

ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ВІДКРИТОЇ ЩІЛИННОЇ ЛІНІЇ

Проведено дослідження характеристик розповсюдження відкритої щілинної лінії. Задача про власні хвилі щілинної лінії, яка сформульована в спектральній області, розв'язана методом Галеркіна. За допомогою розробленого ефективного чисельного алгоритму досліджено вплив зміни геометричних розмірів та матеріалу підкладки на основні характеристики відкритої щілинної лінії. Одержані чисельні результати порівнюються з експериментальними даними.

Для сучасних антенних решіток потрібні елементи, які мають широку робочу смугу частот, низьку вартість, малі габарити та масу, сумісність з інтегральною технологією, що дозволить розташувати підсилювачі, фільтри на одній підкладці з антеною. Мікросмугові антени мають вузьку робочу смугу частот. Значний інтерес викликає модифікація відкритої щілинної лінії (ЩЛ) для використання її як широкосмугового випромінювача антенної решітки.

Опубліковано ряд робіт [1–5], присвячених дослідженню відкритої однорідної щілинної лінії. Так, в [1] вихідна задача для ЩЛ зведена до задачі прямокутного хвилеводу зі щілинною діафрагмою, яку розв'язано методом поперечного резонансу. Такий підхід дає задовільні результати тільки для вузьких щілин $0,02 \leq W/h \leq 2,0$, $0,01 \leq h/\lambda_0 \leq (h/\lambda_0)_{cr}$, де W та h визначені на рис. 1, λ_0 – довжина хвилі у вільному просторі, $(h/\lambda_0)_{cr}$ – відповідає критичній частоті для поверхневої хвилі щілинної лінії типу TE_{10} . Дисперсійні характеристики та залежності характеристичного імпедансу Z , розраховані за допомогою запропонованого в [1] підходу, приведені в [2]. В [3] отримано аналітичні вирази для довжини хвилі в щілинній лінії та характеристичного імпедансу шляхом апроксимації кривих із [2]. Новий, більш точний метод, який називається спектральним, для знаходження постійної розповсюдження основної хвилі щілинної лінії запропонований в [4]. Одна із переваг цього підходу полягає в більш високій ефективності у порівнянні зі звичайними у просторовій області. Це пояснюється тим, що процес перетворення Фур'є зв'язаних інтегральних рівнянь у просторовій області дає пару алгебраїчних рівнянь у перетвореній області, які легко обробляти. Іншою важливою перевагою є те, що функція Гріна приймає більш просту форму у перетвореній області, у порівнянні з просторовою областю, де поки ще невідомо існування зручної форми подання функції Гріна. І, нарешті, спектраль-

ний метод є загальним, і отже може застосовуватися до багатьох структур. В [5] спектральний метод розширений для знаходження характеристичного імпедансу копланарної лінії.

Нехай маємо нескінченний магнітодіелектричний шар $0 < y < h$ з проникностями ϵ та μ . На площині $y = h$ нехай лежать дві напівплощини (ідеально провідні та нескінченно тонкі) $|x| > W/2$, між якими щілина $|x| < W/2$. Згадана структура являє собою відкриту щілинну лінію, геометрія якої та прийняті позначки показані на рис. 1.

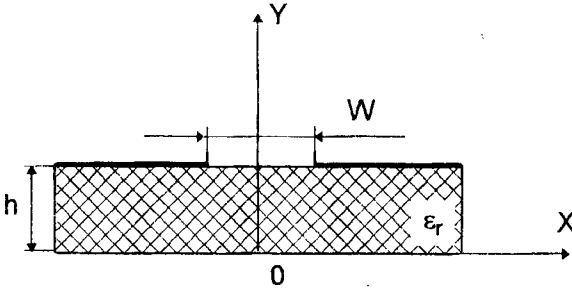


Рис. 1

Задача про власні хвилі щілинної лінії, згідно [4], формується у вигляді пари функціональних рівнянь відносно Фур'є-образів повздовжньої E_z та поперечної E_x компонент електричного поля на щіліні:

$$\begin{bmatrix} \hat{\Gamma}_2(\alpha, \beta) & \hat{\Gamma}_1(\alpha, \beta) \\ \hat{\Gamma}_4(\alpha, \beta) & \hat{\Gamma}_3(\alpha, \beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{E}_x(\alpha) \\ \hat{E}_z(\alpha) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{J}_x(\alpha) \\ \hat{J}_z(\alpha) \end{bmatrix},$$

де J_x, J_z – електричні поверхневі струми на металізації, $\Gamma_n(\alpha, \beta)$ – відомі функції α та β , символ « $\hat{}$ » означає перетворення Фур'є вздовж X , α – змінна перетворення.

