак, виникає проблема некоординатності запису магнітних струмів і поля в прямокутному хвилеводі. Тому кільцевий магнітний струм моделюють квадратним витком з таким самим електричним моментом. На великій відстані поля таких витків ідентичні, але дуже мало відрізняються їхні поля в центральній частині площі кільцевого витка магнітного струму. Аналіз вхідного імпедансу для з'ясованої моделі свідчить про відхилення реального вхідного імпедансу від знайденого на підставі моделі у вигляді дельта-генератора порядку 20–25%, зокрема, у короткохвильовій частині смуги хвилевода. Отже, аналіз збуджувачів електромагнітних хвиль у хвиле-спрямувальних структурах з використанням достатньо адекватної моделі структури живлення випромінювача є актуальним.

У сучасних структурах живлення випромінювачів використовують смужкові лінії живлення різних типів. Розподіл напруженості поля в апертурі перерізу такої лінії не описаний у відомій системі координат, тому потребує окремого моделювання. У цьому разі часто забезпечують координатність електро-динамічної задачі. Нижче розглянуто приклад аналізу смужкового випромінювача з додатковою проблемою моделювання поля у виході лінії живлення випромінювача.

Апертурна модель структури живлення смужкового випромінювача. Досліджувана структура показана на рис. 1. Смушковий випромінювач розташований у площині перерізу прямокутного хвилевода з розмірами перерізу A, B , ($A > B$) на відстані d від вузької стінки хвилевода. Висота випромінювача $h < B$.

Випромінювач живиться симетричною смужковою лінією (ССЛ) шириною w і товщиною t , смужки якої збігаються з такими ж розмірами смужки випромінювача. Щоб запобігти сингулярності функції Гріна, струм випромінювача вважаємо зосередженим у площині $z=0$, а симетричні плечі хвилевода – нескінченно довгими.

Гранична умова для електричних напруженостей на одній з площин ідеально провідної смужки випромінювача має вигляд

$$E_x + E_{ax} = 0, \quad (2)$$

де E_x – напруженість поля випромінювача; E_{ax} – напруженість поля, випромінюваного структурою живлення випромінювача. У найпростішому випадку поздовжній розподіл струму смужкового випромінювача

$$I_x = I_m i(x); \quad i(x) = \sin(k_o(h-x)), \quad (3)$$

де $k_o = 2\pi/\lambda_o$; λ_o – довжина робочої хвилі.

Використаємо такі формули $E_x = I_m \rho_o e_x(x)$; $E_{ax} = U e_{ax}(x)$, де $\rho_o = 120\pi$ Ом. Відповідно до методу Гальоркіна, у рівнянні (2) формуємо скалярні добутки

$$\langle E_x, i(x) \rangle = -\langle E_{ax}, i(x) \rangle; \quad I_m \rho_o \langle e_x(x), i(x) \rangle = -U \langle e_{ax}(x), i(x) \rangle. \quad (4)$$

Запишемо вхідний імпеданс випромінювача у площині $x=0$ у нормованому вигляді

$$Z/\rho_o = U/I_m i(0) \rho_o = -\langle e_x(x), i(x) \rangle / \langle e_{ax}(x), i(x) \rangle i(0). \quad (5)$$

Для моделі структури живлення у вигляді дельта-генератора, відповідно до виразів (1) і (3), знаходимо $\langle e_{ax}(x), i(x) \rangle = \sin(k_o h)$. Тому вхідний імпеданс (5) можна записати як добуток його значення у випадку моделі у вигляді дельта-генератора Z_o/ρ_o і комплексного множника f_a , який характеризує вплив структури живлення на результат, знайдений з застосуванням моделі у вигляді дельта-генератора. У випадку структури рис. 1 наведені вище скалярні добутки будемо вважати визначеними на одному боці ширини смужкового випромінювача. У разі живлення випромінювача дельта-генератором необхідно враховувати скалярні добутки з обох боків смужки випромінювача. Тому, якщо у вираз для Z/ρ_o ввести імпеданс Z_o/ρ_o , то згаданий вираз треба поділити і помножити на $2/\sin(k_o h)$. Водночас врахуємо скалярний добуток $\langle e_{ax}(x), i(x) \rangle$ з обох боків смужкового випромінювача множенням на 2. Отримаємо

$$Z/\rho_o = \frac{-2\langle e_x(x), i(x) \rangle}{(\sin(k_o h))^2} \frac{\sin(k_o h)}{4\langle e_{ax}(x), i(x) \rangle} = \frac{Z_o}{\rho_o} f_a; \quad f_a = \frac{\sin(k_o h)}{4\langle e_{ax}(x), i(x) \rangle}. \quad (6)$$

Отже, для визначення множника f_a необхідно знайти напруженість поля, випромінюваного структурою живлення випромінювача, у нашому випадку – апертурою перерізу смужкової лінії, і, відповідно, скалярний добуток $\langle e_{ax}(x), i(x) \rangle$.

