

ТРИВИМІРНА МОДЕЛЬ ФОКУСУЮЧОЇ ТА ВИПРОМІНЮЮЧОЇ АНТЕННОЇ РЕШІТКИ

Розглянуто тривимірну антенну систему, яка моделюється лінійною решіткою, що фокусує випромінювання у дальній зоні. Система складається із нахилених стосовно вертикальної осі напівпрозорих плоских дзеркал. Геометрія системи задовольняє квазіоптичні умови. Відстань між окремими елементами системи відповідає умовам зони Френеля, а діаграма випромінювання системи розраховується в її дальній зоні. Відокремлення змінних передбачається в апертурах окремих елементів і в компонентах діаграми випромінювання. Отримано явні формули для значень полів у складових елементах антени та створеної діаграми випромінювання. Здатність системи створювати діаграми випромінювання різної форми підтверджується числовими результатами.

Ключові слова: лінійна решітка, напівпрозора апертура, квазіоптичні умови, коефіцієнти відбивання і проходження, діаграма випромінювання, результати моделювання.

Вступ. Квазіоптичний підхід є перспективним інструментом у процесі дослідження задач електромагнетизму, пов'язаних із антенами та решітками, системами зв'язку, застосуваннями плазми та розробки комунікаційних систем. Вищезазначений підхід базується на геометричній теорії дифракції і дає можливість отримати розв'язок задачі розсіювання електромагнітних (ЕМ) хвиль у випадку, коли розмір досліджуваної структури є великим порівняно з довжиною хвилі. Існує чимало літературних джерел, пов'язаних з цією тематикою (див., наприклад, монографії [11, 19, 22] і статті [12, 14, 23]).

На початку дев'яностих років минулого століття квазіоптичні методи широко використовувалися для вивчення активних квазіоптичних решіток [27], антенних радарів для супутникового зв'язку [13], розробки антенних дзеркальних систем [17] і рефлекторних антен [20], а також вимірювальних шкал для апертурних антен [18]. Незважаючи на те, що квазіоптичні умови найбільш застосовні в діапазоні ГГц та МГц частот, останнім часом вони активно використовуються для дослідження систем зв'язку і передачі у ТГц діапазоні [9, 26].

Аналітичні методи розв'язання такого класу задач є неефективними з огляду на те, що у зв'язку зі складністю геометрії випромінюючої системи неможливо отримати явний розв'язок. Числові методи були успішно застосовано для моделювання та оптимізації параметрів складних квазіоптичних ліній передачі для міліметрових хвиль у [16] і для векторного аналізу електромагнітних полів у дзеркальних системах у [15].

Застосування квазіоптичного підходу є одним із перспективних інструментів, що дозволяє спростити структуру як ближніх, так і дальніх полів систем випромінювання, і завдяки цьому розв'язати низку інженерних задач, пов'язаних із проектуванням антен різного типу та систем передачі ЕМ енергії. Квазіоптичне наближення було успішно застосовано для створення бажаних діаграм випромінювання (ДВ) за допомогою квазіоптичної передавальної лінії в роботах [3, 24] і для формування ЕМ поля заданої структури набором фазових перетворювачів у [21].

У цілому запропонована система складається з $L \times N$ елементів вигляді плоскої решітки [24]. У цій роботі вивчаємо один елемент, який є набором похилих напівпрозорих дзеркал, що формує випромінювання в дальній зоні.

✉ andr@iapmm.lviv.ua

У цій роботі узагальнюємо підхід, запропонований авторами у [6], на випадок формування тривимірної ДВ.

Розглядаємо квазіоптичний елемент у вигляді лінійної решітки, який збуджується антеною [3] (рис. 1). Така система може бути застосована у двох варіантах: або як елемент випромінювання в антенно-ректенній системі, як це було запропоновано в [24], або як лінійна решітка, що формує потрібну ДВ [7]. У другому випадку її можна використовувати як частину довгої лінійної решітки, яка фокусує ЕМ випромінювання у фіксованій зоні Френеля. Для обох згаданих випадків можна сформулювати серію обернених оптимізаційних задач для системи, яка розглядається як окрема антена [2]. Задача синтезу за амплітудною та енергетичною ДВ формулюється і розв'язується для випадку, коли лінійна решітка використовується як окремий елемент.