Поле в області щілини подамо у вигляді

$$\hat{E}_x = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \hat{e}_n^x, \quad \hat{E}_z = \sum_{n=1}^{\infty} b_{n-1} \hat{e}_n^z,$$

де a_n, b_n – невідомі коефіцієнти; \hat{e}_n^x, \hat{e}_n^z – перетворення Фур'є базисних функцій e_n^x, e_n^z .

Застосовуючи метод Галеркіна в спектральній області та використовуючи теорему Парсеваля, отримаємо нескінченну систему лінійних однорідних алгебраїчних рівнянь відносно невідомих коефіцієнтів розкладання a_n, b_n :

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} P_{kn} a_n + \sum_{n=1}^{\infty} Q_{kn} b_{n-1} &= 0, k = 0, 1, 2, \dots \\ \sum_{n=0}^{\infty} R_{kn} a_n + \sum_{n=1}^{\infty} S_{kn} b_{n-1} &= 0, k = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (1)$$

коефіцієнти якої подаються інтегралами виду:

$$P_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Gamma}_2 \hat{e}_k^x \hat{e}_n^x d\alpha; \quad Q_{kn} = R_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Gamma}_1 \hat{e}_k^x \hat{e}_n^z d\alpha; \quad S_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Gamma}_3 \hat{e}_k^z \hat{e}_n^z d\alpha. \quad (2)$$

Вибір базисних функцій e_n^x, e_n^z необхідно здійснити з урахуванням поведінки полів E_x та E_z поблизу ребер металічних смуг:

$$e_n^x = \frac{T_{2n}\left(\frac{2x}{W}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{W}\right)^2}}, \quad e_n^z = \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{W}\right)^2} U_{2n-1}\left(\frac{2x}{W}\right), \quad (3)$$

де T_n та U_n – поліноми Чебишева відповідно 1-го та 2-го роду.

Записані таким чином базисні функції задовольняють умові на ребрі – додатковій фізичній умові, необхідній для однозначного визначення розв'язку. Вона полягає у вимозі скінченності енергії електромагнітного поля, яка накопичена в будь-якому кінцевому об'ємі в околиці ребра. Поле подається у вигляді розкладання по ортогональним поліномам з вагою, яка відповідає характеру особливості на ребрі. Порівняння способів апроксимації, проведене в [6], показує, що для нескінченно тонких ребер оптимальною є апроксимація поля поліномами Чебишева.

Вибір ортогональних поліномів повністю відповідає рекомендаціям [7, с.856]: розв'язок рівняння Фредгольма 1-го роду, до якого зводиться задача, що розглядається, слід шукати у вигляді ряду $\Psi(x) = \omega(x) \sum a_n g_n(x)$, де a_n – невідомі коефіцієнти, які підлягають визначенню, а $g_n(x)$ – повна система функцій, ортогональних на відріжку інтегрування з ваговим множником $\omega(x)$, який враховує особливості поведінки шуканої функції $\Psi(x)$.

Перетворення Фур'є базисних функцій можливі в замкненій формі [8]:

$$\hat{e}_n^x = (-1)^n (\pi W/2) J_{2n} \left(\frac{\alpha W}{2} \right), \quad \hat{e}_n^z = j(-1)^{n+1} 2n \left(\frac{\pi W}{2} \right) \frac{J_{2n} \left(\frac{\alpha W}{2} \right)}{\alpha W}.$$

Інтеграли (2) повинні бути вираховані чисельно, проте вони швидко сходяться за рахунок вибору базисних функцій у вигляді (3).

Умова сумісності системи (1) визначає дисперсійне рівняння для постійних розповсюдження власних хвиль ЩЛ.

