

Про взаємовплив стрічок у задачі дифракції електромагнітних хвиль

Г. І. Кошовий

Національний аерокосмічний університет ім. М. С. Жуковського,
Україна, 61070, м. Харків, вул. Чкалова, 17

Стаття надійшла до редакції 6 червня 2000 р., після переробки 20 червня 2001 р.

Розглянуто декілька прикладів взаємодії між елементами найпростіших стрічкових структур у задачі дифракції електромагнітних хвиль. Дослідження проведені аналітично на основі отриманих асимптотичних виразів для густини поверхневих струмів на стрічках. Припускається, що довжина електромагнітної хвилі велика у порівнянні з поперечними розмірами стрічок (довгохвильове наближення) і стрічки достатньо віддалені. Розглянуто систему, яка складається з двох стрічок, в загальному випадку та один окремих випадок системи, що налічує три стрічки.

Рассматриваются несколько примеров взаимодействия между элементами простейших ленточных структур в задаче дифракции электромагнитных волн. Исследования проведены аналитически на основе полученных асимптотических выражений для плотности поверхностных токов на лентах. Предполагается, что длина электромагнитной волны велика по сравнению с поперечными размерами лент (длинноволновое приближение) и ленты достаточно разнесены. Рассмотрены система, состоящая из двух лент, в общем случае и один частный случай системы из трех лент.

1. Вступ

Дослідження взаємодії між елементами системи розсіювачів є безперечно важливим, але водночас і складним: у загальному випадку виникають значні труднощі як аналітичного, так і обчислювального характеру. Це змушує розглядати достатньо прості математичні моделі і підбирати оптимальні методи їх дослідження.

Серед загальних методів досить розповсюдженим є метод [1], що зводить електродинамічну задачу до системи інтегральних рівнянь. Хоча рівняння, що входять до складу системи, є сингулярними рівняннями першого роду і мають кілька класів розв'язку [2], останнім часом їх часто вирішують прямими чисельними методами [3-6]. Щоб уникнути невизначеності, застосовують також чисельно-аналітичні методи, що перетворюють інтегральні рівняння першого роду у інтегральні рівня-

ня другого роду [7-10], для яких задача може бути поставлена коректно.

Ефективними також можуть бути асимптотичні методи, котрі у деяких випадках дають прості й досить добре теоретично обґрунтовані аналітичні вирази для розв'язків інтегральних рівнянь [1, 10, 11].

У статті розглядається класична система стрічок і пропонується асимптотичний підхід до дослідження взаємодії між її елементами, що ґрунтується на отриманих раніше аналітичних виразах для густини поверхневого струму на стрічках [10, 11].

2. Постановка задачі та основні формули

На систему, що складається зі скінченного числа абсолютно тонких, ідеально провідних стрічок із паралельними краями, набігає плос-

ко поляризована електромагнітна хвиля, яка збуджує поверхневий струм на стрічках. Вважається, що довжина хвилі велика у порівнянні з шириною стрічки, але сумірна з відстанями між стрічками. Наведемо асимптотичні вирази для густини поверхневого струму, що були отримані і частково опубліковані раніше; вони і будуть основними формулами, які підлягають дослідженню з точки зору взаємодії між елементами системи.

При падінні H -поляризованої хвилі виникає поперечний струм. Його густина визначається за формулою [11]:

$$\begin{aligned} \Psi_m(x) = & i\chi_m \sqrt{1-x^2} 2M_m \sin \theta_m \left\{ 1 + i\chi_m x \cos \theta_m - \right. \\ & - \chi_m^2 \left[\frac{1}{4} \ln \frac{\gamma \chi_m}{4i} - \frac{5}{24} - \frac{\cos^2 \theta_m}{12} + \right. \\ & + i \frac{\pi}{4} \sum_{n=1, n \neq m}^N R_1(k\rho_{nm}) \frac{a_n^2 M_n \sin \theta_n}{a_m^2 M_m \sin \theta_m} + \\ & \left. \left. + \frac{1 + 2\cos^2 \theta_m}{12} x^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Тут $\chi_m = ka_m$ – частотний параметр, k – хвильове число; a_m – половина ширини m -ї стрічки, $M_m = e^{-ikx_{0m}}$, x_{0m} – абсциса центральної лінії m -ї стрічки; θ_m – кут, під яким набігає плоска електромагнітна хвиля на відрізок (у поперечному перерізі система стрічок є системою відрізків) з номером m ; $\gamma = 1.781072\dots$; ρ_{mn} – відстань між центрами m -го та n -го відрізків;

