УДК 621.372

В.В. ЩЕРБАК
Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я.Усикова НАН України

РЕЗОНАНСИ У СТРУКТУРАХ З БАГАТОВІКОННИХ ДІАФРАГМ

Строго розв'язана задача про розсіяння хвиль прямокутного хвилеводу на діафрагмі типу "прямокутні вікна". У розв'язку використана композиція схрещених одномірних діафрагм (однощілинної ємнісної та багатощілинної індуктивної), що зближуються до злиття в одну двомірну діафрагму. Знайдені не громіздкі конструкції, що не збуджують хвиль $TEM_{2,0} \div TEM_{4,0}$. Це забезпечило широкосмугову плосковершинну АЧХ передачі хвилі $TE_{1,0}$ каскадом таких діафрагм у зверхрозмірному (чотиримодовому) хвилеводі. Суттєво, що поставлені граничні задачі розв'язані модифікованим (багаторозрізним) методом задачі Рімана-Гільберта.

The scattering problem of the rectangular waveguide waves on the diaphragm "rectangular window"-type is strongly solved. The solving is created on the basis of a composition of crossed one-dimensional diaphragms, one-strip capacitive and multistrip inductive, pull together up to merging in one two-dimensional diaphragm. The least awkward construction with suppression of an excitation of $TEM_{2,0} \div TEM_{4,0}$ waves is found. It has provided broadband flat-topped frequency response of the $TE_{1,0}$-wave passage through the cascade of such optimized diaphragms in the superdimensional (four-modal) waveguide. . In the solving of the posed boundary problems the modified (multislit) method of Riemann-Hilbert problem was used.

Ключові слова: двохвіконна діафрагма, зверхрозмірний хвилевод, вузол третьої хвилі, оптимальна АЧХ.

Строгий аналіз дифракції хвиль на екранах із двовимірним розташуванням отворів необхідний як для удосконалювання антенних пристроїв, так і для оптимізації хвилеводних вузлів НВЧ [1], а також для впроваджень у метрології. У той же час, тривимірність поставлених при цьому граничних задач породжує значні математичні труднощі. Відомі наближені [2–3] та строгі [4–5] розробки у даній тематиці (у тому числі, для багатовіконних діафрагм у прямокутному хвилеводі). Вказані дослідження не вичерпують проблеми. Зокрема, у випадку багатомодових хвилеводів важливо знайти структури віконного типу з розрідженим спектром розсіяних хвиль. Необхідний також аналіз розсіювання хвиль на каскадах таких діафрагм. Наприклад, для синтезу пристроїв з плосковершинними (рівномірними) діапазонними характеристиками. Цим питанням присвячена дана робота.

Предметом розгляду спочатку буде одна апертурна діафрагма у прямокутному хвилеводі. Нехай вона – результат накладення [7–8] двох схрещених тонких діафрагм з одномірними елементами. Обмежимося ситуацією, коли схрещуються одноелементна (однострічкова асиметрична) ємнісна діафрагма "2" з однострічковою або багатострічковою індуктивною "1". Цікавимося випадком симетричного чотирихреберного (двухстрічкового, як на рис. 1, а-б, або двухщілинного, як на рис. 1, в) індуктивного компонента. Критиці підлягають альтернативні конфігурації (рис. 1, г-е) з меншою чи більшою кількістю вікон. Перші –за їх гірші діапазонні властивості, другі –за невідповідність їхньої геометрії нашому наміру поліпшити АЧХ пристроїв <u>менш громіздким</u> способом.

