

В. А. ВАНІН, Г. І. КОШОВИЙ**МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗСІЮВАННЯ Е-ПОЛЯРИЗОВАНОЇ ХВИЛІ ДВОМА ПРОВІДНИМИ СТІРЧКАМИ З ІМПЕДАНСОМ**

Проведено детальне дослідження задачі розсіювання E – поляризованої хвилі компланарною системою з двох провідних стрічок з імпедансом. Основна увага приділена кільком важливим методам її розв’язку, як аналітичним, так і прямим чисельним. Спершу до даної задачі розсіювання застосовано класичний метод інтегрального рівняння, щоб знайти загальну математичну модель у вигляді системи особливих інтегральних рівнянь першого роду. Далі до загальної коректної математичної моделі розсіювання провідними стрічками з імпедансом застосовано асимптотичний метод Релея. Як результат, отримаємо розв’язок задачі розсіювання у явному аналітичному вигляді, що суттєво звужує частотний діапазон. Щоб отримати розв’язок задачі розсіювання у всьому діапазоні частот застосуємо два відомих та добре обґрунтованих прямих чисельних методи. Це різновиди методу механічних квадратур з цільовим вибором вузлових точок та точок колокацій. Досліджується вплив довжини хвилі та кута її падіння на розподіл параметру струму в структурі із двох стрічок.

Ключові слова: розсіювання електромагнітної хвилі, стрічкові системи, сингулярні інтегральні рівняння, чисельні методи.

V. A. VANIN, G. I. KOSHOVY**METHODS OF STUDYING THE SCATTERING OF AN E-POLARIZED WAVE BY TWO CONDUCTIVE RIBBONS WITH IMPEDANCE**

A detailed study of the scattering problem of the E – polarized wave from coplanar system of two conductive strips with impedance is presented. The main attention is paid to several important methods of the scattering problem solution, both analytical and direct numerical. Firstly, the classical integral equation method is applied to this problem in order to find the general mathematical model as a system of the first kind singular integral equations. Secondly, the remarkable Rayleigh method is applied to the general correct mathematical model of scattering from electrical narrow strips with impedance. As a result, we obtain a solution of the scattering problem in an explicit analytical form, which significantly narrows the frequency range. To find a solution to the scattering problem in the entire frequency range, we ought to apply two well-known and well-grounded direct numerical methods. These are varieties of the mechanical quadratures method with a targeted selection of node points and points of collocations. The influence of the wavelength and the angle of its incidence on the distribution of the current parameter in the structure of two strips is studied.

Key words: electromagnetic wave scattering, strip systems, singular integral equations, numerical methods.

Вступ. У сучасній радіоелектроніці використовують багато пристроїв, де у якості одного з основних вузлів присутні *різного татунку ґратки*, впорядковані за *рівновіддаленим принципом* [1, 2]. Це давало можливість теоретичне дослідження розсіювання *електромагнітної (ЕМ) хвилі* ґратками обмежувати *періодичним законом розміщення її елементів*. При цьому, з огляду на частотний діапазон використання зазначених пристроїв, дослідження обмежувалося ідеальною провідністю металів з яких виготовлялись ґратки [3 –6]. Розвиток радіоелектроніки привів до надвисоких (3 – 30 ГГц) і навіть надзвичайно високих (30 – 300 ГГц) частотних діапазонів, що вимагає більш досконалих електронних пристроїв. Поліпшення наявних пристроїв може бути, зокрема, за рахунок врахування *неідеальної провідності металу*, з якого виготовлені певні їх елементи. Вказане поліпшення можна також здійснити і за рахунок нових способів впорядкування елементів ґратки, які ґрунтуються на законах творення різноманітних нід не щільних досконалих множин [6 – 11].

У теоретичному плані врахування не ідеальної провідності металу приводить до ускладнення задачі і необхідності розробки нових підходів до побудови *коректних математичних моделей розсіювання хвиль* просто провідними стрічковими ґратками. Так, коли мова йде про *розсіювання E – поляризованої хвилі*, то у випадку ідеально провідних стрічок у якості вихідної математичної моделі розсіювання маємо *найпростішу граничну задачу Діріхле* для класичного хвильового рівняння [12, 13]. Для випадку неідеальної провідності стрічок виникає найскладніша з трьох можливих типів граничних задач – змішана гранична задача для того ж хвильового рівняння [14 – 16].

Дана стаття присвячена дослідженню задачі розсіювання E – поляризованої хвилі двома *провідними стрічками з імпедансом*, розташованими на паралельних площинах. Основна увага буде приділена кільком важливим методам її розв’язку, як аналітичним, так і прямим чисельним. Спершу до загальної коректної математичної моделі розсіювання провідними стрічками з імпедансом буде застосовано *асимптотичний метод Релея*. Як результат, отримаємо розв’язок задачі розсіювання у явному аналітичному вигляді, що суттєво звужує частотний діапазон. Щоб отримати розв’язок задачі розсіювання у всьому діапазоні частот, часто застосовуються відомі та добре обґрунтовані *прямі чисельні методи*. Це *метод механічних квадратур* та *метод дискретних особливостей*, розроблених вітчизняними науковцями [4, 17, 18, 19]. Відмітимо успішне застосування *методу скінчених різниць* для задач дифракції на біперіодичних ідеально провідних просторових конструкціях з використанням *рівнянь Максвела* [20, 21]. Вони добре себе зарекомендували при дослідженні двовимірних задач розсіювання хвиль ідеально провідними екранами.

Класичний метод інтегрального рівняння у задачі розсіювання E -поляризованої хвилі провідними стрічками з імпедансом. Використовуючи *класичний метод інтегрального рівняння* безпосередньо, спочатку отримаємо змішане *інтегрально-диференціальне рівняння*, як це зроблено для випадку плоскої ґратки у науковій

публікації [15]. Далі відділимо диференціальну частину від інтегральної та скористаємось *методом малого параметра*, що приведе до значного спрощення задачі розсіювання. У результаті застосування такої модифікації класичного методу інтегрального рівняння отримаємо коректну математичну модель розсіювання E – поляризованої хвилі компланарною системою електронно-провідних стрічок з імпедансом, що подана у статті [16]. В останній науковій публікації проведено детальне дослідження процесу так званої «регуляризації», коли здійснюється перехід від особливих інтегральних рівнянь першого роду до інтегральних рівнянь другого роду. Цей перехід ґрунтується на відомій *формулі обернення*, отриманій *К. Карлеманом* ще 1922 року (деталі можна знайти у монографії [13]).

Наведемо основні моменти зазначеної вище модифікації методу інтегрального рівняння для повної інформативності даної статті, зупиняючись тільки на отриманні системи з особливих інтегральних рівнянь першого роду. Отже, при відділенні диференціальної частини від інтегральної у змішаному інтегрально-диференціальному рівнянні, маємо досить прості та добре вивчені *диференціальні рівняння другого порядку*:

$$\mu^2 \cdot \Psi_m''(x) + k^2 (\mu^2 - 1) \cdot \Psi_m(x) = 4ik^2 (1 + \mu \cdot q_2) \cdot \exp\{ik[q_1(x_m + x) + q_3 z_m]\},$$

$$(x_m, z_m) \in S_m, \quad m = 1, 2. \quad (1)$$

Літера k позначає хвильове число, параметр $\mu = w/\chi$ є безрозмірним, бо величина w є поверхневим імпедансом матеріалу, з якого виготовлені стрічки, а грецька літера χ позначає хвильовий опір середовища навколо стрічок. Геометричні параметри $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = b$, $z_2 = c$, що визначають положення центрів стрічок, показані на рис. 1.

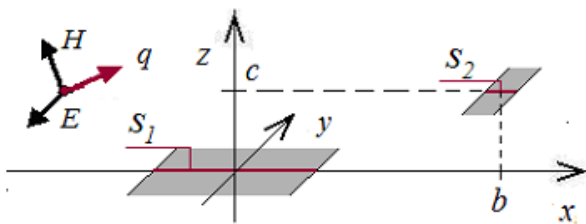


Рис. 1 – Розсіювання E – поляризованої хвилі компланарною системою з двох стрічок.

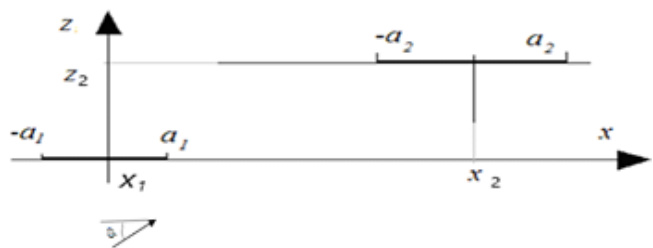


Рис. 2 – Поперечний перетин двострічкової системи.

Невідомими функціями у цих диференціальних рівняннях другого порядку будуть інтегральні перетворення функцій, що визначають поздовжні складові щільності поверхневих струмів на стрічках. Вони мають такий вигляд:

$$\Psi_m(x) = \sum_{n=1}^2 \int_{-a_n}^{a_n} \psi_n(x') \cdot H_0^{(1)}\left(k\sqrt{(x_n + x' - x_m - x)^2 + (z_n - z_m)^2}\right) dx', \quad x_1 = 0, \quad x_2 = b, \quad (2)$$

де символ $H_0^{(1)}(z)$ позначає *циліндричну функцію Ганкеля* першого роду нульового порядку; a_n визначають півширину відповідної стрічки. У правій частині диференціальних рівнянь (1) містяться дві складові напрямного вектора ЕМ хвилі, яка набігає на стрічкову систему. Тобто компоненти $q_1 = \cos \phi_0$, $q_3 = \sin \phi_0$, де ϕ_0 – кут відносно осі Ox , під яким набігає зазначена ЕМ хвиля.