$$\begin{aligned} R_1(k\rho) = & \left[H_0^{(1)}(k\rho) - 2 \frac{H_1^{(1)}(k\rho)}{k\rho} \right] \frac{z_{nm} z_{mn}}{\rho^2} - \\ & - \frac{H_1^{(1)}(k\rho)}{k\rho} \cos(\theta_m - \theta_n), \end{aligned}$$

$H_n^{(1)}(z)$ – функція Ханкеля n -го порядку; z_{nm} – аплікатна координати центру m -го відрізка у локальній декартовій системі координат, пов'язаній з n -тим відрізком.

Позначення геометричних параметрів багатострічкової системи залишилися без змін

відносно статті [11]. Для двострічкової та тристрічкової систем вони позначені на рис. 1, рис. 2.

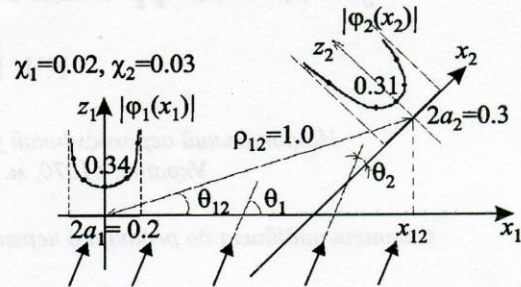


Рис. 1. Поперечний переріз двострічкової системи з густинами поверхневого струму на стрічках

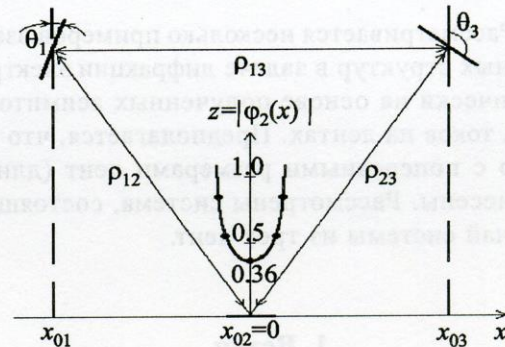


Рис. 2. Поперечний переріз тристрічкової системи з густиною поверхневого струму на другій стрічці: $ka = 0.02$, $\epsilon = -0.175 + i0.016$, $k\rho = 2.0$

У випадку набігання E -поляризованої хвилі для густини поверхневого струму, паралельного до країв стрічок, має місце такий асимптотичний вираз:

$$\begin{aligned} \Phi_m(x) = & \frac{1}{\pi\sqrt{1-x^2}} \left\{ \Phi_{m0} + \chi_m x \pi \Psi_{m1} + \right. \\ & \left. + \chi_m^2 [\Phi_{m2} + \Psi_{m2}(1-2x^2)] + \dots \right\}; \quad |x| < 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Головний доданок φ_{m0} та інтегральний доданок φ_{m2} другої поправки визначаються з систем лінійних алгебраїчних рівнянь [10]:

$$\varphi_{ml} \ln \frac{\gamma \chi_m}{4i} + \sum_{n \neq m}^N \varphi_{nl}(\rho_{mn}) = b_{ml}, \quad m=1, \dots, N \quad (3)$$

де N – кількість стрічок у системі, $l = 0, 2$;

$$\sigma(\rho) = -i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(k\rho), \quad b_{m0} = -2\pi M_m.$$

Величини b_{m2} теж відомі, але є досить громіздкими; вони наводяться нижче для випадку двострічкової системи (у загальному випадку вони подані у статті [10]).