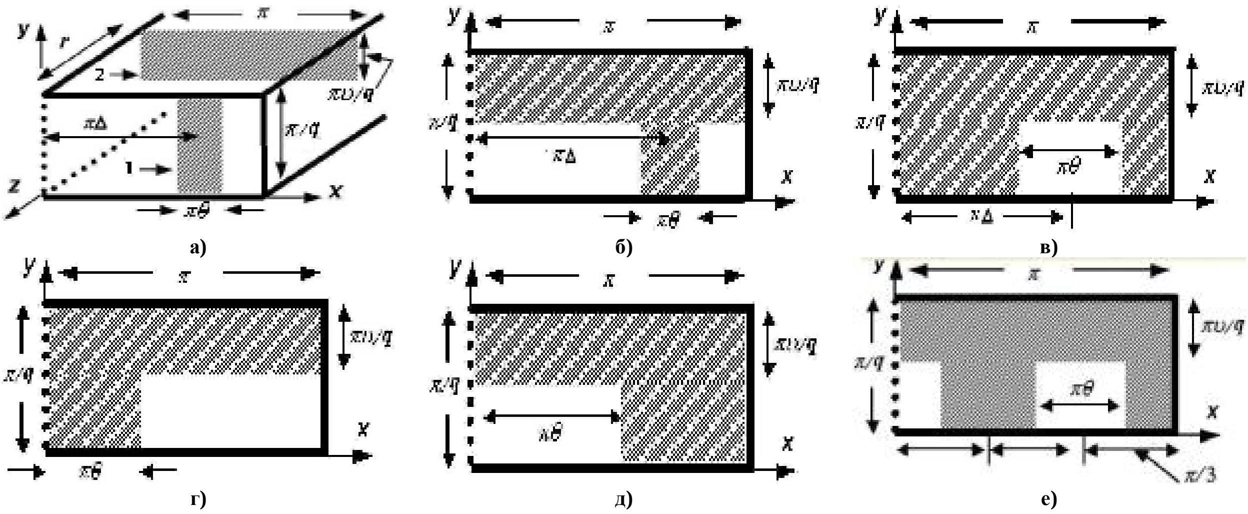

Рис. 1. Схрещування 4-реберної індуктивної діафрагми з однореберною ємнісною (а), асимптотичний варіант $r \Rightarrow 0$ (б) та інші конфігурації симетричних по x віконних діафрагм (зображені їхні праві $0<x<p$ половини)

Алгоритмічна складність розглянутого класу задач не тільки у двовимірності просторового спектру хвиль, розсіяного схрещеними стрічковими структурами. Ситуацію загострює і граничний перехід $r \Rightarrow 0$ (на рис. 1, а), що перетворює дві схрещені одномірні діафрагми в одну діафрагму віконного типу. Він приводить до слабкого убування (з ростом індексів) коефіцієнтів при невідомих у одержуваних при нашому аналізі нескінчених системах лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР), тобто до погіршення їхньої збіжності. Способи подолання зазначених труднощів запропоновані у роботі [6].Зараз же на підставі методів [6] проводимо фізичне дослідження (з узагальненням алгоритмів для структур з великим числом вікон та на випадок каскаду апертурних діафрагм). Однак, і у цій роботі удалось знайти прийоми, що знижують трудомісткість алгоритмів.

На другому етапі нашого дослідження розглянемо каскади із двох і більше діафрагм типу рис. 1,б-в та ін. Проведемо їхню оптимізацію, що приводить до плосковершинних АЧХ.

Схрещені діафрагми. Постановку дифракційної задачі зробимо для роздільного розташування схрещених одномірних перешкод. Нехай вони знаходяться у перетинах z=0 та z=–r хвилеводу, і потрібно визначити поле дифракції, збуджене з боку z>0 хвилею $TE_{p,l}$ одиничної амплітуди. Монохроматичне (~exp{$-ik\,t$}, t - безрозмірний час) поле дифракції (E_y- та H_y- компоненти) у трьох (k=1-3) часткових областях (z>0; 0>z>–r; z<–r) шукаємо у вигляді подвійних рядів Фур'є

$$E_y^k = \sum_{n,m}[c_{n,m}^{k,E}\exp(-ig_{n,m}z) + d_{n,m}^{k,E}e_{n,m}^k\exp(ig_{n,m}z)]\exp(ig_n x + ih_m y); \quad c_{n,m}^{1,H} = 0;$$
$$H_y^k = \sum_{n,m}[c_{n,m}^{k,H}\exp(-ig_{n,m}z) + d_{n,m}^{k,H}e_{n,m}^k\exp(ig_{n,m}z)]\exp(ig_n x + ih_m y); \quad d_{n,m}^{3,E,H} = 0, \tag{1}$$

$$g_{n,m} = \sqrt{k^2 - g_n^2 - h_m^2};\ g_n = n + s;\ h_m/q = m;\ e_{n,m}^2 = e_{n,m} = \exp(ig_{n,m}r);\ e_{n,m}^{1,3} = 1, \tag{2}$$

де s = 0 або 1/2 і де у залежності від імпедансів стінок хвилеводу шукані амплітуди c, d розсіяних хвиль $TEM_{n,m}$ та задані $A_{n,m} \equiv c_{n,m}^{1,E} = d_m^l[d_n^p \mp d_n^{-p-2s}]$ збуджуючої $TE_{p,l}$ задовольняють співвідношенням $c_{n,m}^E = \mp c_{-n-2s,m}^E = \pm c_{n,-m}^E$; $c_{n,m}^H = \pm c_{-n-2s,m}^H = \mp c_{n,-m}^H$. Крім того маємо

$$A_{n,m} + d_{n,m}^{1,E} = c_{n,m}^{2,E} + d_{n,m}^{2,E}e_{n,m}\ ;\ -d_{n,m}^{1,H} = c_{n,m}^{2,h} - d_{n,m}^{2,H}e_{n,m}\ ;\ c_{n,m}^2 e_{n,m} \pm d_{n,m}^2 := c_{n,m}^3 \tag{3}$$

або у цікавлячій нас ситуації r=0 рівності

$$A_{n,m} + d_{n,m}^{1,E} = c_{n,m}^{2,E} + d_{n,m}^{2,E}\ ;\ -d_{n,m}^{1,H} = c_{n,m}^{2,h} - d_{n,m}^{2,H}\ ;\ c_{n,m}^2 \pm d_{n,m}^2 := c_{n,m}^3 \quad (4$$