За теоремою еквівалентності поле в апертурі лінії живлення випромінювача замінюють стороннім магнітним струмом, розташованим над закороченим виходом лінії живлення. Однак безпосередня реалізація такого алгоритму ускладнена некоординатністю силових ліній електричної напруженості в перерізі ССЛ. Координатними стають силові лінії в моделі Олінера для ССЛ [6], однак ширина смужки моделі v є більшою ($v > w$). У випадку зазначеної вище локалізації перерізу ССЛ живлення в стінці прямокутного хвилевода координатними стають також силові лінії стороннього магнітного струму (див. рис. 1). В моделі Олінера довжина нитки магнітного струму v є, відповідно, більшою від ширини смужки лінії w і залежить від хвильового опору лінії Z_c , від діелектричної проникності ϵ заповнення і товщини b ССЛ. Для $\epsilon=1$ відомі взаємозв'язки дають змогу знайти співвідношення v/b , w/b , t/b для заданого Z_c [6]. Наприклад, нехай ширина і товщина смужки випромінювача і смужки ССЛ однакові, $w=0,2 \cdot A$, $t=0,01 \cdot A$. Тоді для хвильового опору $Z_c=75$ Ом отримаємо $b=0,275 \cdot A$, $v=0,345 \cdot A$; для $Z_c=50$ Ом – $b=0,158 \cdot A$, $v=0,298 \cdot A$; для $Z_c=25$ Ом – $b=0,074 \cdot A$, $v=0,277 \cdot A$, де A – ширина прямокутного хвилевода. В апертурі живлення випромінювача магнітний струм нитки $I = 2Udz / (b-t)$, а об'ємна густина струму дорівнює $\delta_y = I\delta(x)\delta(z-z')$, де дельта-функція $\delta(x)$ визначена у площині $x=0$, а z' є координатою розташування нитки струму. За допомогою векторного потенціалу електричного поля A_y знайдемо електричну напруженість E_{ax} :

$$A_y = -\epsilon_0 \int_{V'} G_y(\vec{r} | \vec{r}') \delta_y dV'; \quad E_{ax} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad (7)$$

де V' – об'єм нитки магнітного струму довжиною v ; $G_y(\vec{r} | \vec{r}')$ – функція Гріна прямокутного хвилевода [2],

$$G_y(\vec{r} | \vec{r}') = -\frac{2}{AB} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n}{\gamma_g} \sin\left(\frac{m\pi y'}{A}\right) \cos\left(\frac{n\pi x'}{B}\right) \sin\left(\frac{m\pi y}{A}\right) \cos\left(\frac{n\pi x}{B}\right) \exp(-\gamma_g |z-z'|). \quad (8)$$

У (8) γ_g – стала поширення для прямокутного хвилевода, а $\epsilon_n=1$ для $n>0$ та $\epsilon_n=1/2$ для $n=0$. Знайдену за наведеним алгоритмом напруженість у площині $z=t/2$ необхідно інтегрувати в межах $(t/2, b/2)$ для верхньої частини апертури перерізу ССЛ і в межах $(-b/2, -t/2)$ для нижньої частини. В останньому випадку треба врахувати від'ємний напрям магнітного струму.

Сумарна напруженість у площині $z=t/2$

$$E_{ax} = \frac{4U}{b-t} \frac{v}{AB} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n}{\gamma_g} \sin\left(\frac{m\pi d}{A}\right) \frac{\sin(m\pi v/2A)}{m\pi v/2A} (1 - \exp(-\gamma_g (b-t)/2)) \times \\ \times (1 + \exp(-\gamma_g t)) \sin\left(\frac{m\pi y}{A}\right) \cos\left(\frac{n\pi x}{B}\right). \quad (9)$$

У разі визначення скалярного добутку розподіл густини струму на ширині смужки випромінювача w вважаємо рівномірним. Позначимо

$$BF(n) = \int_0^h \cos\left(\frac{m\pi x}{B}\right) \sin(k_0(h-x)) dx; \quad S(w) = \frac{\sin(m\pi w/2A)}{m\pi w/2A}; \quad S(v) = \frac{\sin(m\pi v/2A)}{m\pi v/2A}. \quad (10)$$

Необхідний скалярний добуток запишемо виразом $\langle E_{ax}, i(x) \rangle =$

$$= \frac{4U}{b-t} \frac{v w}{A} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_0}{\gamma_g} \left(\sin\left(\frac{m\pi d}{A}\right) \right)^2 S(v) S(w) F(n) (1 - \exp(-\gamma_g(b-t)/2)) (1 + \exp(-\gamma_g t)).$$

Останній вираз використано для розрахунку множника f_a (6).

На рис. 2 показано залежності дійсної f_r та уявної f_i складових множника $f_a = f_r + j f_i$ від довжини робочої хвилі $q = \lambda/2A$.