Два коефіцієнти, ψ_{m1} та ψ_{m2} , визначають доданки, що зникають при інтегруванні, і знаходяться за явними формулами через коефіцієнти φ_{m0} та φ_{m2} . Зокрема,

$$\psi_{m1} = 2iM_m \cos \theta_m - \frac{i}{2} \sum_{n \neq m} \varphi_{n0} \frac{x_{mn}}{\rho_{mn}} H_1^{(1)}(k\rho_{mn}). \quad (4)$$

Досі вважалося, що

$$k\rho_{nm} = 2\pi \frac{\rho_{nm}}{\lambda} = O(1)$$

і частотний параметр χ_m досить малий. Щоб дослідити взаємодію стрічок, будемо віддаляти відрізки один від одного, тоді $k\rho$ збільшується при фіксованій довжині хвилі λ ;

при цьому $\sigma(\rho) = O\left(\frac{1}{\sqrt{k\rho}}\right)$. Таким чином, у

асимптотичних розкладеннях (1) та (2) будуть виділятися доданки, пов'язані з окремими відрізками, і доданки, відповідальні за взаємний вплив відрізків у системі. Таке дослідження розпочнемо з найпростішої системи.

3. Двострічкова система

У випадку системи, що налічує дві стрічки, маємо наступний вираз для головного коефіцієнта φ_{m0} :

$$\varphi_{m0} = -\frac{2\pi}{\Delta} \left[e^{ikx_{0m}} \ln \frac{\gamma \chi_m}{4i} - e^{ikx_{0(3-m)}} \sigma(\rho) \right], \quad (5)$$

де

$$\Delta = \ln \frac{\gamma \chi_1}{4i} \ln \frac{\gamma \chi_2}{4i} - \sigma^2(\rho), \quad m=1, 2.$$

Геометричні параметри системи показані на першому рисунку, де зображено поперечний переріз двострічкової системи. Для зручності вважаємо, що основна система пов'язана з першим відрізком: $x_1 = x$, $y_1 = y$. Тоді $x_{01} = 0$,

$x_{02} = x_{12}$. Позначимо також $\varepsilon_m = \sigma(\rho) / \ln \frac{\gamma \chi_m}{4i}$;

це мала величина з двох зазначених раніше

причин: $\chi_m \ll 1$ та $\sigma(\rho) = O\left(\frac{1}{\sqrt{k\rho}}\right)$, $k\rho \gg 1$.

У результаті отримуємо

$$\varphi_{10} = -2\pi \left(\ln \frac{\gamma \chi_1}{4i} \right)^{-1} \frac{1 - e^{ix_{12}k} \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2}. \quad (6)$$

Якщо зважити на те, що $|\varepsilon_m| < 1$, і скористатися сумою нескінченної спадної геометричної прогресії, то цей коефіцієнт можна подати у такому вигляді:

$$\varphi_{10} = -2\pi \left(\ln \frac{\gamma \chi_1}{4i} \right)^{-1} \left[1 - \varepsilon_2 e^{ikx_{12}} + \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2^2 e^{ikx_{12}} + \sum_{k=2}^{\infty} \varepsilon_1^k \varepsilon_2^k (1 - \varepsilon_2 e^{ikx_{12}}) \right].$$

У цьому асимптотичному виразі перший доданок відповідає внеску окремого відрізка. Інші доданки обумовлені наявністю другого відрізка і відображають частково його вплив, який суттєво залежить від відстані ρ . Є також залежність від довжини відрізків, яка проявляється тільки через частотний параметр χ_m , що входить до виразу для ϵ_m .

Безпосереднє обчислення за формулою (6) при $a_1 = 0.1$, $a_2 = 0.15$, $\lambda = 10\pi$ показує, що зміна величини φ_{10} від впливу другої стрічки складає більше ніж 15 % для $\rho = 1$ і становить менше 6 % для $\rho = 10$.