З огляду на інші умови строгої постановки задачі [6], включаючи звернення у нуль E_y і E_x на стрічках $x \in \tilde{L}1$ та $y \in \tilde{L}2$ схрещених діафрагмах і безперервність H_y і H_x на щілинах $x \in L1$ та $y \in L2$ (див. рис. 1), запишемо суматорні рівняння для амплітуд c,d та C,D компонент поля E_y та E_x

$$\begin{cases} \sum_n [c_{n,m}^{2,E} + d_{n,m}^{2,E}e_{n,m}]\ \exp(inx) = 0,\ x \in \tilde{L}1; \\ \sum_n [c_{n,m}^{2,E} - d_{n,m}^{2,E}e_{n,m}]\,ig_{n,m}\ \exp(inx) = \sum_n [A_{n,m} - d_{n,m}^1]\,ig_{n,m}\ \exp(inx), x \in L1; \end{cases} \tag{5}$$

$$\begin{cases} \sum_m [D_{n,m}^{2,E} + C_{n,m}^{2,E}e_{n,m}]\ \exp(imqy) = 0, y \in \tilde{L}2;; \\ \sum_m [D_{n,m}^{2,E} - C_{n,m}^{2,E}e_{n,m}]\,ig_{n,m}\exp(imq) = 0 y \in L2. \end{cases} \tag{6}$$

і аналогічні для амплітуд H_y і H_x -компонентів. Запишемо також з рівнянь Максвела зв'язки амплітуд $c,d^{E,H}$ з амплітудами $C,D^{E,H}$ складових E_x та H_x

$$C,D_{n,m}^{E,H} = \pm a_{n,m}^k c,d_{n,m}^{E,H} - b_{n,m}^k c,d_{n,m}^{H,E};\ a \sim kg/(k^2 - h^2);\ b \sim gh/(k^2 - h^2) \tag{7}$$

Композиційний алгоритм. Суматорні рівняння типу (6)-(7) можна зіставити задачі Рімана-Гільберта [6-7] і замінити системами лінійних алгебраїчних рівнянь, котрі відповідно до концепції взаємодії [8] приводимо до вигляду

$$c_{n,m}^{2E} - \sum_n R1_{n\leftarrow n}^{mE}c_{n,m}^{2E} = T1_{n\leftarrow p}^{m,E} : c_{n,m}^{2H} = \sum_n R1_{n\leftarrow n}^{mH}c_{n,m}^{2H} : \tag{8}$$

$$D_{n,m}^{2E} = \sum_n R2_{m\leftarrow m}^{n,E}C_{n,m}^{2E} : D_{n,m}^{2H} = \sum_n R2_{m\leftarrow m}^{n,H}c_{n,m}^{2H} : \tag{9}$$

Сенс матричних операторів відбиття (R) і передачі (T) хвиль на діафрагмах “1” та “2” (R1,R2) та шуканих амплітуд при них відповідно до [8] ясний із запису (8–9). СЛАР (7–9) відрізняється наявністю крос-поляризаційного зв'язку та доповнюється схожими рівностями для обчислення амплітуд $d_{n,m}^{1,EH}$ та $c_{n,m}^{3,EH}$

розсіяння в зовнішні області “1” та “3” по знайденим $c, d^{2,EH}_{n,m}$. У тому числі для асимптотики $r \Rightarrow 0$ ($e_{n,m} = 1$) композиційного переходу до віконної діафрагми. Оператори типу $R,T2_{n\neg p}$ найдемо за допомогою методів [9-11] із аналогів суматорних рівнянь (5)-(6) при $e_{n,m} = 0$.

Таким чином, знаючи оператори багатомодового розсіяння на кожній із одномірних діафрагм (рис. 1,а), визначимо аналогічні коефіцієнти перетворення $R^{\Sigma,E\leftarrow E}_{n,m\leftarrow p,l} = d^{1,E}_{n,m}$, $R^{\Sigma,H\leftarrow E}_{n,m\leftarrow p,l} = d^{1,H}_{n,m}$, $T^{\Sigma,E\leftarrow E}_{n,m\leftarrow p,l} = c^{1,E}_{n,m}$ та $T^{\Sigma,H\leftarrow E}_{n,m\leftarrow p,l} = c^{3,H}_{n,m}$ дифрагуючої хвилі $TE_{p,l}$ у всі хвилі $TE_{n,m}$ та $TM_{n,m}$ на схрещеній структурі (рис. 1,а) у цілому. Звідси при $r \Rightarrow 0$ обчислимо дані рис. 2 про розсіяння хвиль на композиції рис. 1,б. Подібним чином знайдемо також усі коефіцієнти перетворення дифрагуючої $TM_{p,l}$ -хвилі. Для цього покладемо в (1) $c^{1,H}_{n,m} = d^{\,l}_{m}[d^{\,p}_{n} \text{ш} d^{-p-2s}_{n}]$ та $c^{1,E}_{n,m} = 0$. Все це необхідне, щоб перейти у п.6 до аналізу розсіяння хвиль на каскадах віконних діафрагм. Та перед тим нам варто звернутися до допоміжної (базисної) задачі по обчисленню коефіцієнтів “*R,T*” при невідомих у СЛАР типу (8–9).