Коли знайдемо потрібний єдиний розв'язок диференціального рівняння (1) за *методом збурення* з використанням степеневих рядів, то інтегральні перетворення (2) приведуть до відповідної системи особливих інтегральних рівнянь першого роду [15, 16]. Вони вже будуть визначати потрібні функції, за допомогою яких отримаємо поздовжні складові щільності поверхневих струмів на стрічках. Так отримаємо коректну математичну модель розсіювання E – поляризованої ЕМ хвилі компланарною системою з двох електронно-провідних стрічок з імпедансом. Її можна записати у вигляді такої системи рівнянь:

$$\Psi_m(x) = 4i \cdot \exp\{ik[q_1(x_m + x) + q_3 z_m]\} \cdot (q_3 \mu - 1)^{-1}, \quad m = 1, 2. \quad (3)$$

З огляду на інтегральні перетворення (2), ці рівняння складатимуть систему особливих інтегральних рівнянь першого роду. Щоб мати більш зручну для подальших практичних застосувань зазначених вище методів математичну модель, перейдемо до безрозмірних величин. Для цього множимо обидві змінні x і x' на хвильове число k . Тоді після акуратної заміни цих змінних на нові приходимо до наступної системи *сингулярних інтегральних рівнянь (CIP)* першого роду:

$$\sum_{n=1}^2 \int_{-1}^1 j_n(t) \cdot H_0^{(1)} \left(\sqrt{(k(x_n - x_m) + \alpha_m \tau - \alpha_n t)^2 + k^2(z_n - z_m)^2} \right) dt = 4i \frac{\exp[ik(q_1 x_m + q_3 z_m)]}{q_3 \mu - 1} \cdot \exp(iq_1 \alpha_m \tau),$$

$$|\tau| < 1, \quad m = 1, 2. \quad (4)$$

У якості нових невідомих функцій маємо:

$$j_n(t) = a_n \psi_n(x_{n0} - \alpha_n t) / \left(\sqrt{(1-t^2)} \right), \quad \alpha_n = k a_n.$$

До такої системи вже може застосовуватись *прямий чисельний метод дискретних особливостей*, що є певною його перевагою над іншими чисельними методами. Зокрема, для *методу механічних квадратур* ще потрібно виділяти логарифмічну особливість та використовувати відому квадратурну формулу [4]. Звернемо увагу, що для побудови розв'язку для (4) не обов'язково виокремлювати кореневу особливість. Чисельні методи можливо застосовувати безпосередньо до (4).

Для тестування алгоритмів чисельних методів та перевірки правильності розв'язку задачі розсіювання важливо мати його у явному аналітичному вигляді. Зрозуміло, що це здійснюється при певних припущеннях, які можуть значно звужити частотний діапазон застосування асимптотичних математичних моделей. Така можливість була реалізована при розробці теорії взаємодії плоскої електромагнітної хвилі з електрично-вузькими стрічками [15, 16, 20]. Тому зараз приділимо певну увагу розробці асимптотичної моделі взаємодії E – поляризованої хвилі електрично-вузькими стрічками з імпедансом.

Вузькострічкова модель розсіювання E -поляризованої хвилі провідними стрічками з імпедансом.

Основним припущенням при розробці даної асимптотичної моделі є те, що довжина хвилі має бути великою у порівнянні з шириною стрічок, а стрічки достатньо віддалені одна від іншої. Тому дану асимптотичну модель можемо вважати довгохвильовою, а систему стрічок слабо наповненою, як у випадку з ґратками [14]. Основним методом буде класичний метод Релея, який добре себе зарекомендував при дослідженні задач розсіювання хвиль ідеально провідними стрічками чи щілинами у ідеально провідному екрані [11, 12]. Для нашої задачі розсіювання вже є правильна математична модель у вигляді системи особливих інтегральних рівнянь першого роду (4). Тому слід приділити увагу дослідженню ядерних функцій та функцій у правих частинах зазначеної системи. Це дослідження визначає вид подання шуканої вихідної функції довгохвильової моделі. Почнемо з діагональних ядерних функцій, що визначаються відомою циліндричною функцією від аргументу $\alpha_n |\tau - t|$. Звідси стає очевидно логарифмічна особливість діагональних ядерних функцій у разі співпадіння внутрішньої змінної із зовнішньою. Її варто виокремити, скориставшись відомим розвиненням циліндричної функції в майже степеневий ряд:

$$H_0^{(1)}(\alpha |u|) = \frac{2i}{\pi} \left\{ \ln \frac{\gamma \alpha |u|}{2i} + \sum_{m=1}^{+\infty} \left[\frac{(-1)^m}{(m!)^2} \left(\frac{\alpha |u|}{2} \right)^{2m} \left(\ln \frac{\gamma \alpha |u|}{2i} - \sum_{p=1}^m \frac{1}{p} \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Тут постійна $\ln \gamma = C \approx 0,5772\dots$ є *постійною Ейлера*. Відомі функції у правій частині визначаються звичайними експоненціальними функціями, що мають гарне і добре знане розвинення у степеневий ряд.

Застосуємо класичний метод Релея, припускаючи, що безрозмірні частотні параметри $\alpha_n = k a_n$ є достатньо малими, щоб можна було обмежуватись кількома доданками в рядах, що представляють відомі та невідомі величини. Слід також зважати на те, що стрічки достатньо віддалені одна від іншої. Зокрема, використовуючи зазначені вище розвинення діагональних ядерних функцій в ряд (5) та відомі функції у правій частині, приходимо до такої системи особливих інтегральних рівнянь першого роду:

$$\begin{cases} \int_{-1}^1 j_{10}(t) \cdot \ln \frac{\gamma \alpha_1}{2i} |\tau - t| dt + j_{20} \cdot R_{12} = \frac{2\pi}{q_3 \mu - 1}, \quad |\tau| < 1; \\ j_{10} \cdot R_{21} + \int_{-1}^1 j_{20}(t) \cdot \ln \frac{\gamma \alpha_2}{2i} |\tau - t| dt = \frac{2\pi}{q_3 \mu - 1} \cdot \exp[ik(q_1 b + q_3 c)]. \end{cases} \quad (6)$$

Тут нові невідомі функції $j_{m0}(t)$, $m = 1, 2$ визначають головні доданки вихідних функцій даної довгохвильової математичної моделі. Введені для спрощення також невідомі та відомі сталі:

$$j_{m0} = \int_{-1}^1 j_m(t) dt, \quad R_{12} = R_{21} = \pi \cdot H_0^{(1)}(\rho_{12}) / 2i, \quad \rho_{12} = k \sqrt{b^2 + c^2}.$$

Ця система найпростіших особливих інтегральних рівнянь першого роду вже має явний аналітичний розв'язок, який можна отримати за тією ж схемою, що і у випадку задачі розсіювання однією стрічкою [21]. От-

же, скориставшись *формулою обернення Карлемана*, отримаємо явний аналітичний розв'язок системи особливих інтегральних рівнянь першого роду (6) у $j_{m0}(x) = j_{m0} : (\pi\sqrt{1-x^2})$. Невідомі сталі величини j_{m0} досить просто знайти з системи лінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{cases} j_{10} \cdot \ln \frac{\gamma\alpha_1}{4i} + j_{20} \cdot R_{12} = \frac{2\pi}{q_3\mu-1}, \\ j_{10} \cdot R_{12} + j_{20} \cdot \ln \frac{\gamma\alpha_2}{4i} = \frac{2\pi}{q_3\mu-1} \cdot \exp[ik(q_1b + q_3c)]. \end{cases} \quad (7)$$

Отже, маємо розв'язок задачі розсіювання E – поляризованої хвилі двома провідними стрічками з імпедансом у явному аналітичному вигляді, який дозволяє проводити певні дослідження [15, 16, 20]. Основним недоліком довгохвильової математичної моделі розсіювання E – поляризованої хвилі двома достатньо віддаленими стрічками є те, що частотний діапазон суттєво звужується. Щоб отримати розв'язок задачі розсіювання у всьому діапазоні частот застосуємо два відомих та добре обґрунтованих прямих чисельних методи. Це метод механічних квадратур та метод дискретних особливостей, що розроблені вітчизняними науковцями.

Чисельні методи. Алгоритмізація. Застосуємо квадратурні формули для обчислення інтегралів у системі СІР першого роду (4) використовуючи квадратурні вузли:

$$t_l = -\cos[(l-1/2) \cdot \pi / N], \quad l = 1, \dots, N,$$

та обчислюючи їх на множині точок коллокацій:

$$\tau_{k1} = -\cos[(k1-1/2+s) \cdot \pi / N], \quad k1 = 1, \dots, N, \quad s = 0.25,$$

тоді отримаємо для значень $n, m = 1, 2$:

$$\int_{-1}^1 H_0^{(1)}(\sqrt{(k(x_{n0}-x_{m0})+\alpha_m\tau_{k1}-\alpha_nt)^2+k^2(z_{n0}-z_{m0})^2}) \cdot \psi_m(t) dt \approx \sum_{l=1}^N Anm_{k1,l} \cdot \psi_{m_l}.$$

Введемо компоненти чотирьох квадратних матриць:

$$Anm_{k1,l} = \frac{2}{N} H_0^{(1)}\left(\sqrt{(k(x_{n0}-x_{m0})+\alpha_m\tau_{k1}-\alpha_nt_l)^2+k^2(z_{n0}-z_{m0})^2}\right), \quad (8)$$

та матриці взаємних відстаней для вузлових точок та точок колокацій:

$$drnm_{k1,l} = \sqrt{(k(x_{n0}-x_{m0})+\alpha_m\tau_{k1}-\alpha_nt_l)^2+k^2(z_{n0}-z_{m0})^2}.$$

Позначимо також вектори правих частин

$$Fm_{k1} = 4i \frac{\exp[ik(q_1x_{m0} + q_3z_{m0})]}{q_3\mu-1} \cdot \exp(iq_1\alpha_m\tau_{k1}),$$

що приводить до системи лінійних алгебраїчних рівнянь для СІР першого роду (4) відносно невідомих компонент векторів $\psi_{m_l} = \psi_m(\tau_l)$:

$$\sum_{m=1}^2 \sum_{l=1}^N Anm_{k1,l} \cdot \psi_{m_l} = Fm_{k1}, \quad n = 1, 2.$$

Таку систему для СІР першого роду (4) представимо в блочному вигляді як

$$\begin{cases} A11 \cdot \psi 1 + A12 \cdot \psi 2 = F1, \\ A21 \cdot \psi 1 + A22 \cdot \psi 2 = F2 \end{cases} \quad (9)$$

або в стандартній формі

$$A \cdot \psi = F, \quad (10)$$

де

$$A = \begin{pmatrix} A11 & A12 \\ A21 & A22 \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi 1 \\ \psi 2 \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} F1 \\ F2 \end{pmatrix}.$$

Виділяючи сингулярні (з логарифмічною особливістю в (8) з урахуванням (5)) та регулярні складові у блочних матрицях $A_{nn} = S_{nn} + R_{nn}$, систему (9) перепишемо у вигляді, зручному для побудови чисельного алгоритму:

$$\begin{cases} (S11 + R11) \cdot \psi 1 + A12 \cdot \psi 2 = F1, \\ A21 \cdot \psi 1 + (S22 + R22) \cdot \psi 2 = F2. \end{cases}$$

Введемо матриці

$$S = \begin{pmatrix} S11 & 0 \\ 0 & S22 \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} R11 & A12 \\ A21 & R22 \end{pmatrix},$$

тоді (10) можна переписати у такому вигляді:

$$S \cdot J + R \cdot J = F.$$

Відповідно до перетворення Карлемана, дискретний аналог розв'язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь з логарифмічною особливістю має вигляд:

$$\psi = (I + S^{-1} \cdot R)^{-1} \cdot S^{-1} \cdot F. \quad (11)$$

Елементи матриці A в (10), обчислюються в (8) через значення функції Ганкеля 1 роду нульового порядку, яка є фундаментальним розв'язком рівняння Гельмгольца.