1. Геометрія окремої решітки та основні співвідношення. Тут наведемо основні формули, що пов'язують ЕМ поля в різних елементах решітки. Решітка складається з вертикальної (не похилої) діафрагми, що випромінює, і розташованої на початку системи; набору напівпрозорих похилих паралельних дзеркал D_m , $m = 1, 2, \dots, M - 1$, а непрозоре похиле дзеркало D_M є останнім в ґратці (див. рис. 1). Напівпрозорі дзеркала частково передають вхідне поле, а частково відбивають його у напрямку, який визначається кутом нахилу β_m дзеркал. Відбите і передане поля отримують фазові поправки, які залежать від геометрії решітки та частоти випромінювання. Останнє дзеркало відбиває все поле, яке на нього попадає, і змінює лише його фазу.

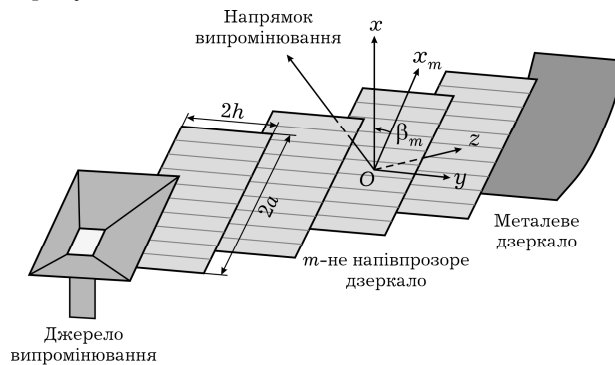


Рис. 1. Геометрія решітки.

Для спрощення вважаємо, що всі дзеркала ідентичні, мають прямокутну форму $2a \times 2h$ ($2a$ – вертикальний розмір, $2h$ – горизонтальний), а відстані між центрами дзеркал дорівнюють d . Щоб утворити вузький промінь, що формує задану ДВ, кут нахилу β_m у вертикальній площині повинен співвідноситися з геометричними параметрами дзеркала a і d таким чином:

$$\sin(2\beta_m) = 2a/d. \quad (1)$$

Коефіцієнти відбивання та проходження дзеркал і корекція вхідної фази збудження змінюються уздовж відповідної координати x_m . У задачах синтезу ці коефіцієнти є оптимізаційними. У нашому випадку початкове поле U_0 в апертурі D_0 може бути як довільним, так і підлягати оптимізації.

Геометричні розміри решітки задовольняють квазіоптичні умови (2.7) з [2]. Це передбачає, що розмір a елемента значно більший від довжини хвилі $\lambda = 2\pi/k$, а відстані d між елементами є значно більшими, ніж роз-

міри a дзеркала. Великі значення параметрів ka і d/a є одного порядку. З умови (1) випливає, що кут β є малим: він має порядок, обернений до ka і d/a .

Нехай U_m , $m = 0, 1, \dots, M$, – поля апертур D_m зліва (фазові поправки ще не застосовуються). Фазовий множник $\exp(i\psi_0)$ на вхідній апертурі D_0 враховується у загальному полі. Комплексні коефіцієнти відбивання R_m , $m = 1, 2, \dots, M$, і коефіцієнти проходження T_m , $m = 1, 2, \dots, M - 1$, що утворюють поля $U_m(\mathbf{R}_m)$, $m = 1, 2, \dots, M$, застосовуються, коли обчислюємо відбиті та передані поля. У загальному випадку обидва набори коефіцієнтів R_m , T_m можуть бути змінними. У нашому розгляді вектор \mathbf{R}_m відрізняється від скаляра R_m .

Перетворимо формулу (2.1) (див. [2], с. 20) для обчислення полів на вертикальних площинах для розрахунку полів при переході від елемента до елемента решітки. Перетворення полів між двома апертурами, які мають довільну орієнтацію, визначається формулою

$$U_{m+1}(\mathbf{R}_{m+1}) = \frac{k}{2\pi} \iint_{D_m} \frac{\exp(-ik|\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{m+1}|)}{|\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{m+1}|} U_m(\mathbf{R}_m) T_m(\mathbf{R}_{m+1}) d\mathbf{R}_m, \quad (2)$$

значення \mathbf{R}_m , \mathbf{R}_{m+1} є тривимірними радіусами-векторами точок, пов'язаних з апертурами D_m і D_{m+1} , якщо використовується загальна система декартових координат (x, y, z) . Якщо використати квазіоптичні умови, тоді формулу (2) можна спростити. Для цієї мети відстань між точками на різних апертурах задається як

$$|\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{m+1}| = \sqrt{|\mathbf{r}_{m,x} - \mathbf{r}_{m+1,x}|^2 + (z_m - z_{m+1})^2}, \quad (3)$$