Алгоритми допоміжних базисних задач. Як завжди при використанні СЛАР типу (8) та ін., породжених методом [8] аналізу багатомодових взаємодій (АМВ), ключовим моментом є знання операторів розсіювання (*R*,*T*) на кожній з парціальних розсіювачів складеної структури. Тобто строгий аналіз розсіювання на двовимірних діафрагмах типу рис. 1,б-е можливий, якщо побудовані алгоритми такого аналізу для одномірних діафрагм (рис. 1,а та ін.), з яких зроблена наша композиція п.3. Отже базисом нашого переходу від одновіконних двовимірних діафрагм до багатовіконних є попередній строгий розв'язок задач про одномірні багатощілинні структури. Стосовно до композиції рис. 1,а-б (та отриманих для неї даних рис. 2) треба попередньо обчислити елементи матриць розсіювання (*R*, *T*) на симетричній двострічковій індуктивній діафрагмі (права половина якої зображена при *z*=0 на рис. 1,а). Необхідне таке обчислення і для двощілинної чотириреберної індуктивної діафрагми, щоб отримати дані рис. 3 для композиції рис. 1,в. Все це замість однореберної індуктивної для одновіконної композиції.

Для однореберної одномірної діафрагми строгі алгоритми потрібні -саме собою. Зокрема, -для асиметричної ємнісної “2” на рис. 1,а , що має відношення до усіх композицій, зображених на рис. 1.

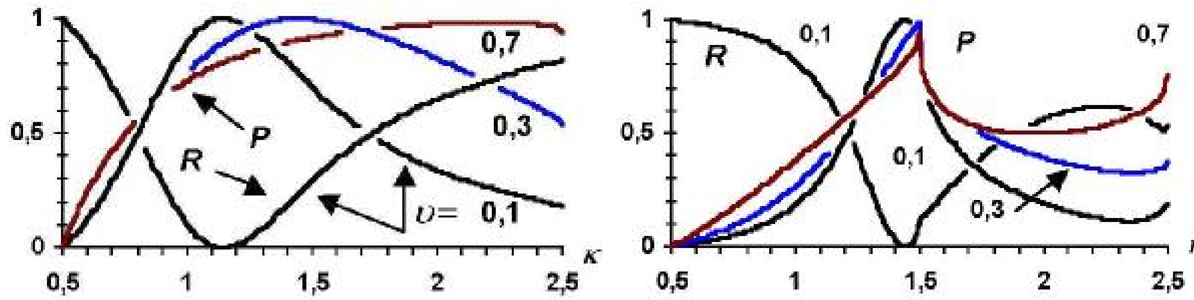

Рис. 2. Залежність від k енергетичних коефіцієнтів розсіювання *R* та *P* хвилі $TE_{1,0}$ у відбите та пропущене поля для діафрагми рис. 1,б при різних J для q =0.1 та *q*=4.6 при Δ =2/3 або Δ =0.5

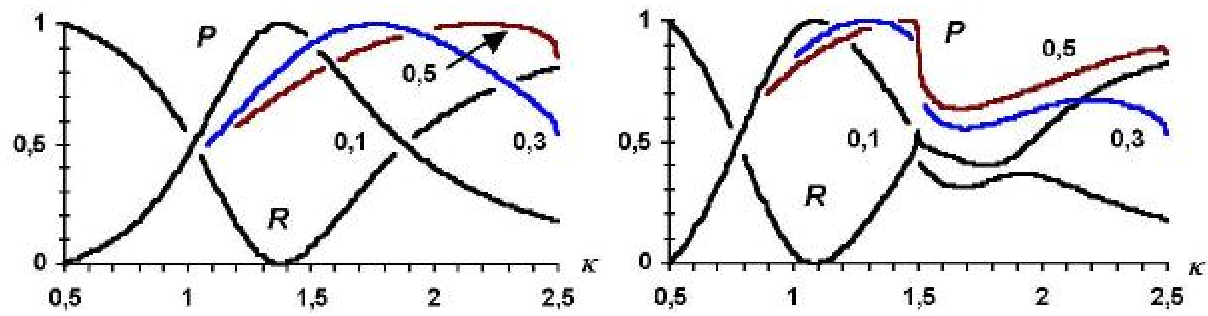

Рис. 3. Залежність від k енергетичних коефіцієнтів розсіювання *R* та *P* хвилі $TE_{1,0}$ у відбите та пропущене поля для діафрагми рис. 1,в при різних J = 0.1, 0.3, 0.5 для q =0.7 та *q*=4.6 при Δ =2/3 або Δ =0.63

Отже, для всіх композицій типу рис. 1 при J >0 необхідно попередньо розв'язати задачу про їх же при J =0 (і додатково -про згадану ємнісну діафрагму “2”). Для обчислення $R1^{m}_{n\leftarrow n}$ (щоб підставити потім у (8)) розглянемо задачу про перетворення будь-якої $TE_{n,m}$ або $TM_{n,m}$ -хвилі у одномірні набори усіх (*n*=0 ÷ ∞) $TE_{n,m}$ або $TM_{n,m}$ -хвиль на спрощеннях “ J =0” наших структур.