Другий доданок виразу (2) визначається коефіцієнтом ψ_{m1} , загальний вигляд якого дається формулою (4). Перший доданок цієї формули, який відповідає внеску окремого відрізка, для першого відрізка у зроблених вище припущеннях зникає через те, що $\theta_1 = \pi/2$, а другий доданок має вигляд

$$-\frac{i}{2}\varphi_{20}H_1^{(1)}(k\rho)\cos\theta_{12}.$$

Окрім ρ він явно залежить від кута θ_{12} . Цей доданок, відповідальний за вплив другого відрізка, буде найбільшим за абсолютною величиною за умови $\theta_{12} = 0$ або $\theta_{12} = \pi$ (центр другого відрізка лежить на одній прямій з першим) і зовсім зникає, коли $\theta_{12} = \pm\pi/2$ (другий відрізок розташований над або під першим).

Слід зазначити, що розглянуті вище перші два доданки виразу (2) мають залежність від двох геометричних параметрів (ρ та θ_{12}) і частотного (χ_m). Залежність від інших геометричних параметрів проявляється при дослідженні поправок другого порядку відносно частотного параметра, які містять коефіцієнти φ_{m2} та ψ_{m2} . Наведемо для них вирази, що відповідають першому відрізку, та проведемо їх короткий аналіз.

Маємо:

$$\varphi_{12} = \frac{1}{\Delta} \left[\psi_{10} \ln \frac{\gamma\chi_2}{4i} - \psi_{20} \sigma(\rho) \right], \quad (7)$$

де

$$\begin{aligned} \psi_{m0} = & \frac{\varphi_{m0}}{4} \ln \frac{\gamma\chi_m}{4i} + \frac{\pi}{2} e^{ikx_{0m}} \cos^2 \theta_m + \\ & + \frac{i}{2} \left\{ \frac{\pi^2}{2} \Psi_{(3-m)} \frac{x_{(3-m)m}}{\rho} H_1^{(1)}(k\rho) - \frac{\varphi_{(3-m)0}}{4} \times \right. \\ & \times \left[\left(1 - \frac{a_{3-m}^2}{a_m^2} \right) \frac{H_1^{(1)}(k\rho)}{k\rho} + \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{x_{m(3-m)}^2}{\rho^2} + \frac{a_{(3-m)}^2 x_{(3-m)m}^2}{a_m^2 \rho^2} \right) \frac{2H_1^{(1)}(k\rho) - H_0^{(1)}(k\rho)}{k\rho} \right] \right\}, \\ & m = 1, 2; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{12} = & \frac{\varphi_{10}}{4} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{\gamma\chi_1}{4i} \right) - i \frac{\pi}{4} \frac{\varphi_{20}}{k\rho} \times \\ & \times \left\{ H_1^{(1)}(k\rho) + \left[2H_1^{(1)}(k\rho) - H_0^{(1)}(k\rho) \right] \frac{a_2}{a_1} \cos^2 \theta_{12} \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Незважаючи на громіздкість цих виразів, подібно до того, як це було зроблено з виразом (4) з них досить просто виділяються доданки, які відповідають окремому відрізку. Так, для коефіцієнта φ_{12} вони пов'язані з першими двома доданками виразу для ψ_{10} , решта доданків якого характеризують вплив другого відрізка: вони містять залежність від усіх геометричних параметрів системи. Зокрема, в останньому доданку виразу для ψ_{10} є залежність від кута нахилу другого відрізка відносно першого (який дорівнює $\theta_1 - \theta_2$) у вигляді множника $(a_1^2 x_{12}^2 + a_2^2 x_{21}^2) / a_1^2 \rho^2$.

Щодо виразу (8), то тут теж перший доданок пов'язаний з окремим відрізком, а другий доданок, з фігурними дужками, відповідаль-

ний за взаємодію, має порядок $O\left(\frac{1}{(\sqrt{k\rho})^3}\right)$. Він містить явну залежність від відношення ширин відрізків, яка зникає, коли відрізки розташовуються один над одним.

Таким чином, на основі асимптотичного розкладення (2) можна проводити аналітичне дослідження взаємовпливу стрічок у системі при падінні E -поляризованої хвилі. Слід ще раз наголосити на тому, що ця хвиля утворює поверхневий струм на стрічках, який має напрям вздовж стрічки (перпендикулярний до відрізка).