Систему (9) можна досліджувати, об'єднавши її в одну систему (10) або розглядаючи її як систему для двох невідомих векторів з матричними коефіцієнтами. Тоді, використовуючи аналог *формули Крамера* для систем з матричними коефіцієнтами з векторними невідомими, її розв'язок має вигляд:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= (A11 \cdot A22 - A21 \cdot A12)^{-1} \cdot (A22 \cdot F1 - A12 \cdot F2), \\ \psi_2 &= (A11 \cdot A22 - A21 \cdot A12)^{-1} \cdot (A11 \cdot F2 - A21 \cdot F1). \end{aligned} \quad (12)$$

Розв'язок (9) можливо записати як

$$\begin{aligned} \psi_2 &= (A22 - A21 \cdot A11^{-1} \cdot A12)^{-1} \cdot (F2 - A21 \cdot A11^{-1} \cdot F1), \\ \psi_1 &= -A11^{-1} \cdot A12 \cdot \psi_2 + A11^{-1} \cdot F1. \end{aligned} \quad (13)$$

Аналіз особливостей чисельного методу. Проведене чисельне дослідження розв'язків СЛАР у вигляді (11) при різних N в довгохвильовому наближенні для двострічкової системи (рис. 1 та рис. 2) при їх ширині $2 \cdot a_1 = 2 \cdot a_2 = 2$. Координати центрів двох стрічок $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = b$, $z_2 = c$. Поперечний перетин двострічкової системи має вигляд двох компланарних сегментів.

Результати розрахунків, отриманих за допомогою (11) та за формулами (12), (13), співпадають. Наведемо деякі характеристики дискретизованої моделі СІР та результати порівняння розрахунків з асимптотичною поведінкою розподілу густини струму на стрічках. Так, матриці відстаней $drnm$ мають вигляд (рис. 3) при $n, m = 1, 2$, $N = 25$.

Помітне діагональне домінування елементів матриць відстаней в межах однієї стрічки і помірне симетричне заповнення загальної матриці для відстаней між різними стрічками. Обчислюємо на них значення елементів блочних матриць Anm , апроксимуючих ядра СІР з використання функцій Ганкеля (рис. 4).

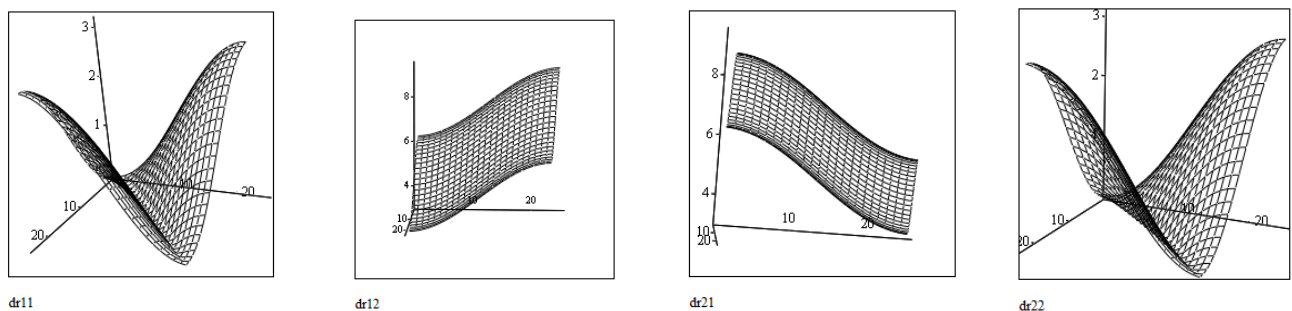


Рис. 3 – Матриці відстаней.

Відмічаємо домінування діагональних елементів об'єднаної матриці, як і в матриці відстаней. Особливості блочних матриць в (9) відслідковуються по зображенням дійсних і уявних частин.

Аналіз дійсних ($RA11$, $RA22$, $RA12$, $RA21$) та уявних ($IA11$, $IA22$, $IA12$, $IA21$) складових у структурі блочних матриць (рис. 4) показує наявність діагонального домінування, що позитивно впливає на властивості чисельного методу для дослідження СЛАР в (9). У випадку, коли $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 0$, $z_2 = c$ (паралельне розташування стрічок), всі блочні матриці в (2) мають діагональне домінування, в загальна матриця A системи (10) має три домінуючі діагоналі, рознесені симетрично головній діагоналі (рис. 5, а, рис. 5, б).

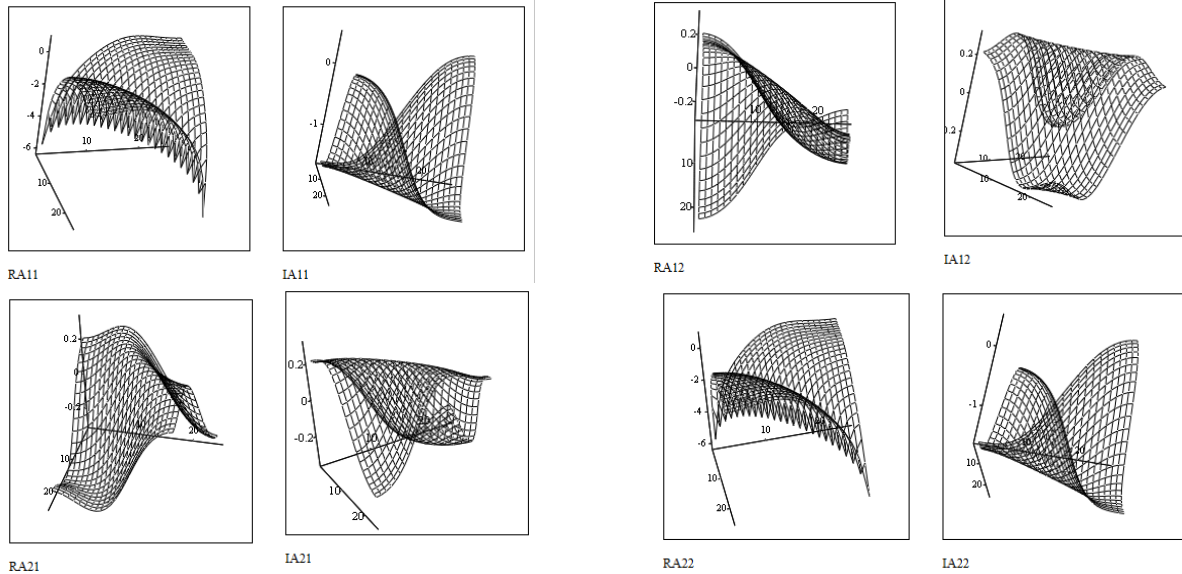


Рис. 4 – Матриці (дійсні RA_{nm} та уявні IA_{nm} частини Anm) системи алгебраїчних рівнянь(9) апроксимуючих (4).

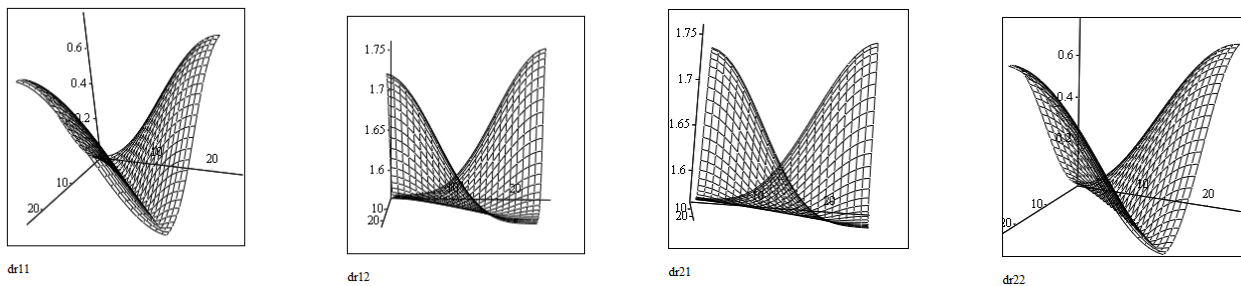


Рис. 5, а – Матриці відстаней при $x_{10}=0$, $z_{10}=0$, $x_{20}=0$, $z_{20}=4$.