Позначимо як $x_n^{p,m}$ шукані $T1_{n\leftarrow p}^{m,E} = R1_{n\leftarrow p}^{m,E} - d_n^{\,p}$. Тоді для s=1/2 стосовно до наших симетричних по x структур запис полів (1) редукуємо до одномірних розкладань

$$E_y = \sum_n \{x_n^{p,m} \exp(ig_{n,m}\,|z|) + (d_n^{\,p} \mp d_n^{-p-2s})\exp(ig_{p,m}\,|z|)\}\exp(ig_n x + ih_m y), \qquad (10)$$

а зшивання полів (E_y та $\partial E_y/\partial z$) при z=0 призводить замість (5) до суматорних рівнянь

$$\begin{cases} \sum_n x_n^{p,m} \exp(inx) = 0, \ \ x \in \tilde{L}1; \\ \sum_n x_n^{p,m}\, ig_{n,m} \exp(inx) = -ig_{p,m}[\exp(ipx) - \exp(-i(p+2s)x)], \ \ x \in L1. \end{cases} \qquad (11)$$

Якби координатні області $x \in \tilde{L}1$ й $x \in L1$ індуктивної діафрагми “1” (рис. 1) були однерозривними (подібно $y \in \tilde{L}2$ та $y \in L2$ для діафрагми “2”), то для процедури регуляризації, тобто для напівобернення суматорних рівнянь (11), що приводить до добре збіжної СЛАР

$$x_m^{p,m} - \sum_n [y_m^n \mp y_m^{-n-2s}]\, z_{n,m} x_n^{p,m} = [y_m^p \mp y_m^{-p-2s}]\; ig_{p,m}\,;\, z_{n,m} = |n+s| + ig_{n,m} \sim 1/n; \qquad (12)$$

ми застосували б найпростіший варіант [9-10] методу задачі Рімана-Гільберта. Відповідно, допоміжні величини y_m^n, що підставляються у (12) для розрахунку шуканих. $x_n^{p,m} \equiv T1_{n\leftarrow p}^{m,E}$ дорівнювали б

$$2y_m^n = [P_n P_m - P_m P_{-n}]/(n-m);\ 2y_0^n = [P_n - P_{-n}]/n;\ 2y_0^0 = \ln[(1-u)/2]. \qquad (13)$$

$P_n(u = \cos\Theta)$ –поліноми Лежандра, Θ –аналог J из рис. 1, а. Цей алгоритм при $\Theta = J$ та заміні k на k/q й відповідній заміні параметрів малості $z_{n,m}$ в (12) застосуємо до розрахунку $x_n^{p,m} \equiv R2_{n\leftarrow p}^{m,E}$ для їх підстановки у СЛАР (9). (Зазначимо, що вживані нами назви “ємнісна” та “індуктивна” –умовні, бо при зміні поляризації хвиль E на H реактивність одномірних діафрагм змінює знак).

Якщо ж $\tilde{L}1$ та $L1$ мають два розриви (рис. 1, г-д), то при їхній симетрії по x величини y_m^n (статичні реактивності одномірних діафрагм) виразимо [10] через поліноми P_n при $\Theta = q$ з рис. 1, г-д.

$$2\{y_m^n - y_m^{-n-2s}\} = [P_n P_m - P_n P_{-m}]/(m-n) - [P_{n+1} P_{-m} - P_m P_n]/(1+n+m);\ s=1/2; \qquad (14)$$

і дещо складніше [10] для $y_m^n + y_m^{-n-2s}$. Однак, нам потрібно напівобернути (15) при чотирьох розривах на $x \in L1$. Для цього треба використати замість методу [9] модифікований [11] багаторозривний метод задачі Рімана-Гільберта. Для ситуації рис. 1, а-б використаємо у (12) випливаючи з [11] вирази

$$\begin{gathered} (m+s)[y_m^n - y_m^{-n-1}] = V_{m-1}^{n-1} - V_{m-1}^{-n-2} + s[Q_m + Q_{-1-m}][y_0^n - y_0^{-n-1}];\ s=1/2; \\ (y_0^n - y_0^{-n-1})(4n+2) = Q_{-n} + Q_{n+1} - (Q_n + Q_{-n-1})[1 - 2u_2 - 4c^2 E/K]; \\ (1-u_2)k^2 = 1-u_1;.\ 2c^2 = 1-u_2\,.\,u_k = \cos q_i p\ ;\ q_i = \Delta \pm q/2\,; \end{gathered} \qquad (15)$$