При набіганні H -поляризованої хвилі виникає поперечний струм, його густина визначається формулою (1), яка для першої стрічки має вигляд:

$$\psi_1(x) = 2i\chi_1 \sqrt{1-x^2} \left\{ 1 - \chi_1^2 \left[\frac{1}{4} \ln \frac{\gamma\chi_1}{4i} - \frac{5}{24} + i\frac{\pi}{4} R_1(k\rho) \frac{a_2^2}{a_1^2} e^{ikx_2} \sin \theta_2 + \frac{x^2}{12} \right] + O(\chi_1^3) \right\}. \quad (9)$$

Тут

$$R_1(k\rho) = \left[H_0^{(1)}(k\rho) - 2 \frac{H_1^{(1)}(k\rho)}{k\rho} \right] \sin(\theta_1 - \theta_2 - \theta_{12}) \times \sin \theta_{12} - \frac{H_1^{(1)}(k\rho)}{k\rho} \cos(\theta_1 - \theta_2).$$

Доданок, що містить коефіцієнт $R_1(k\rho)$, відповідає впливу другого відрізка, бо решта доданків присутня у формулі для окремої стрічки. На відміну від випадку E -поляризованої хвилі тут задіяні відразу майже всі геометричні параметри, і вплив другого відрізка зникає у даному наближенні, коли $\theta_2 = 0$. Якщо $\theta_2 \neq 0$, то завдяки виразу $R_1(k\rho)$, в який входять доданки з функціями Ханкеля, можна досліджувати залежність від решти кутів. Вплив другого відрізка найсуттєвіший, коли $\theta_{12} = \pi/2$ і $\theta_1 = \theta_2$: другий відрізок розташований над першим і є паралельним до нього. Слід зазначити, що залежність від кута $\theta_1 - \theta_2$ є явною і вона менш суттєва, ніж залежність від кута θ_{12} . Коли останній дорівнює нулю, то перші два доданки виразу для $R_1(k\rho)$ зни-

кають зовсім. Вони також зникають, коли ρ і другий відрізок розташовуються на одній прямій.

З ростом кількості стрічок у системі збільшується і кількість геометричних параметрів, а також ускладнюються асимптотичні вирази для густини поверхневого струму. Але й тут залишається можливість аналітичного дослідження взаємовпливу стрічок для окремих випадків їх розташування.

4. Тристрічкова система

Розглянемо систему, у якій три стрічки розташовані на однаковій відстані одна від одної так, як зображено на другому рисунку (рис. 2). Вважається, що E -поляризована електромагнітна хвиля набігає під кутом 90° до другої стрічки і підлягає дослідженню вплив першої та третьої стрічок на густину поверхневого струму на другій стрічці. Головний доданок асимптотичного виразу (2) може бути поданим у вигляді:

$$\Phi_{20} = -2\pi \left(\ln \frac{\gamma\chi_2}{4i} \right)^{-1} \times \left[1 + \left(\epsilon_3 e^{ik\frac{\rho}{2}} + \epsilon_2 e^{-ik\frac{\rho}{2}} \right) + \epsilon_1 \epsilon_3 \left(2 \cos \frac{k\rho}{2} - 1 \right) \right] \times \frac{1}{1 - (\epsilon_2 \epsilon_3 + \epsilon_1 \epsilon_3 + \epsilon_1 \epsilon_2) - 2\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3}. \quad (10)$$

Зокрема, коли відрізки однакові за довжиною, цей вираз спрощується:

$$\Phi_{20} = -2\pi \left(\ln \frac{\gamma\chi_2}{4i} \right)^{-1} \frac{1 + 2\epsilon \cos \frac{k\rho}{2} + \epsilon^2 \left(2 \cos \frac{k\rho}{2} - 1 \right)}{1 - 3\epsilon^2 - 2\epsilon^3}, \quad (11)$$

і стає досить зручним для дослідження впливу першого та третього відрізків.

Як і у випадку двострічкової системи будемо віддаляти відрізки один від одного, тоді

$k\rho$ збільшується при фіксованій довжині хвилі; при цьому $\sigma(\rho)$ зменшується. Отже параметр $\varepsilon = \sigma(\rho) / \ln \frac{\gamma\chi}{4i}$ є малим і за рахунок χ , і за рахунок ρ . Чисельний розрахунок абсолютної величини цього параметра наведено на рис. 3.