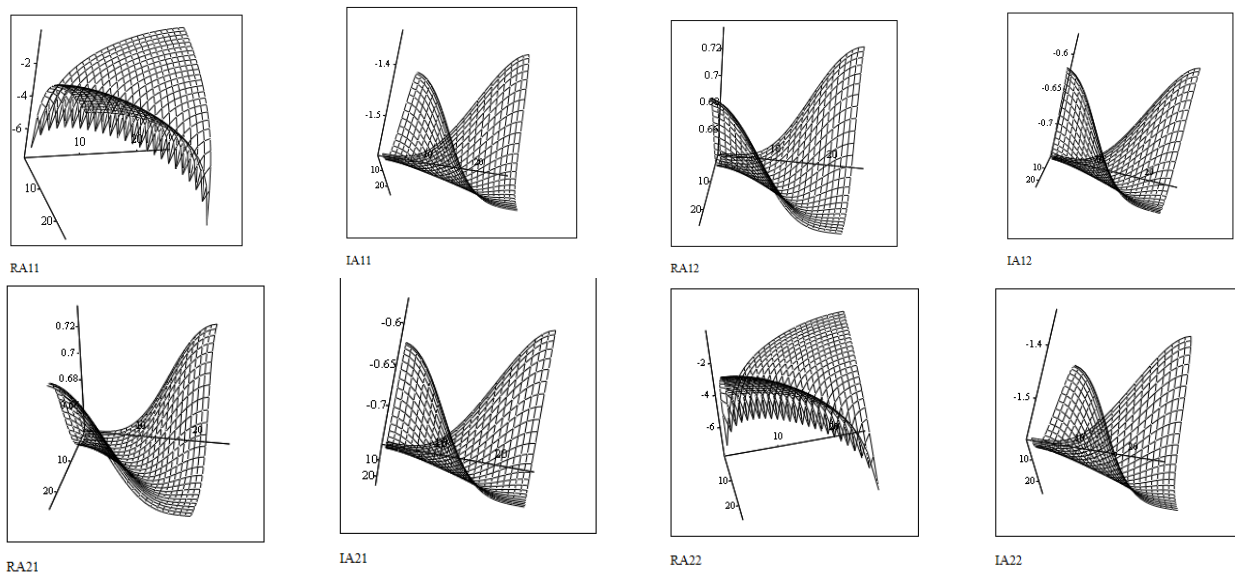


Рис. 5, б – Зображення матриць, апроксимуючих ядра CIR, $x_{10}=0$, $z_{10}=0$, $x_{20}=0$, $z_{20}=4$.

Результати обчислювального експерименту. Досліджуємо характеристики компланарної системи з двох стрічок з імпедансом при зміні довжин хвилі λ , кута падіння хвилі ϕ_0 та $\mu=0.5 \cdot (1+i)$.

Нижче, на рис. 6 а, б – рис. 16 а, б наведено результати розрахунків розподілу модуля густини струму

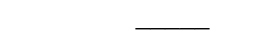
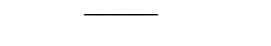
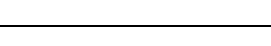
($MJ11, MJ12, MJ13$ – 1 стрічка при $1-\phi_0 = \pi/4$, $2-\phi_0 = \pi/2$, $3-\phi_0 = 3\pi/4$), а на рис. 6, б – рис. 17, б;

($MJ21, MJ22, MJ23$ – 2 стрічка при $1-\phi_0 = \pi/4$, $2-\phi_0 = \pi/2$, $3-\phi_0 = 3\pi/4$) для двох довжин хвиль $\lambda = 4 \cdot a_1$,

$\lambda = 16 \cdot a_1$. На рис. 6, в – рис. 17, в – порівняння розрахунків ($M\psi C1, M\psi C2$ – 1, 2 стрічка) з асимптотичним розподілом при ортогональному падінні електромагнітної хвилі.

Досліджуються наступні режими розсіювання електромагнітної хвилі на стрічках з імпедансом у одній площині та паралельних площинах (табл. 1).

Таблиця 1 – Режимы розсіювання електромагнітної хвилі

1. Далеке розташування стрічок у одній площині	$x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 10, z_2 = 0$	
2. Близьке розташування стрічок у одній площині	$x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 3, z_2 = 0$	
3. Далеке розташування стрічок (компланарні)	$x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 10, z_2 = 4$	
4. Близьке розташування стрічок (компланарні)	$x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 3, z_2 = 4$	
5. Розташування стрічок з перекриттям (компланарні)	$x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 1, z_2 = 4$	
6. Паралельне розташування стрічок	$x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 0, z_2 = 4$	

Розглянемо послідовно наведені структури.

1. Далеке розташування стрічок у одній площині – $x_1 = 0, z_1 = 0, x_2 = 10, z_2 = 0$.

Віддалені стрічки мають слабкий взаємний вплив. Розподіл характеристик струмів при кутах падіння хвилі на 1 та 2 стрічці приблизно співпадають при віддзеркаленні (як для ізольованих). (рис. 6, а, б), для довжини $\lambda = 4 \cdot a_1$. У випадку, коли $\lambda = 16 \cdot a_1$, реалізується симетрія віддзеркалення відповідно до зміни кутів падіння (рис. 7 а, б). Результати розрахунків близькі до асимптотичних значень (рис. 7, в).

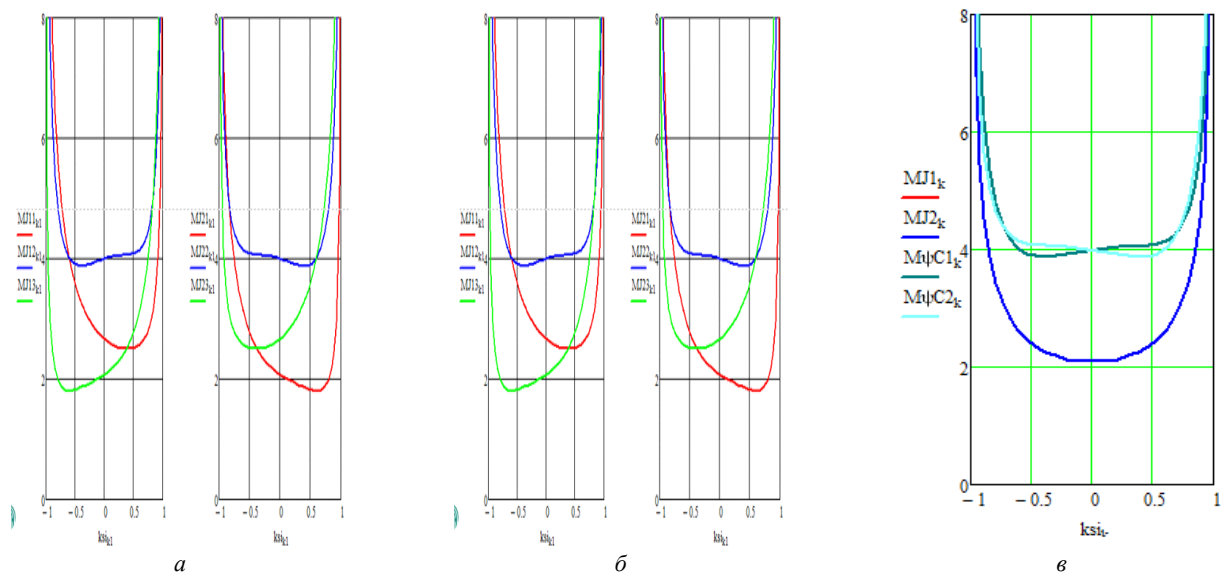


Рис. 6 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 4 \cdot a_1, \phi_0 = \pi/4, \phi_0 = \pi/2, \phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

При великій відстані між стрічками вплив слабкий і зберігається симетрія при різних кутах падінні довгої електромагнітної хвилі.

Зближення стрічок в одній площині призводить до посилення взаємного впливу, кутова симетрія зберігається. Розподіл на 1-й стрічці при $\phi_0 = \pi/4$ співпадає при дзеркальному відображенні з розподілом на 2-й стрічці при $\phi_0 = 3\pi/4$, і навпаки (рис. 8, а, б, рис. 9, а, б).

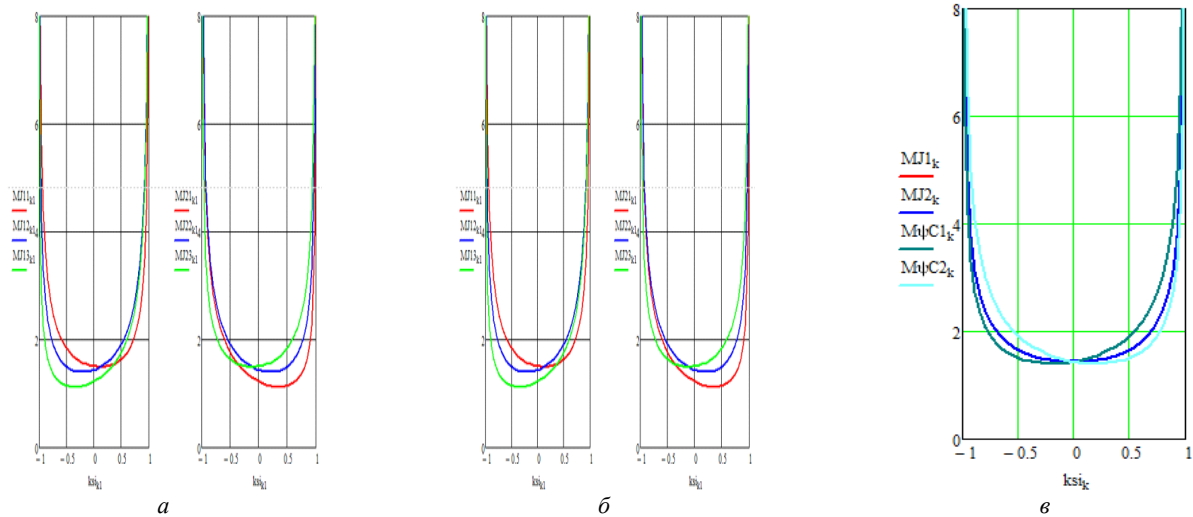


Рис. 7 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 16 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): *a* – 1 стрічка; *b* – 2 стрічка; *v* – порівняння з асимптотичним розподілом.

2. Близьке розташування стрічок у одній площині – $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 3$, $z_2 = 0$.