та схожі для $y_m^n + y_m^{-n-2s}$ через поліноми $Q_n(q_k)$ та V_m^n однорідної й неоднорідної дворозривної задачі Рімана-Гільберта та еліптичні інтеграли K и $E(k)$. У ситуації рис. 1, в величини $y_m^n - y_m^{-n-2s}$ й $y_m^n + y_m^{-n-2s}$ поміняються ролями. Нагадаємо, що $\pm$ в (12) залежить від типу граничних умов у площині x=0, яку трактуємо як стінку з ідеального магнетика (при інших з ідеального металу).

Таким чином, весь необхідний ланцюжок алгоритмів довершений, і ми можемо приступити до розрахунків характеристик розсіювання хвиль на одномірних (J =0) і далі на двовимірних (J >0) структурах (рис. 1) і потім (п.6) – на каскадах з двох або більше багатовіконних діафрагм.

Фізичні результати. При використанні побудованих алгоритмів для ситуації рис. 1,б прораховані і відображені на рис. 2 дві альтернативи. Одна (рис. 2,а) відповідає розташуванню правої та (не показаної на рис. 1,а-б) лівої стрічки індуктивного компоненту “!” у дозованої (тут – малої) близькості від вузлів хвилі $TE_{3,0}$. Інша (рис. 2,б) відповідає істотній відмінності зрушення Δ від 2/.3 (аж до його крайніх варіантів рис. 2,г-д). У першій альтернативі на відміну від другої подавлений зв'язок дифрагуючої хвилі $TE_{1,0}$ з хвилею $TE_{3,0}$ (крім відсутності її зв'язку з хвилями $TE_{2,0}$ та $TE_{4,0}$, викликаною симетрією структур по x). І тоді двовимірна діафрагма є чисто реактивним навантаженням хвилеводу не тільки у його одномодовому 0,5< k <1 та двомодовому 1< k <1,5 діапазонах частот, але й у чотиримодовому 2< k <2,5. У противному у випадку (рис. 2,б) спостерігаємо при k >1,5 дефект енергії P+R<1, що свідчить про втрати дифрагуючої хвилі $TE_{1,0}$ на збудження вищих хвиль. Відповідно, максимум прозорості багатовіконної діафрагми, пов'язаний з її LC–резонансом [6] (неможливим при u =0) можна зрушити у діапазон 2< k <2,5 (вибором параметрів q та u компонент L та C структури). Еквівалентна провідність (адмітанс) діафрагми при цьому –чисто дійсна до k ≤ 2,5 (замість k ≤ 1 чи k ≤ 1,5 для одновіконних конструкцій) та, на відміну від ситуації u =0, може бути як негативною (при $k \Rightarrow 0$), так і позитивною (при k , більшому позиції LC–резонансу).

Отже, у плані ідей спектральної теорії дифракції [12] досягнуто розрідження просторового спектра дифракції, не тільки для щілинних діафрагм, як у роботі [13], але й для віконних діафрагм (u >0). Аналогічне (рис. 3) маємо для доповняльної до “б” структури “в” (рис. 1) при не малих q та більшій відмінності оптимального Δ від значення 2/3. Все це корисно при освоєнні діапазону міліметрових хвиль, що потребує застосування багатомодових (надрозмірних) хвилеводів. Звісно, що таке ж чи більше розрідження спектру забезпечують періодичні діафрагми (рис. 1,е та ін.), але за рахунок більшої кількості елементів (стрічок, щілин), тобто при їх мініатюрності, несприятливої у технологічному плані.

Каскади двовимірних діафрагм. Розташуємо тепер у хвилеводі на заданій відстані $r2$ дві ідентичних діафрагми типу рис. 1,б або рис. 1,в. Або каскад із трьох чи більше діафрагм цих типів.

Знаючи повну матрицю розсіювання для віконної діафрагми (рис 1,б-е), можемо побудувати розв'язок дифракційної задачі для каскаду таких діафрагм. Якщо цей каскад складається з двох ідентичних віконних діафрагм, розділених відстанню $r2$, то подібно (8)-(9) аналіз розсіювання хвилі $TE_{p,l}$ на каскаді зводиться до замкнутої СЛАР

$$c_{n,m}^{2E} - \sum_{n,m}[R1_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,E\leftarrow E}d_{n,m}^{2E} + R1_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,E\leftarrow H}d_{n,m}^{2,H}]e2_{n,m} = T1_{n,m\leftarrow p,l}^{\Sigma,E\leftarrow E}\,; \tag{16}$$

$$c_{n,m}^{2H} - \sum_{n,m}[R1_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,H\leftarrow E}d_{n,m}^{2E} + R1_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,H\leftarrow H}d_{n,m}^{2,H}]e2_{n,m} = 0\,; e2_{n.m} = \exp(ig_{n,m}r2)\,; \tag{17}$$

$$d_{n,m}^{2E} - \sum_{n,m}[R2_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,E\leftarrow E}c_{n,m}^{2E} + R2_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,E\leftarrow H}c_{n,m}^{2,H}]e2_{n,m} = 0\,; R2 = R1\,; \tag{18}$$

$$d_{n,m}^{2H} - \sum_{n,m}[R2_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,H\leftarrow E}c_{n,m}^{2E} + R2_{n,m\leftarrow n,m}^{\Sigma,H\leftarrow H}c_{n,m}^{2,H}]e2_{n,m} = 0\,; \tag{19}$$