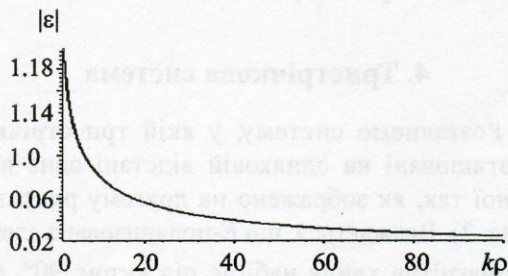


Рис. 3. Залежність абсолютної величини ε від $k\rho$ при $\chi = 0.02$

Якщо ж ним взагалі знехтувати, то залишиться тільки вираз, який відповідає окремому відрізку. Отже коли від другого дробу у правій частині (11) відняти одиницю, то утвориться поправка на взаємовплив відрізків. Чисельний розрахунок модуля цієї поправки демонструє рис. 4. З нього, зокрема, видно, що амплітуда густини поверхневого струму на другій стрічці в залежності від відстаней до першої та третьої стрічок може збільшуватись на 20 % (піки довкола $k\rho = 6, 12, \dots$), а може зовсім не відчувати впливу (провали до нуля поблизу $k\rho = 3, 10, 16, \dots$).

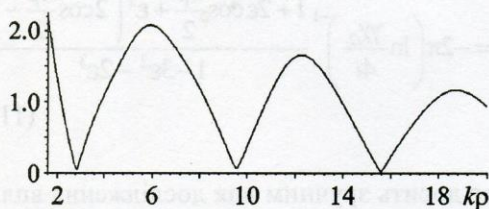


Рис. 4. Залежність абсолютної величини поправки на взаємовплив від $k\rho$ при $\chi = 0.02$

Щоб отримати поправки впливу інших відрізків у більш простому аналітичному вигляді, здійснимо асимптотичне розкладення другого дробу виразу (11) за параметром ε . В результаті маємо:

$$\Phi_{20} = -2\pi \left(\ln \frac{\gamma\chi}{4i} \right)^{-1} \times \left[1 + 2\varepsilon \cos \frac{k\rho}{2} + 2\varepsilon^2 \left(\cos \frac{k\rho}{2} + 1 \right) + O(\varepsilon^3) \right]. \quad (12)$$

Тут другий доданок у квадратних дужках є головним членом впливу відрізків. Він зникає, коли $k\rho = (2n+1)\pi$, або $\rho = (n+1/2)\lambda$ (n – натуральне число), і буде найбільшим за абсолютною величиною, коли $k\rho = 2n\pi$, або $\rho = n\lambda$. Звертаючись до третього доданка, можна зауважити, що вплив відрізків посилюється, коли $k\rho = 2n\pi$ і n – парне. Для непарного n цей доданок взагалі зникає.

Звернемося до другого доданка у фігурних дужках виразу (2): це головний член дисперсійної поправки, який визначається коефіцієнтом Ψ_{m1} (його загальний вигляд наведено вище формулою (4)). При $m=2$ у зроблених припущеннях маємо:

$$\Psi_{21} = \frac{i}{4} H_1^{(1)}(k\rho) (\Phi_{10} - \Phi_{30}).$$

Останній множник може бути перетворений, і для однакових відрізків, подібно до того, як була знайдена формула (11), отримаємо вираз

$$\Psi_{21} = -\pi H_1^{(1)}(k\rho) \left(\ln \frac{\gamma\chi}{4i} \right)^{-1} \sin \frac{k\rho}{2} \frac{1 - \varepsilon - 2\varepsilon^2}{1 - 2\varepsilon^2 - 2\varepsilon^3}, \quad (13)$$