Оскільки у щілинній лінії не існує чиста T -хвиля, то неможливе однозначне визначення хвильового опору. Будемо використовувати польове визначення хвильового опору, яке базується на таких величинах, як напруга U (тому що електричне поле майже поперечне, для щілинної лінії можна ввести поняття напруги між провідними смугами) та потужність P , що передається. При цьому хвильовий опір ЩЛ визначається за допомогою співвідношення [5]:

$$Z = \frac{U^2}{2P}, \quad \text{де } U = \int_{-W/2}^{W/2} E_x dx = \hat{E}_x(\alpha) \Big|_{\alpha=0} = \hat{E}_x(0).$$

P – це дійсна частина від комплексної потужності, що тече вздовж щілини, яка дорівнює:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_x \int_{y \text{ plane}} (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy \right\},$$

де E_x , E_y , H_x , H_y – поля тангенційні площині $z = \text{const.}$, символ * означає комплексне сполучення.

За допомогою рівності Парсеваля отримуємо:

$$P = \frac{1}{4\pi} \int_{\alpha} \int_{y \text{ plane}} [\hat{E}_x \hat{H}_y^* - \hat{E}_y \hat{H}_x^*] d\alpha dy.$$

Інтегрування по y можливе в замкненій формі, проте інтегрування по змінній α повинно бути виконано чисельно.

По викладеному вище алгоритму проведено розрахунки та дослідження характеристик відкритої однорідної щілинної лінії. Контроль чисельних розрахунків виконаний шляхом порівняння з результатами досліджень, проведених в [2]. Порівняння розрахунків нормованої довжини хвилі та характеристичного імпедансу щілинної лінії на підкладці з діелектричною проникністю 9,6, отриманих в даній роботі та в [2], наведено відповідно в табл. 1 та 2.

Таблиця 1

W/h	h/λ_0	Розрахунок λ'/λ_0	Із кривих в [2], λ'/λ_0	Помилка, %
2,0	0,02	0,601	0,598	+0,50
	0,03	0,582	0,566	+2,83
	0,04	0,543	0,536	+1,31
	0,05	0,521	0,512	+1,76
	0,06	0,487	0,486	+0,21

Таблиця 2

h/λ_0	W/h	Розрахунок Z (Ом)	Із кривих в [2], Z (Ом)	Помилка, %
0,02	0,1	61,2	58,0	+5,52
0,03	0,4	88,7	90,0	-1,44
0,04	1,0	134,8	134,0	+0,60
0,05	1,5	175,9	172,0	+2,27
0,06	2,0	207,8	210,0	-1,05

В табл. 3 показано порівняння чисельних розрахунків з результатами експериментальних вимірювань довжини хвилі в щільній лінії на підкладці товщиною 1,545 мм з діелектричною проникністю 2,55 в діапазоні частот 2–4 ГГц, проведених по схемі, запропонованій в [2].

Таблиця 3

W/h	Частота, ГГц	h/λ_0	W/λ_0	Розрахунок λ'/λ_0	Вимірювання λ'/λ_0	Помилка, %
1,36	2,0	0,0103	0,0140	0,8826	0,8726	+1,15
	2,5	0,0129	0,0175	0,8766	0,8663	+1,19
	3,0	0,0155	0,0210	0,8716	0,8623	+1,08
	3,5	0,0180	0,0245	0,8674	0,8516	+1,86
	4,0	0,0206	0,0280	0,8638	0,8667	-0,34
10,74	2,0	0,0103	0,1107	0,9658	0,9333	+3,48
	2,5	0,0129	0,1383	0,9597	0,9375	+2,37
	3,0	0,0155	0,1660	0,9543	0,9450	+0,98
	3,5	0,0180	0,1937	0,9494	0,9333	+1,72
	4,0	0,0206	0,2213	0,9450	0,9289	+1,73

Довжина хвилі в щілинній лінії λ' та характеристичний імпеданс Z були розраховані для підкладок з діелектричними проникностями ϵ_r , рівними відповідно 3,5; 4,7 та 2,22; 3,5 як функції нормованої ширини щілини $0,02 \leq W/\lambda_0 \leq 1,0$. Нормована товщина підкладки h/λ_0 при цьому варіювалась у межах від 0,0073 до 0,057. Розраховані криві нормованої довжини хвилі в щілинній лінії λ'/λ_0 та характеристичного імпедансу Z як функції ширини щілини W/λ_0 для різних співвідношень h/λ_0 (крива 1 відповідає $h/\lambda_0 = 0,057$; 2 – 0,040; 3 – 0,020; 4 – 0,010; 5 – 0,0073) наведено відповідно на рис. 2а – $\epsilon_r = 3,5$, рис. 2б – $\epsilon_r = 4,7$ та рис. 3а – $\epsilon_r = 2,22$, рис. 3б – $\epsilon_r = 3,5$.