що виражає шукані амплітуди c,d прямих і зворотних хвиль обох поляризацій у хвилеводі між двомірними діафрагмами через оператори R,T розсіяння на кожній з них. Така ж СЛАР з $R2 \neq R1$ для взаємодії двох діафрагм каскаду з третьою. Ґрунтуючись на цьому, обчислимо дані, відображені на рис. 4–5.

Як бачимо з розрахованих даних, має місце взаємодія резонансів різних типів. Це паралельні контурні LC–резонанси вікон кожної з діафрагм та інтерференційні резонанси в відрізках хвилеводу між діафрагмами. Це призводить до розщеплення резонансних піків (залежностей коефіцієнтів розсіювання хвиль від k) у мультиплети. При оптимальному виборі параметрів геометрії структур, що впливають на резонанси згаданих типів, одержимо рівномірні (плосковершинні) амплітудно-частотні характеристики розсіювання на каскаді з двох чи трьох однакових апертурних діафрагм. Завдяки оптимальному вибору в пп. 3-5 параметра Δ вдалось досягти таких результатів для надрозмірного (чотиримодового) хвилеведучого каналу і поліпшити широкополосність вивчених структур як смугових фільтрів.

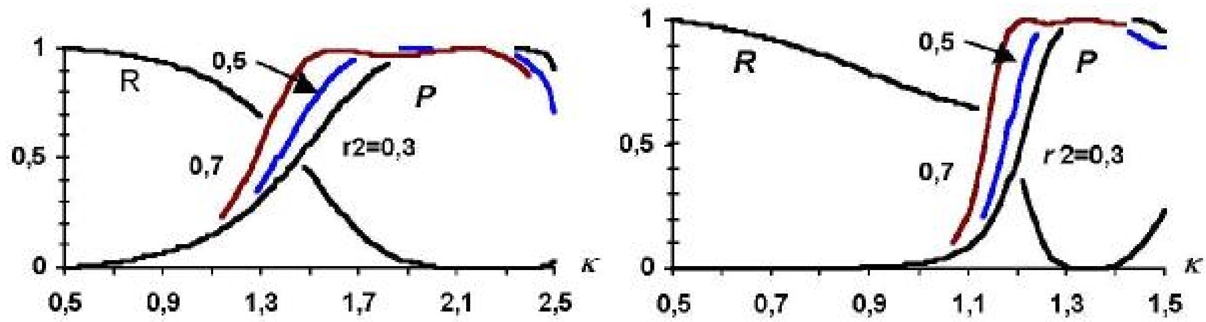

Рис. 4. Залежність від k енергетичних коефіцієнтів розсіювання P та R хвилі $TE_{1,0}$ у відбите і пропущене поля для каскаду з двох або трьох діафрагм типу рис. 1,б при різних $r2$ для q =0.1, J =0.08, q=4.6. при оптимуму $\Delta \approx 2/3$

Ми вибрали велике відношення q=4,6 розмірів хвилеводу по x та y. При стандартному q=2,3 ситуація різко погіршиться. Однак, при q=2,3 ми замінимо асиметричні ємнісні компоненти структур (рис. 1) на симетричні по y (з тією ж їх відносною шириною J). І тоді, в силу принципу дзеркальної симетрії [10], розраховані сприятливі залежності залишаться у силі без ускладнення геометрії структур.

Удосконалювання алгоритмів. Наші алгоритми ефективні по збіжності порівняно з [5], особливо при малій ширині стрічок схрещених одномірних діафрагм. Проте, двовимірність спектру розсіяння і в нашому випадку приводить до великих розмірів СЛАР, що впливає на трудомісткість розрахунків. Проте, враховуючи відсутність взаємодії хвилі $TE_{1,0}$ з $TE_{3,0}$ при оптимальному Δ та її слабку взаємодію з іншими $TE_{3n,0}$ –хвилями, можемо викреслити відповідні цьому розрідженню спектру стовпці й строки з матриць наших СЛАР. Цим знизимо у півтори рази порядок СЛАР (8)-(9) та інших, тобто зменшимо у три рази обчислювальні витрати. І це тільки одна з наших раціоналізацій.