який обнуляється, коли $k\rho = (2n+1)\pi$ або $k\rho$ є коренем функції Ханкеля $H_1^{(1)}(z)$. Якщо поєднати нескінченно малі величини ε та χ асимптотичним співвідношенням $\varepsilon^3 = O(\chi^2)$, тоді з перших двох доданків формули (2) випливає інший асимптотичний вираз:

$$\begin{aligned} \varphi_2(x) = & -2 \left(\ln \frac{\gamma \chi}{4i} \sqrt{1-x^2} \right)^{-1} \left\{ 1 + 2\epsilon \cos \frac{k\rho}{2} + \right. \\ & + \frac{x\chi}{2} H_1^{(1)}(k\rho) \sin \frac{k\rho}{2} (1-\epsilon) + 2\epsilon^2 \left(\cos \frac{k\rho}{2} + 1 \right) + \\ & \left. + O(\epsilon^3 + \chi\epsilon^2 + \chi^2) \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

на основі якого можна провести більш загальне дослідження взаємодії між стрічками.

5. Висновки

Таким чином, у статті пропонується асимптотичний підхід до дослідження взаємодії між елементами багатострічкової системи, який ґрунтується на аналітичному розв'язанні інтегральних рівнянь для густини поверхневого струму на вузьких стрічках. Наведені асимптотичні вирази були успішно перевірені граничним переходом до однієї стрічки. Для окремих випадків був проведений чисельний розрахунок густини поверхневого струму. Пропонується аналітичне дослідження взаємного впливу елементів двострічкової системи у випадках, коли наблигаються *E*-поляризована і *H*-поляризована електромагнітні хвилі. Це дослідження проведено у припущенні, що довжина хвилі є досить великою по відношенню до поперечних розмірів стрічок і стрічки знаходяться досить далеко одна від одної. Відмічається, що залежність від геометричних параметрів системи є різною для поперечного і подовжнього струмів на стрічках.

Розглянуто окремий випадок тристрічкової системи. Отримано асимптотичний вираз для густини поверхневого струму на одній із стрічок, зручний для дослідження впливу сусідніх стрічок залежно від співвідношення між довжиною хвилі та відстанню між стрічками.

Слід зазначити, що такий підхід у порівнянні з іншими має як недоліки (досить спрощена математична модель і суттєве припущення вузьких стрічок), так і певні переваги (простота отриманих асимптотичних виразів для густини поверхневих струмів, їх явний вигляд, надійність та загальність по відношенню до кількості стрічок і геометричних параметрів).

Література

1. Х. Хёлл, А. Мауэ, К. Вестпфаль. Теория дифракции. Москва, Мир, 1964, 428с.
2. Ф. Д. Гахов. Краевые задачи. Москва, Наука, 1997, 638 с.
3. В. В. Панасюк, М. П. Саврук, З. Т. Назарчук. Метод сингулярных интегральных уравнений в двумерных задачах дифракции. Киев, Наукова думка, 1984, 344с.
4. Ю. В. Гандель. Метод дискретных особенностей в задачах электродинамики. Вопросы кибернетики. Москва, изд-во. АН СССР, **ВК-124**, 1986, с. 168-183.
5. И. К. Лифанов. Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. Москва, ТОО "Янус", 1995, 520 с.
6. Ch. M. Butler. IEEE Trans. Antennas Propag. 1985, **AP-33**, No. 10, pp. 1085-1090.
7. В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Т. Сологуб. Дифракция волн на решетках. Харьков, изд-во ХГУ, 1973, 287 с.
8. Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. Киев, Наукова думка, 1984, 240 с.
9. J. L. Tsalamengas, J. G. Fikioris. IEEE Trans. Antennas Propag. 1989, **AP-33**, No. 10, pp. 1265-1276.
10. Г. И. Кошевой. Радиофизика и электроника. 2000, **5**, №1, с. 15-19.
11. Г. И. Кошевой. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, **3**, №4, с. 414-418.

On Mutual Influence between Strips in a Problem of Electromagnetic Wave Scattering

G. I. Koshovy

Asymptotical expressions for the transversal and longitudinal surface current densities on narrow strips are presented. They allow to examine the interaction between elements in a noncoplanar system of strips both numerically and analytically in the long wave approximation. The simplest system consisting of two strips is considered in details. A particular case of three strips system is investigated as well.