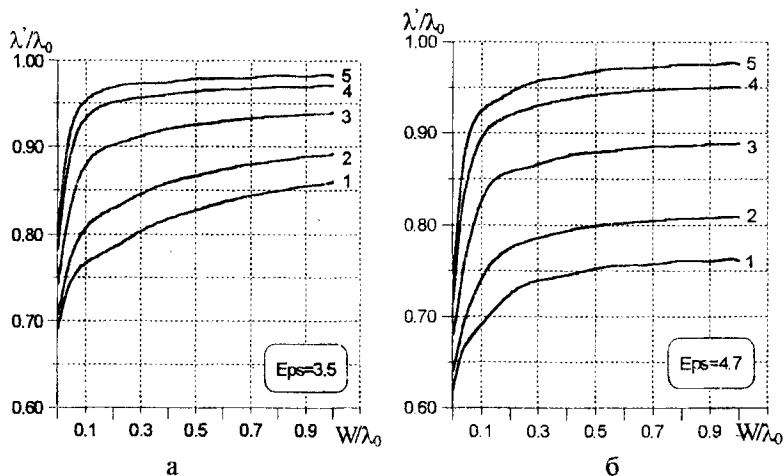


Рис. 2

Залежності дисперсійних характеристик від нормованих ширини щілини W/λ_0 та товщини підкладки h/λ_0 при різних співвідношеннях W/h подані відповідно на рис. 4 та 5 для а – $\epsilon_r = 2,22$ та б – $\epsilon_r = 3,5$.

Графічні залежності характеристичного імпедансу Z щілинної лінії від нормованої товщини підкладки h/λ_0 при різних співвідношеннях W/h показані на рис. 6 для а – $\epsilon_r = 2,22$ та б – $\epsilon_r = 3,5$.

На фіксованій частоті товщина підкладки справляє більший вплив на довжину хвилі в щілинній лінії, ніж ширина щілини. Розглянемо криві на рис. 2б. Візьмемо будь-яку точку на кривій $h/\lambda_0 = 0,010$. Зменшення λ' , викликане подвоєнням h (переміщуємось до кривої $h/\lambda_0 = 0,020$ при незмінному відношенні W/λ_0) більше, ніж зростання λ' , викликане переміщенням вздовж кривої $h/\lambda_0 = 0,010$ до точки, де W подвоює свою первісну величину.

Збільшення на 35,0 та 50,0% діелектрично сталої спричиняє відповідно зменшення нормованої довжини хвилі в щільній лінії λ'/λ_0 приблизно на 7,0% та збільшення характеристичного імпедансу Z приблизно на 25,0% при фіксованій товщині підкладки. Збільшення в два рази товщини підкладки викликає зменшення λ'/λ_0 приблизно на 10,0% та збільшення Z приблизно на 20,0%. Крім того, для підкладки певної товщини з визначеною діелектричною проникністю на фіксованій частоті збільшення ширини щілини в два рази спричиняє збільшення λ'/λ_0 тільки на 2,0% та збільшення Z на 35,0%.