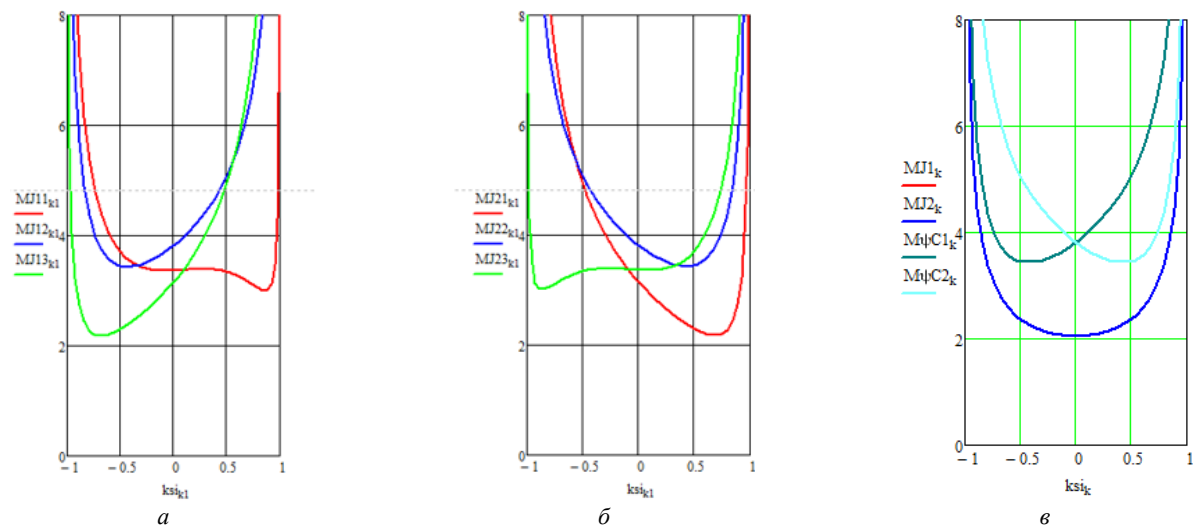


Рис. 8 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 4 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): *a* – 1 стрічка; *b* – 2 стрічка; *v* – порівняння з асимптотичним розподілом.

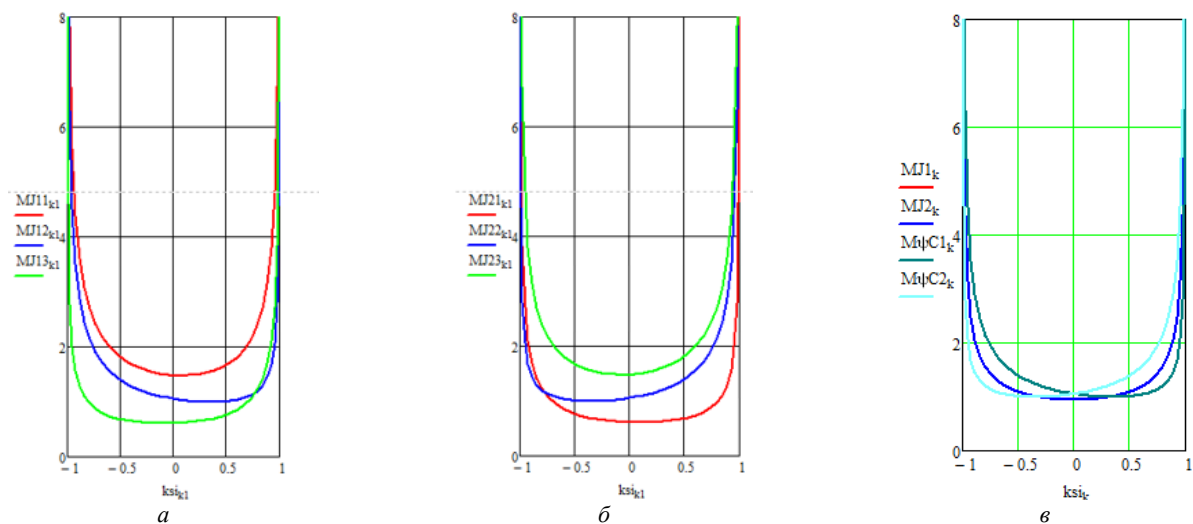


Рис. 9 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 16 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): *a* – 1 стрічка; *b* – 2 стрічка; *v* – порівняння з асимптотичним розподілом.

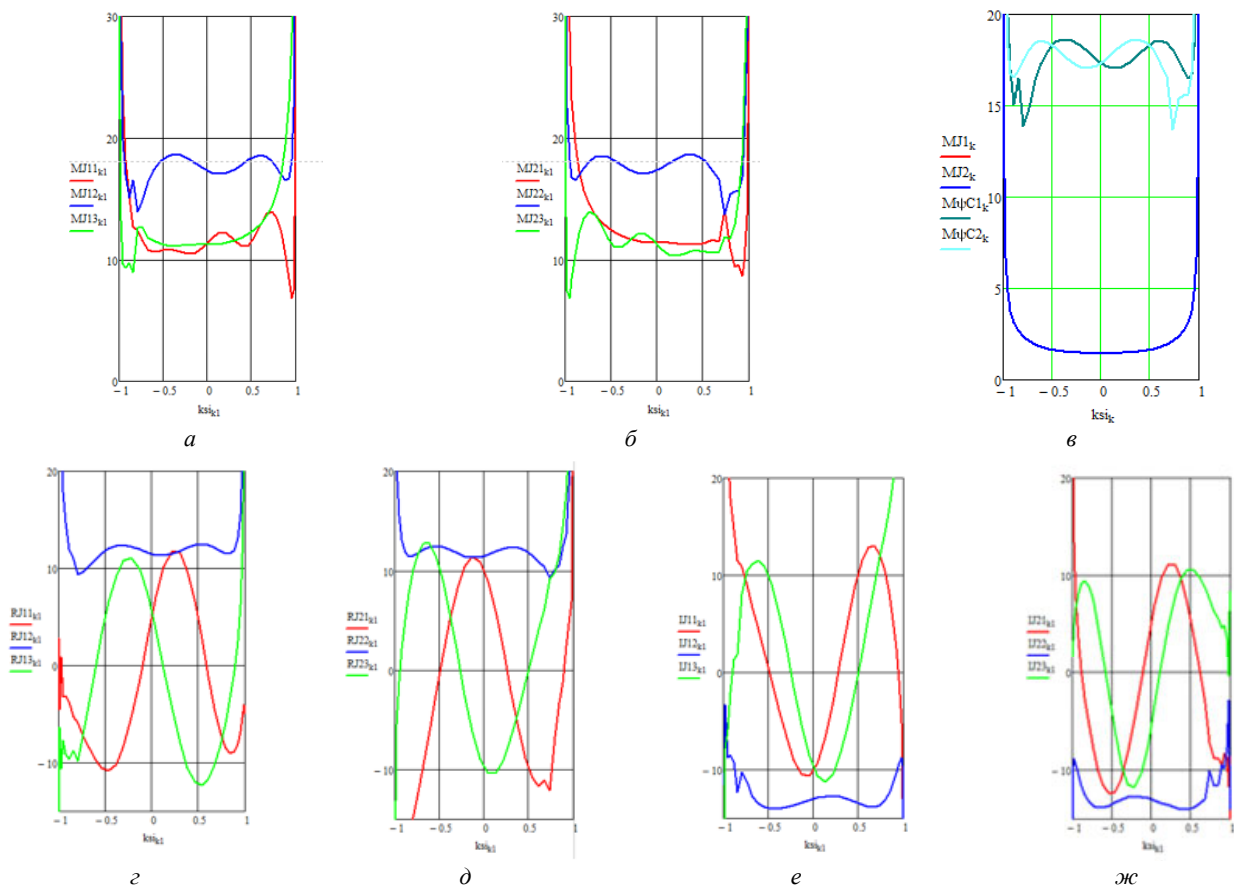


Рис. 10 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 1 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом; г, е – дійсні частини розподілу струмів на стрічках; д, ж – уявні частини розподілу струмів на стрічках.

При падінні короткої хвилі довжиною в половину ширини стрічки ($x_2 = 3$) величини розподілів струму збільшуються на порядок. Розподіли на стрічках при однакових неортогональних кутах падіння хвилі близькі (симетрія віддзеркалення). При нормальному падінні хвилі симетрія віддзеркалення у розподілі густини струму визначена взаємним впливом стрічок при близькому розташуванні в одній площині. Відзначимо при аналізі дійсних (рис. 10 г, е) та уявних (рис. 10 д, ж) частин розподілу струмів на стрічках наявність різних знаків у них на краях стрічок.

3. Далеке розташування стрічок (компланарні) – $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 10$, $z_2 = 4$.

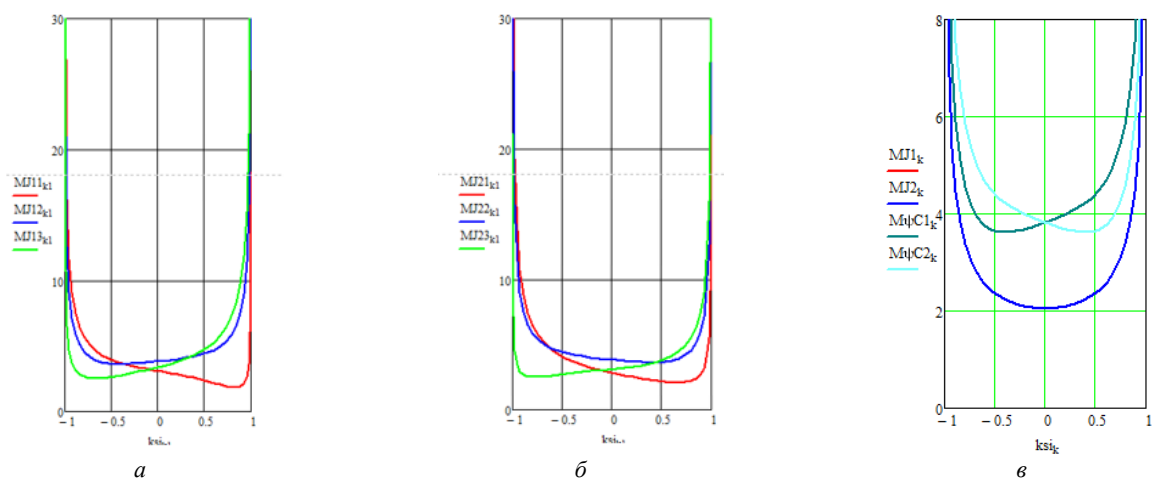


Рис. 11 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 4 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

На довжині $\lambda = 1 \cdot a_1$ зберігається симетрія віддзеркалення при нормальному падінні електромагнітної хвилі.