де $\mathbf{r}_{m,x}$, $\mathbf{r}_{m+1,x}$ – двовимірні радіуси-вектори проєкцій точок на вертикальних площинах, що перетинають центри дзеркала (у локальних координатах). Тому

$$\mathbf{R}_m = \mathbf{r}_{m,x} + \mathbf{z}_m, \quad \mathbf{R}_{m+1} = \mathbf{r}_{m+1,x} + \mathbf{z}_{m+1}.$$

Зважаючи на малість відношення a/d та з огляду на співвідношення (1), замінимо знаменник у (2) на d . Але при цьому потрібно більш точно розрахувати це значення у чисельнику в аргументі функції « \exp ». У результаті отримуємо, що

$$z_{m+1} - z_m = d + (x_{m+1} \tan \beta_{m+1} - x_m \tan \beta_m),$$

оскільки в нашому розгляді дзеркала нахилені в xOy -площині. Тут припускаємо, що кути нахилу β_m , β_{m+1} обох апертур не є однаковими (подібно до D_0 і D_1). Отримуємо співвідношення

$$|\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{m+1}| = d + \frac{|r_{m,x} - r_{m+1,x}|^2}{2d} + x_{m+1} \tan \beta_{m+1} - x_m \tan \beta_m, \quad (4)$$

якщо взяти до уваги значення d в підкореновому виразі (3) і залишити перші два члени в розкладі Тейлора.

Якщо замінити (3) на (4) і використати нову змінну інтегрування \mathbf{r}_m , замість \mathbf{R}_m , та відоме співвідношення $d\mathbf{R}_m = (\cos \beta)^{-1} d\mathbf{r}_m$, отримаємо

$$U_{m+1}(\mathbf{R}_{m+1}) = \frac{k \exp(-ikd)}{2\pi \cos \beta_m} \iint_{D_m} \frac{\exp(-ik|\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{m+1}|)}{2d} \times \\ \times \exp(x_{m+1} \tan \beta_{m+1} - x_m \tan \beta_m) U_m(\mathbf{R}_m) T_m(\mathbf{R}_{m-1}) d\mathbf{R}_m, \\ m = 0, 1, \dots, M-1. \quad (5)$$

У цій формулі області інтегрування D_m визначаються як проекції областей D_m на вертикальні площини; $\beta_0 = 0$, $\beta_m = \beta$, $m = 1, 2, \dots, M$.

Загальне поле на дзеркалі визначаємо як суперпозицію полів (5) і поля, створеного лінійною антеною як частини всього елемента. Таким чином, загальне поле на $m+1$ -му елементі запишемо як

$$\bar{U}_{m+1}(\mathbf{R}_{m+1}) = U_{LA} U_{m+1}(\mathbf{R}_{m+1}), \quad m = 0, 1, \dots, M-1, \quad (6)$$

де U_{LA} – поле, створене лінійною антеною в горизонтальній площині. При цьому вважаємо, що всі лінійні елементи у дзеркалі мають однакову довжину.

2. Обчислення ДВ. Нехай x_m (x_m/a) – нормоване значення координат на m -му елементі. Цей параметр використовуємо як незалежну змінну всіх функцій, які відносяться до апертур D_m , $m = 0, 1, \dots, M$; при цьому вертикальний розмір усіх апертур дорівнює $2a$.

Перерахунок (5) полів у двох апертурах для тривимірної задачі з урахуванням (6) має такий вигляд:

$$\bar{u}_{m+1}(x_{m+1}, y) = \bar{A}_m[u_m T_m] \equiv U_{LA}(y) \sqrt{\frac{c}{2\pi}} e^{-ikax_{m+1} \tan \beta_{m+1}} \times \\ \times \int_{-1}^1 u_m(x_m) T_m(x_m) e^{-i[(c/2)(x_{m+1}-x_m)^2 - kax_m \tan \beta_m]} dx_m, \\ m = 0, 1, \dots, M-1, \quad (7)$$

де $\beta_0 = 0$, $\beta_m = \beta$, $m = 1, 2, \dots, M$; $U_{LA}(y)$ – поле, утворене лінійним елементом у горизонтальній площині; $T_m(x_m)$ – коефіцієнт проходження m -го дзеркала, а

$$c = ka^2/d.$$

У формулі (7) \bar{A}_m є лінійно обмеженим оператором. Такий вигляд перетворення поля з попереднього дзеркала на наступне отримано для формули загального оператора \bar{A}_m^* , яка використовується при розв'язанні задачі оптимізації для системи напівпрозорих дзеркал [10].