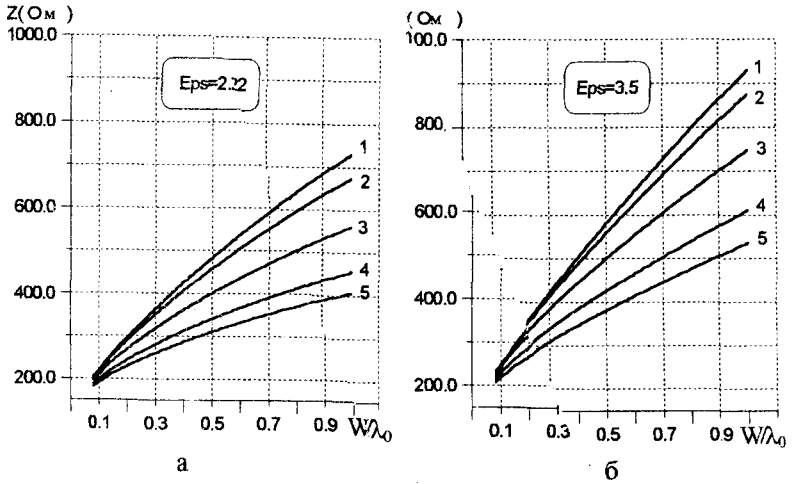


Рис. 3

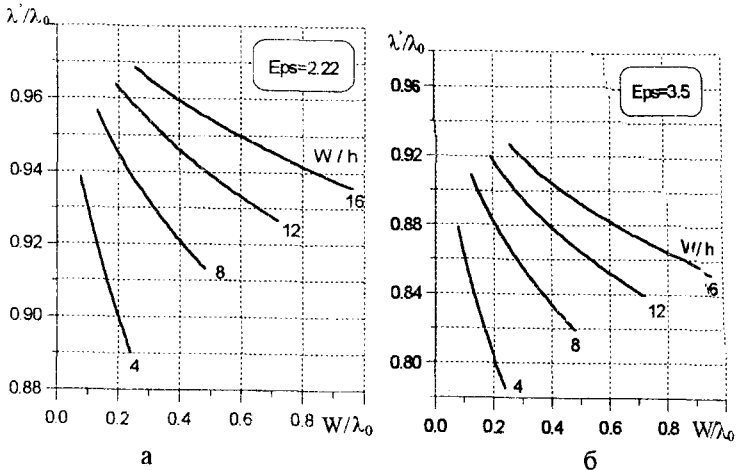


Рис. 4

Таким чином, використання методу Галеркіна в спектральній області та вибір поліномів Чебишева в якості базисних функцій, які враховують реберну особливість поля на краях щілини, дозволили отримати ефективний алгоритм розрахунку характеристик відкритої щілинної лінії. Розбіжність отриманих чисельних результатів з експериментальними даними тільки в двох точках перевищує 2 %.

БІБЛЮГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. *Cohn S. B.* Slot line on a dielectric substrate // IEEE Trans. on MTT.– 1969.– Vol.17.– No. 10.– P. 768–778.
2. *Mariani E. A., Heinzman Ch. P., Agrios J. P., Cohn S. B.* Slot line characteristics // IEEE Trans. on MTT.– 1969.– Vol. 17.– No.12.– P. 1091–1096.
3. *Garg R., Gupta K. C.* Expressions for wavelength and impedance of a slot line // IEEE Trans. on MTT.– 1976.– Vol. 24.– No. 8.– P. 532.
4. *Itoh T., Mittra R.* Dispersion characteristics of slot lines // Electron.Lett.– 1971.– Vol. 7.– No. 13.– P. 364–365.
5. *Knorr J. B., Kuchler K.* Analysis of coupled slots and coplanar strips on dielectric substrate // IEEE Trans. on MTT.– 1975.– Vol. 23.– No. 7.– P. 541–548.
6. *Веселов Г. И., Платонов Н. И., Слесарев Е. С.* Об учете особенностей электромагнитных полей в методе частичных областей // Радиотехника.– 1980.– Т. 35.– № 5.– С. 27–34.
7. *Морс Ф. М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. Т. 1.– М. : Изд-во иностр. лит., 1958.– 930 с.
8. *Erdelyi A.* Tables of Integral Transforms. Vol.2.– New York : McGraw-Hill, 1954.

Надійшла до редколегії 17.03.98.

УДК 621.758.002

ЗІНЬКОВСЬКИЙ Ю. Ф., КЛИМЕНКО В. Г., ТАРАБАРОВ С. Б.

МЕТОД РОЗРАХУНКУ ЦІЛЬОВИХ ПОКАЗНИКІВ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ЕКРАНУВАННЯ

Запропоновано чисельну дискретну модель електромагнітного екранування, що дозволяє суттєво підвищити точність моделювання процесу порівняно з аналітичним підходом.

Моделювання електромагнітного екранування передбачає розрахунки полів, що екрануються, та ефектів їх взаємодії з металевими матеріалами екранів. Типова методика моделювання електромагнітного екранування ба-