Висновки. Знайдена оптимальна конструкція двовіконної резонансної діафрагми та доповняльної до неї, що мають розріджений спектр розсіяння хвиль при менш складній геометрії, ніж у періодичних багатовіконних діафрагм. Розвинутий метод оптимізації дозволив на основі каскаду таких діафрагм запропонувати ефективний бандпасс-фільтр для зверхрозмірного (чотиримодового) хвилеводу. З'ясувалось, що, на відміну від двох одномірних діафрагм, дві двовимірні (J >0) забезпечують двогорбі і звідси – плосковершинні АЧХ. Це випливає з наявності контурного LC-резонансу у вікнах діафрагм на додаток до інтерференційного резонансу у зазорі $r2$ між ними.

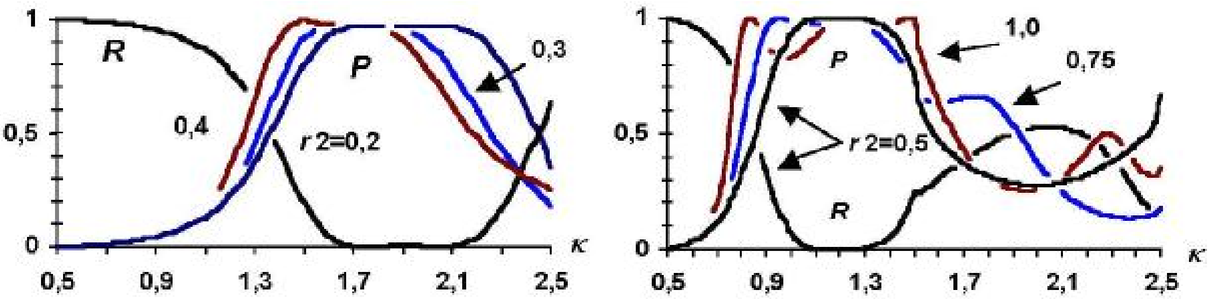

Рис. 5. Залежність від k енергетичних коефіцієнтів розсіювання *P* та *R* хвилі $TE_{1,0}$ у відбите і пропущене поля для каскаду з двох діафрагм типу рис. 1,в при різних *r*2 для q =0.6, J =0.3, *q*=4.6 при оптимуму Δ =0.34 або при Δ =0.3.

Література

1. Модель А.М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах / Модель А.М. – М. : Связь, 1967. – 352 с.

2. Левин Л. Современная теория волноводов / Левин Л. – [пер. с англ.]. – М. : Изд-во иностран. лит., 1954. – 215 с.

3. Yatsuk L.P., Nosenko O.N., Mospan L.P., Analysis and synthesis of slotted strips notch and bandstop filters with the aperture method MSMW’2001 Symp. Proc., Kharkov, Ukraine, June 4-9, 2001, pp. 719-721

4. Кураев А.А. Дифракция $\mathbf{H_{1,0}}$ волны при резонансном диафрагме в прямоугольном волноводе / А.А. Кураев, Г.Я. Слепян, А.Я. Слепян \\ Изв. вузов, Радиофизика. – 1980. – С. 1085–1091

5. Кириленко А.А. Спектральные свойства резонансных диафрагм с прямоугольными окнами в прямоугольном волноводе / А.А. Кириленко, Л.П. Мосьпан, С.Л. Сенкевич // Радиофизика и электроника, ИРЭ НАНУ, 1997. – С. 20–25.

6. Щербак В.В. Об эффективном решении задач дифракции волн на двоякопериодических структурах / В.В. Щербак // Радиофизика и электроника, ИРЭ НАНУ, 1997. – С. 38–43.

7. Щербак В.В. Неоднородности в прямоугольных волноводах. Многослойные лент. препятствия смешанного типа // Радиотехника, Изд-во ХГУ, 1967, в.4, С. 44-52.

8. Shestopalov V.P. and Shcherbak V.V., Matrix operators in the diffraction problems. I. // Radiophysics and Quantum Electronics, Springer NY, 18, 7, 1975, p. 161–166.

9. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн / В.П. Шестопалов. – Харьков : Изд-во Харьк. ун-та, 1971. – 400 с.

10. Shestopalov V.P. and Shcherbak V.V., Inhomogeneities in rectangular waveguides. Inductive obstacles. Radioengineering and Electronic Physics, 10, 7, 1965 pp. 1032–1044.

11. Щербак В.В. Розв’язок задач дифракції хвиль на неоднорідностях з довільною кількістю стрічок та щілин на періоді / В.В. Щербак // ДАН УРСР, сер. А, 12, 1982. – С. 51–54

12. Шестопалов В.П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. – К. : Наук. думка, 1987. – 252 с.

13. Shestopalov V.P. and Shcherbak V.V., Suppression mode coupling by multielement diaphragms // Technical Physics Letters, 22, 5, 1996, p. 428-429

Надійшла 6.5.2012 р.
Рецензент: д.фіз-мат.н. Іванченко І.В.