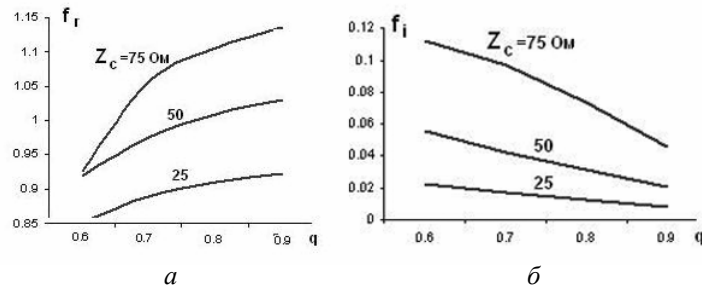


Рис. 2. Залежність дійсної (а) та уявної (б) частин множника f_a від довжини робочої хвилі q .

Відображені на рисунках результати аналізу порівняємо з типовим випадком живлення коаксіальною лінією випромінювача у вигляді тонкого провідника [3]. Зазначимо, що в обох випадках $f_r \gg f_i$, а також $f_i > 0$. Якби множник f_a дорівнював одиниці, то дельта-генератор був би досконалою моделлю структури живлення смужкового випромінювача. Однак f_r залежить від хвильового опору ССЛ. Для низьких хвильових опорів $f_r < 1$, а для високих – переважно $f_r > 1$. Відхилення згаданого множника від одиниці (+13%, -15%) є меншим, ніж для коаксіальної структури живлення. Це свідчить про недостатню адекватність моделі у вигляді дельта-генератора і потребу в апертурних моделях. Характер залежності від довжини робочої хвилі $q = \lambda/2A$ в обох згаданих випадках майже однаковий.

Уявна складова множника f_a є значно більшою, ніж у випадку коаксіальної апертури. Легко переконатись, що у разі ємнісного реактансу $X_o < 0$ внаслідок впливу множника f_i вхідний опір зростає, а реактанс знижується ($R = R_o f_r - X_o f_i$; $X = R_o f_i + X_o f_r$). Однак це виявляється лише у короткохвильовій частині смуги хвилевода.

Модель Олінера вносить незначну похибку під час аналізу ССЛ. Наведений приклад підтверджує, що у загальному випадку модель у вигляді дельта-

генератора та інші квазістаціонарні моделі структури живлення збуджувачів електромагнітних хвиль, є недостатньо адекватними.

1. *Бугаев В.А., Рапопорт Г.Н.* Эквивалентная схема волноводного сочленения // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1977. Т. 20. № 2. С. 95–101.
2. *Захарія Й.А.* Методи прикладної електродинаміки. Львів, 2003. 352 с.
3. *Захарія Й.А.* Вплив структури живлення на випромінювання збуджувачів електромагнітних хвиль // Вісн. НУ “Львів. політехніка”. Радиоелектроніка та телекомунікації. 2005. № 534. С. 69–74.
4. *Левин Л.* Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1954.
5. *Саркисьянц А.* Распределение токов по периметру индуктивного штыря в волноводе // Радиотехника. 1975. Т. 30. № 10. С. 33–38.
6. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / Под ред. В.И. Вольмана. М.: Радио и связь, 1982. 328 с.
7. *Collin R.E.* Field theory of guided waves. New York, Toronto, London: McGraw-Hill book company, 1960. 591 p.
8. *Otto D.V.* The admittance of cylindrical antenna driven from a coaxial line // Radio science (New series). 1972. Vol. 2. N 9. P. 1031–1042.
9. *Yehuda Leviatan, Der-Hua-Shau, Arlon T.* Numerical study of the current distribution on a post in rectangular waveguide // IEEE Trans. on Microwave theory and techniques. 1984. Vol. MTT- 32. N 10. P. 1411–1415.
10. *Williamson A.G.* Coaxially feed hollow probe in rectangular waveguide // Proc. IEE. 1985. N 10. H 132. P. 273–282.
11. *Williamson A.G., Otto D.V.* Cylindrical antenna in a rectangular waveguide driven from a coaxial line // Electron. Lett. 1972. Vol. 8. P. 545–547.

PROBLEMS OF GUIDED ELECTROMAGNETIC WAVES EXCITER-FEED-STRUCTURE MODELING

Y. Zakharia

*Lviv Polytechnic National University
Bandera Str., 12, Lviv 79013, Ukraine*

Modeling problems in waveguide exciter analysis are considered. An algorithm for electrodynamic analysis use aperture model is given. Analysis results of exciter feed structure, driven from symmetrical strip line, are discussed. For often used exciter-feed-structure models a comparison is made.

Key words: waveguide exciter, line to waveguide transition.

Стаття надійшла до редколегії 20.06.2005
Прийнята до друку 01.09.2005