У термінах кутових координат θ і φ ДВ всієї решітки є сумою часткових ДВ її елементів:

$$f(\theta, \varphi) = \sum_{m=1}^M f_m(\theta, \varphi), \quad (8)$$

кут θ обчислюється проти годинникової стрілки від напрямку відбитого поля, що утворює кут 2β з віссю Oz ; кут φ змінюється в інтервалі $[-\pi, \pi]$. З огляду на сказане вище, часткові ДВ $f_m(\theta, \varphi)$ обчислюються за допомогою значень полів у дзеркалах, а також їх коефіцієнтів відбиття R_m :

$$f_m(\theta, \varphi) = f_{LA}(\varphi) e^{-i(m-1)kd \cos \gamma} B_m[u_m R_m],$$

$$B_m[u_m R_m] = \int_{-1}^1 u_m(x_m) R_m(x_m) e^{-ikax_m(\tan \beta \cos \gamma - \sin \gamma)} dx_m,$$

$$m = 1, 2, \dots, M, \quad (9)$$

де f_{LA} – ДВ лінійного елемента (антени); $\gamma = 2\beta + \theta$; $R_m(x_m)$ – коефіцієнт відбиття на m -му дзеркалі (тут опущено несуттєвий множник в останній формулі). Отже, сумарна ДВ решітки (8) є сумою ДВ її окремих елементів (9), оскільки несуттєвий множник є однаковим для всіх ДВ (9).

4. Числові результати. Представлені числові результати показують можливість формування різних ДВ залежно від параметрів системи, наприклад, розміру окремих дзеркал, їх кількості та частоти випромінювання, які є вхідними параметрами для обчислення ДВ (9) окремого дзеркала. Коефіцієнти відбивання та проходження $R_m(x_m)$ і $T_m(x_m)$ будемо вважати постійними. Елементи решітки нахилені відносно вертикального напрямку на кут $\beta = 15^\circ$. Вертикальний розмір елементів $2a = 0.25$ м, $h = 2a$, де h – половина горизонтального розміру; $k = 8.37 \text{ м}^{-1}$ – хвильове число, яке відповідає довжині хвилі $\lambda = 0.75$ м. Відстань d між елементами визначаємо з (1), вона дорівнює 0.5 м при заданих a та β . У горизонтальній площині (уздовж осі Oy) ДВ обчислюємо як ДВ лінійної антени, що відповідає диполлю різної довжини в термінах довжини хвилі λ .

Розподіл амплітуд полів U_m на окремих дзеркалах решітки (для $m = 1, 2, \dots, 5$) зображено на рис. 2. Коефіцієнт проходження $T_m = 0.50$, а значення коефіцієнта відбивання обчислювали за формулою

$$R_m(x_m) = \sqrt{1 - (T_m(x_m))^2} = 1, \quad m = 1, 2, \dots, M - 1, \quad (10)$$

тобто для заданого $T_m = 0.50$ отримали $R_m = 0.87$. Фізичний зміст останньої формули полягає в тому, що втрати в елементах дзеркала не враховуються. Числові результати свідчать про те, що амплітуди U_m прямують до постійних значень, коли номер елемента решітки збільшується. Так, для першого дзеркала відхилення значень складає 35.29%, а для останнього непрозорого дзеркала – тільки 14.37%. Одночасно зменшується і амплітуда полів U_m . Так, для першого дзеркала максимальне значення амплітуди 0.6876, для наступних – 0.2954, 0.1240, 0.0520 і 0.0218 відповідно.

Амплітуди $|f_m|$ ДВ дзеркал (для $m = 1, 2, \dots, 5$) зображено на рис. 3. Їхня форма аналогічна до форми амплітуд полів U_m , але для значень $|f_m|$ характерна поява першої бічної пелюстки з рівнем 19.5% від максимального значення амплітуди. Як форми амплітуд полів U_m , так і ширина головної пелюстки та кількість бічних пелюсток ДВ f_m залежать від частоти ω ЕМ випромінювання.