Вісник Національного технічного університету «ХПІ». Серія: Математичне моделювання в техніці та технологіях, №1 (8)'2025.

лі в розподілі струмів (рис. 11 а, б), але маємо значне відхилення від асимптотичного розподілу (рис. 10 в). Несиметрична конфігурація стрічок породжує несиметричний розподіл густин струмів при падінні різних довгих хвиль (рис. 11 а, б, рис. 12 а, б).

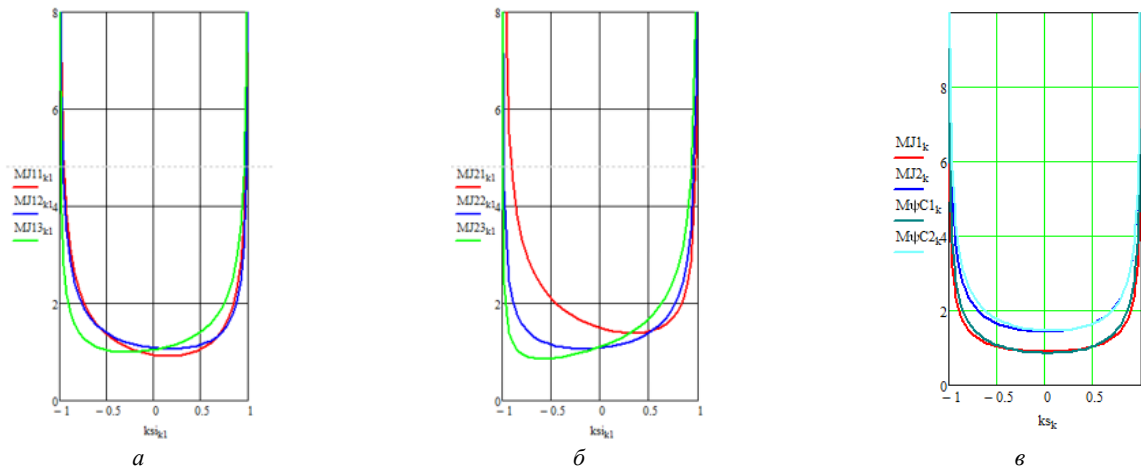


Рис. 12 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 16 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

Зближення компланарних стрічок посилює їх електромагніту взаємодію (рис. 13 а, б, рис. 14 а, б) при вказаних довжинах хвиль та кутах їх падіння.

4. Близьке розташування стрічок (компланарні) – $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 3$, $z_2 = 4$.

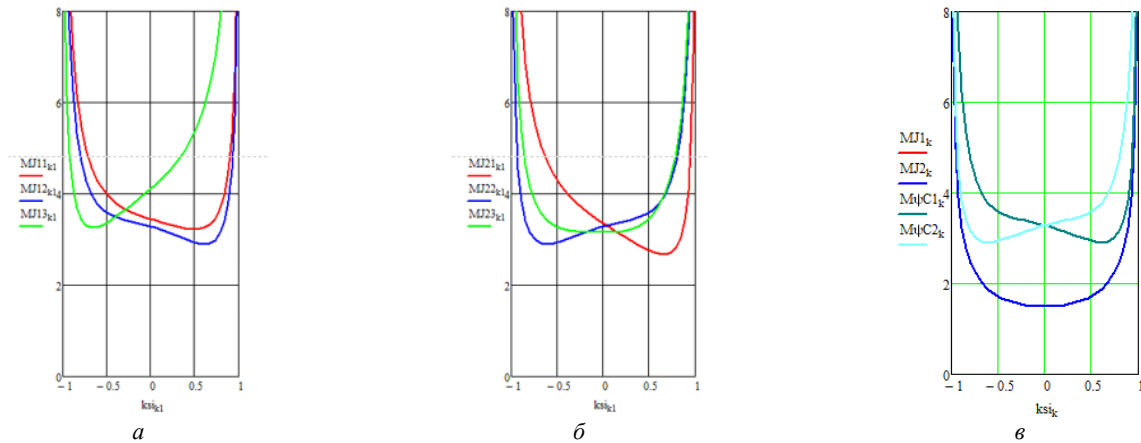


Рис. 13 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 4 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

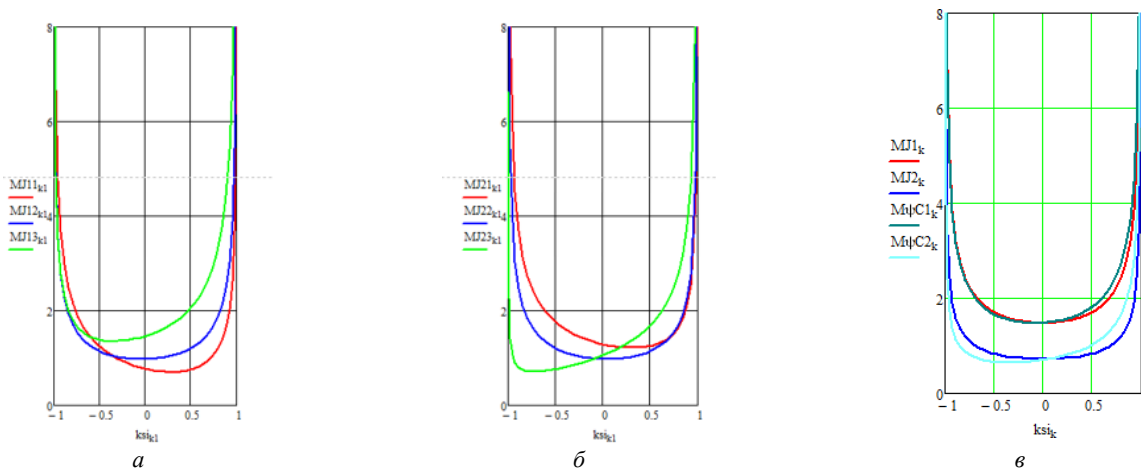


Рис. 14 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 16 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

Подальше зближення стрічок з перекриттям (рис. 15 а, б) приводить до суттєвої різниці в розподілах густини струму на них при $\lambda = 4 \cdot a_1$. Збільшення довжини хвилі, $\lambda = 16 \cdot a_1$ нівелює різницю в розподілах (рис. 16 а, б).

5. Розташування стрічок з перекриттям (компланарні) – $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 1$, $z_2 = 4$.

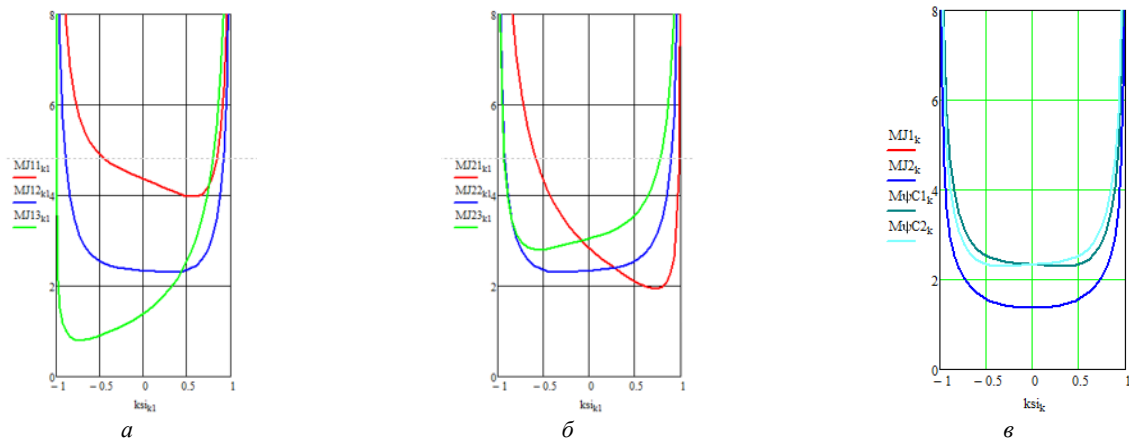


Рис. 15 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 4 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

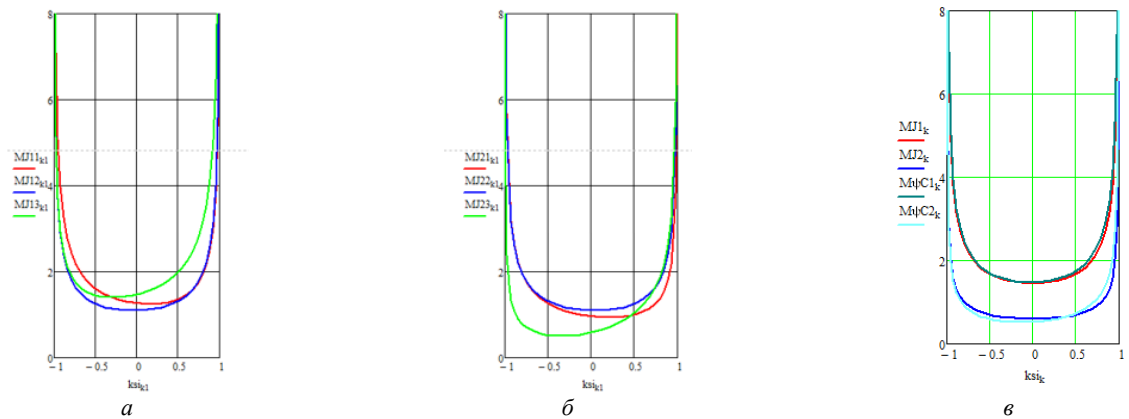


Рис. 16 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 16 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

При паралельному розташуванні однакових стрічок розподіли симетризуються по куту в межах кожної стрічки (рис. 17 а, б, $\lambda = 4 \cdot a_1$, рис. 18 а, б, $\lambda = 16 \cdot a_1$) і є близькі по відповідній формі між стрічками. Довга хвиля ($\lambda = 16 \cdot a_1$) породжує розподіли густини струму, які мало відрізняються при різних величинах перекриття стрічок (рис. 16 а, б та рис. 18 а, б).

6. Паралельне розташування стрічок – $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 0$, $z_2 = 4$.

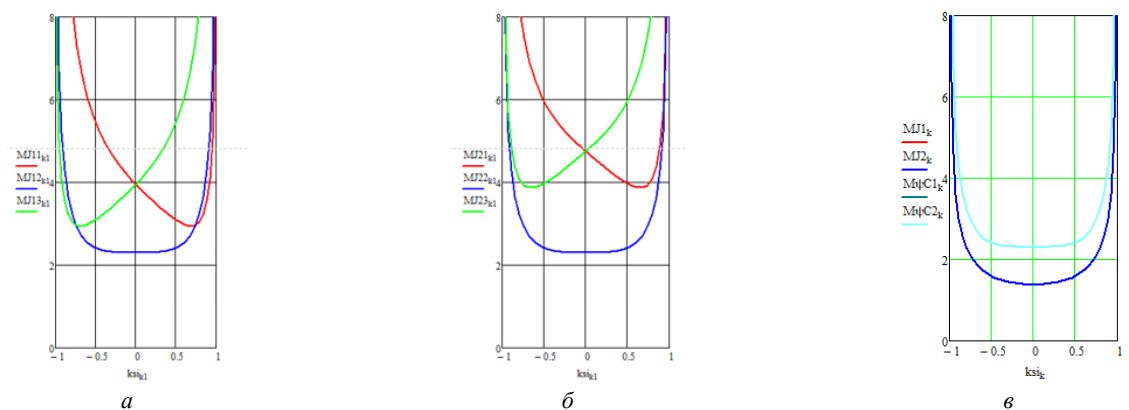


Рис. 17 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 4 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

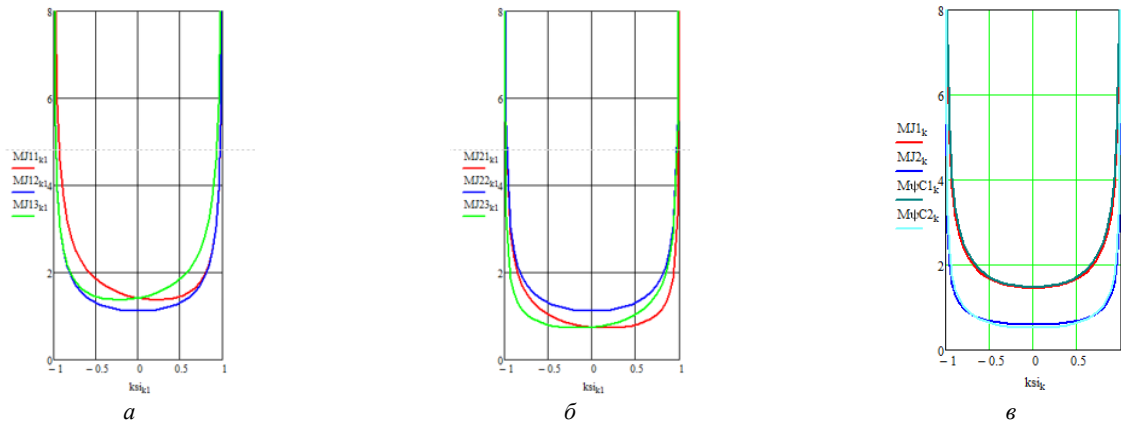


Рис. 18 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 16 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом.

Зменшення довжини хвилі приводить до суттєвого збільшення густини струму в розподілах на стрічках і формує значну його неоднорідність між краями стрічок (рис. 19 а, б) і помітне відхилення від асимптотичних значень (рис. 19 в). Якій така неоднорідність проявляється в розподілах дійсної і уявної частини величини густини струму у випадку розташування стрічок в одній площині (рис. 10 з, д, е, ж) та в різних з перекриттям (рис. 19 з, д, е, ж).

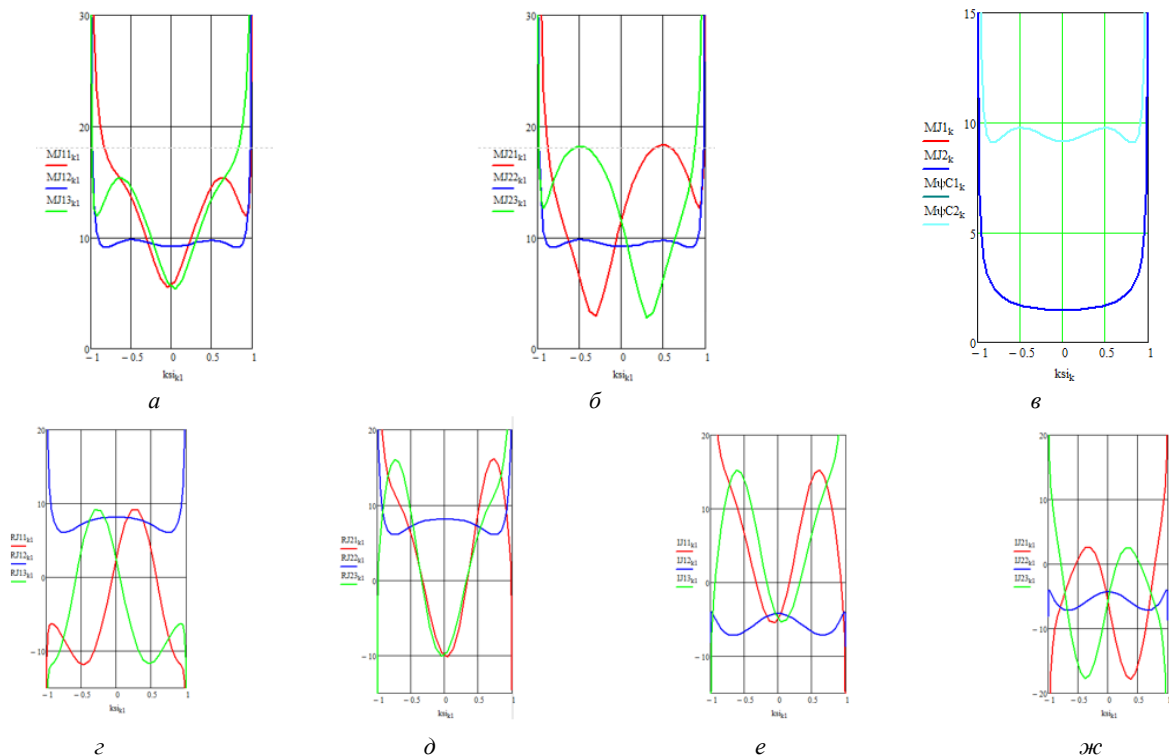


Рис. 19 – Розподіл густин струмів на двох стрічках ($\lambda = 1 \cdot a_1$, $\phi_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_0 = 3\pi/4$): а – 1 стрічка; б – 2 стрічка; в – порівняння з асимптотичним розподілом; з, е – дійсні частини розподілу струмів на стрічках; д, ж – уявні частини розподілу струмів на стрічках.

Перспективи подальших досліджень. Надалі необхідність дослідження полів, створених струмами на стрічках, в точках поза стрічками, приведе до відповідних квадратурних формул для інтегрального представлення параметрів електромагнітного поля.

Важливе дослідження резонансних умов для неперіодичних (фінітних) структур із стрічок ідеально провідних та з імпедансом при довільному розташуванні їх слідів в площині $y = 0$, визначення геометричного фактора резонансу.

Висновки. Для дослідження розсіювання E – поляризованої хвилі компланарною системою з двох стрічок з імпедансом спочатку використовується класичний метод інтегрального рівняння. В результаті виникне мате-

матична модель у вигляді системи змішаних інтегрально-диференціальних рівнянь. Далі відділенням диференціальної частини від інтегральної та користуючись методом малого параметра отримано коректну математичну модель розсіювання E – поляризованої хвилі як системи сингулярних інтегральних рівнянь першого роду.

Для тестування алгоритмів для прямих чисельних методів та перевірки правильності розв'язку задач розроблена асимптотична модель розсіювання E – поляризованої хвилі електрично-взв'язаними стрічками з імпедансом. Важливо, що у цьому випадку розв'язок задачі розсіювання отримано у явному аналітичному вигляді. Зрозуміло, що це здійснювалось при певних припущеннях, які можуть значно звужити частотний діапазон застосування асимптотичних математичних моделей. Для знаходження розв'язку задачі розсіювання у всьому діапазоні частот були успішно застосовані два відомі та добре обґрунтовані прямі чисельні методи. Це метод механічних квадратів та метод дискретних особливостей, розроблені вітчизняними науковцями.

Ефективність чисельного методу пов'язана з досконалістю методів розв'язання систем лінійних алгебраїчних рівнянь. Відзначимо вплив дистанції між стрічками на розподіл параметра струму по ній в залежності від довжини хвилі та кута падіння.

Достатнє співпадіння розподілів параметрів струму по стрічці, отриманих в розрахунковій моделі та з асимптотичними по імпедансу значеннями.

Розподіл по ширині стрічки параметру струму аналізується по його величинам модуля та дійсної і уявної частини. Уявна частина є малою в порівнянні із дійсною.

Список літератури

1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. М., Масалов С. О., Сологуб В. Г. Дифракція хвиль на ґратках. – Х. : Вид. Харьк. держ. ун-та, 1973. – 287 с.
2. Шестопалов В. П., Кириленко А. О., Масалов С. О., Сіренко Ю. К. Резонансне розсіювання хвиль. У 2 т. 1 т. Дифракційні ґратки. – Київ: Наукова Думка, 1986. – 232 с.
3. Литвиненко Л. М., Просвірін С. Л. Спектральні оператори розсіювання у задачах дифракції хвиль на плоских екранах. – Київ : Наукова Думка, 1984. – 240 с.
4. Назарчук З. Т. Числові дослідження дифракції хвиль на циліндричних структурах. – Київ : Наукова думка, 1989. – 256 с.
5. Шестопалов В. П., Тучкин Ю. О., Поединчук А. Ю., Сіренко Ю. К. Нові методи розв'язку прямих та обернених задач теорії дифракції. – Х. : Основа, 1997. – 283 с.
6. Mandelbrot B. The Fractal Geometry of Nature. – New York : W.H. Freeman and Company, 1983. – 655 p.
7. Falconer K. J. Fractal Geometry: Mathematical Foundations and Applications. – Wiley. Chichester. 2003. – 435 p.
8. Edgar G. A., Measure. Topology and Fractal Geometry. – New York : Springer, 2008. – 543 p.
9. Jaggard D. L. Fractal Electrodynamics : Wave interactions with discretely self – similar structure, in: C. Baum and H. Kritikos // Electromagnetic Symmetry. – Washington DC, Taylor and Francis Publishers, 1995. – pp. 231 – 261.
10. Werner D. H., Ganguly S. An Overview of fractal antenna engineering research // IEEE Antenna & Propagation magazine. – 2003. – vol. 45(1). – pp. 38 – 57.
11. Koshovy G. I. Wave's diffraction by pre-fractal system of splits in a plane screen // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2011. – vol. 3(4). – pp. 66 – 72.
12. Хьонл Х., Мауе А., Вестпфаль К. Теория дифракции. – М. : Мир, 1964. – 428 с.
13. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. – М. : Наука, 1977. – 640 с.
14. Koshovy G. I. The plane H – polarized electromagnetic wave scattering by pre-fractal grating of impedance strips // Int. Journal of Microwave and Wireless Technologies. – 2020. – vol. 12 (10). – pp. 269 – 275.
15. Koshovy G. I., Koshovy A. G. The Carleman regularization technique in Modelling of the Plane E – polarized EM Wave Scattering by Flat System of Impedance Strips // IET Microwaves, Antennas and Propagation. – 2021. – vol. 15(10). – pp. 1218 – 1224.
16. Koshovy G. I., Koshovy A. G. The Regularization Technique in Modeling of the Plane E – Polarized EM Wave Scattering by Coplanar System of Electrically Conducting Flat Strips // Applied Sciences (Switzerland). – 2023. – vol. 13(9). 5488.
17. Гандель Ю. В., Душкін В. Д. Математические модели двумерных задач дифракции : Сингулярные интегральные уравнения и численные методы дискретных особенностей. – Х. : АБВ МБСУ, 2012. – 544 с.
18. Koshovy G. I., Koshovy A. G., Ahapova O. O. Investigation of Problems of Electromagnetic Wave Scattering by Conductive Strip Gratings Using Integral Equation Method // Radio electronics and Communications Systems. – 2023. – vol. 66(9). – pp. 439 – 453. DOI:10.3103/S0735272723080022.
19. Душкін В. Д., Жученко С. В. Чисельне моделювання розсіювання електромагнітних хвиль на решітках з одновимірною квазіфрактальною структурою періоду // Вісник НТУ «ХПІ». Серія : Математичне моделювання в техніці та технологіях. – Харків: НТУ «ХПІ», 2023. – № 1. – С. 110 – 115. DOI: 10.20998/2222-0631.2023.01.16.
20. Ванин В. А., Просвірін С. Л. Дифракция нестационарной электромагнитной волны на бипериодической решётке // Радиофизика и радиоастрономия. 2004, vol. 9, no. 4, pp. 417–429.
21. Vanin V. A., Pershyina Y. I. Scattering of electromagnetic waves on flat grid two-periodic structures // Radio Electronics, Computer Science, Control. – 2024. – №1(68). – P. 41 – 50.

References (transliterated)

1. Shestopolov V. N., Litvinenko L. M., Masalov S. O., Sologub V. G. *Dyfraktsiya khvyli' na gratkakh* [Diffraction of waves on gratings]. Kharkiv, Vyd. Kharkiv. derzh. Un-ta, 1973. 287 p.
2. Shestopolov V. N., Kyrylenko A. O., Masalov S. O., Sirenko Yu. K. *Rezonansne rozsiyuvannya khvyli'. U 2 t., t. 1. Dyfraktsiyni gratky* [Resonant wave scattering. In 2 volumes. 1 volume. Diffraction gratings]. Kyiv, Naukova Dumka Publ., 1986. 232 p.
3. Lytyvnenko L. M., Prosvirnin S. L. *Spektral'ni operatory rozsiyuvannya u zadachakh dyfraktsiyi khvyli' na ploskykh ekranakh* [Spectral scattering operators in problems of wave diffraction on flat screens]. Kyiv, Naukova Dumka Publ., 1984. 240 p.
4. Nazartschuk Z. T. *Chyslove doslidzhennya dyfraktsiyi khvyli' na tsylindrychnykh strukturakh* [Numerical study of wave diffraction on cylindrical structures]. Kyiv, Naukova Dumka Publ., 1989. 256 p.
5. Shestopolov V. N., Tuchyn Yu. O., Poedynchuk A. Yu., Sirenko Yu. K. *Novi metody rozv'yazku pryamykh ta obrnennykh zadach teoriyi dy-*

- fraktsiyi* [New methods for solving direct and inverse problems of diffraction theory]. Kharkiv, Osnova Publ., 1997. 283 p.
6. Mandelbrot B. *The Fractal Geometry of Nature*. New York, W.H. Freeman and Company, 1983. 655 p.
 7. Falconer K. J. *Fractal Geomtry: Mathematical Foundations and Applications*. Wiley, Chichester, 2003. 435 p.
 8. Edgar G. A., Measure. *Topology and Fractal Geometry*. New York, Springer, 2008. 543 p.
 9. Jaggard D. L. Fractal Electrodynamics : Wave interactions with discretely self – similar structure, in: C. Baum and H. Kritikos. *Electromagnetic Symmetry*. Washington DC, Taylor and Francis Publishers, 1995. pp. 231–261.
 10. Werner D. H., Ganguly S. An Overview of fractal antenna engineering research. *IEEE Antenna & Propagation magazine*. 2003, vol. 45(1), pp. 38–57.
 11. Koshovy G. I. Wave's diffraction by pre-fractal system of splits in a plane screen. *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2011, vol. 3(4), pp. 66–72.
 12. Khonl' Kh., Maue A., Vestpfall' K. *Teoriya difraktsii* [Diffraction theory]. Moscow, Mir Publ., 1964. 428 p.
 13. Gakhov F. D. *Kraevye zadachi* [Boundary value problems]. Moscow, Nauka Publ., 1977. 640 p.
 14. Koshovy G. I. The plane H – polarized electromagnetic wave scattering by pre-fractal grating of impedance strips. *Int. Journal of Microwave and Wireless Technologies*. 2020, vol. 12 (10), pp. 269–275.
 15. Koshovy G. I., Koshovy A. G. The Carleman regularization technique in Modelling of the Plane E – polarized EM Wave Scattering by Flat System of Impedance Strips. *IET Microwaves, Antennas and Propagation*. 2021, vol. 15(10), pp. 1218–1224.
 16. Koshovy G. I., Koshovy A. G. The Regularization Technique in Modeling of the Plane E – Polarized EM Wave Scattering by Coplanar System of Electrically Conducting Flat Strips. *Applied Sciences (Switzerland)*. 2023, vol. 13(9), 5488.
 17. Gandel' Yu. V., Dushkin V. D. *Matematicheskie modeli dvukhmernykh zadach difraktsii : Singulyarnye integral'nye uravneniya i chislennyye metody diskretnykh osobennostey* [Mathematical models of two-dimensional diffraction problems : Singular integral equations and numerical methods of discrete singularities]. Kharkiv, ABB MVSU Publ., 2012. 544 p.
 18. Koshovy G. I., Koshovy A. G., Ahapova O. O. Investigation of Problems of Electromagnetic Wave Scattering by Conductive Strip Gratings Using Integral Equation Method // *Radio electronics and Communications Systems*. – 2023. – vol. 66(9). – pp. 439 – 453. DOI:10.3103/S0735272723080022.
 19. Dushkin V. D., Zhuchenko S. V. Chysel'ne modelyuvannya rozsiyuvannya elektromagnitnykh khvyly' na reshitkakh z odnovymirnoyu kvazifrak-tal'noyu strukturoyu periodu [Numerical modeling of the dispersion of electromagnetic coils on lattices with a one-dimensional quasi-fractal period structure]. *Visnyk NTU "KhPI". Seriya : Matematychnye modelyuvannya v tekhnitsi ta tekhnologiyakh* [Bulletin of the National Technical University "KhPI". Series : Mathematical modeling in engineering and technologies]. Kharkiv, NTU "KhPI" Publ., 2023, no. 1, pp. 110–115. DOI: 10.20998/2222-0631.2023.01.16.
 20. Vanin V. A., Prosvirnin S. L. Difraktsiya nestatsionarnoy elektromagnitnoy volny na biperiodicheskoy reshetke [Diffraction of non-stationary electromagnetic waves on biperiodic grates]. *Radiophysika i radioastronomiya* [Radiophysics and radio astronomy]. 2004, vol. 9, no. 4, pp. 417–429.
 21. Vanin V. A., Pershyna Y. I. Scattering of electromagnetic waves on flat grid two-periodic structures. *Radio Electronics, Computer Science, Control*. 2024, no. 1(68), pp. 41–50.

Надійшла (received) 27.03.2025

Відомості про авторів / Information about authors

Ванін Віктор Антонович – доктор технічних наук, професор, професор кафедри вищої математики, Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», м. Харків; тел.: (095) 819-89-23; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3523-7505>; e-mail: vvaplb5256@gmail.com.

Vanin Viktor Antonovych – Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor at the Department of Higher Mathematics, National Technical University «Kharkiv Polytechnic Institute», Kharkiv; tel.: (095) 819-89-23; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3523-7505>; e-mail: vvaplb5256@gmail.com.

Кошовий Георгій Іванович – кандидат фізико-математичних наук, доцент, старший науковий співробітник відділу № 35, Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Вул. Проксури 12, м. Харків; тел.: (098) 851-32-21; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7991-8591>; e-mail: gikosh@gmail.com.

Koshovy George Ivanovych – PhD, Associate Professor, Senior Scientist of the Department №35, O. Ya. Usikov Institute of Radio-Physics and Electronics of the NAS Ukraine, Vul. Proskury 12, Kharkiv; tel.: (098) 851-32-21; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7991-8591>; e-mail: gikosh@gmail.com.