Як показують числові розрахунки, швидкість спадання амплітуд полів U_m і ДВ f_m істотно залежить від значень коефіцієнтів T_m і R_m . Для отримання амплітуд, близьких за величинами, необхідно збільшувати значення коефіцієнта проходження T_m і відповідно зменшувати R_m , згідно з формулою (10). Інший, більш ефективний спосіб полягає у збільшенні значення T_m з ростом числа m номера дзеркала.

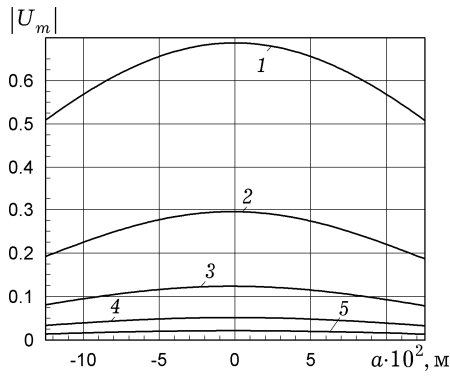


Рис. 2. Розподіл амплітуд полів U_m на елементах решітки.

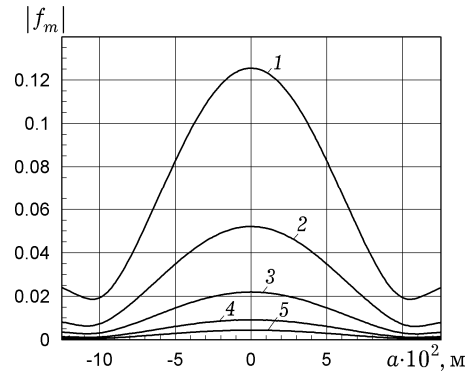


Рис. 3. Амплітуди часткових ДВ $|f_m|$ решітки.

Результати на рис. 4 демонструють загальну ДВ решітки, що складається з 5 дзеркал. Коефіцієнт проходження $T_m = 0.80$ ($R_m = 0.6$ для цього T_m). Довжина окремої решітки у горизонтальній площині $2h = 2/(3\lambda)$. При заданих параметрах системи ДВ у площині θ (xOz) вужчі, ніж у площині φ (yOz). ДВ у площині θ має першу бічну пелюстку -22 дБ, а рівень бічних пелюсток зменшується до -32 дБ у діапазоні видимих кутів. ДВ у площині φ зменшується від свого максимального значення до рівня -20 дБ. Отримана ДВ показує, що рівень випромінювання в діапазоні уявних кутів (поза межами $[-\pi/2, \pi/2]$ для θ і $[0, 2\pi]$ для φ) значний, що свідчить про високу реактивність всієї решітки [4].

Аналогічні результати для решітки з довжиною $2h = \lambda$ вздовж осі Oy наведено на рис. 5. Видно, що форма головної пелюстки в горизонтальній площині при такій довжині дзеркала значно змінюється. Основна пелюстка набуває двонаправленого характеру і появляється перша бічна пелюстка на рівні -28 дБ.

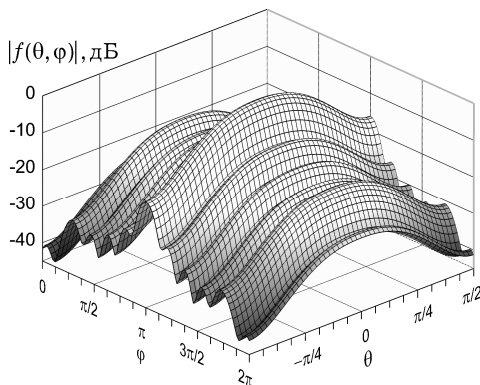


Рис. 4. ДВ решітки з горизонтальною довжиною $2h = 2/(3\lambda)$, яка складається з п'яти дзеркал.

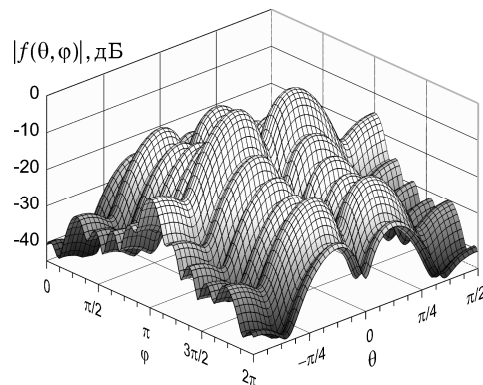


Рис. 5. ДВ решітки з горизонтальною довжиною $2h = \lambda$, яка складається з п'яти дзеркал.

Характер випромінювання в площинах $\theta = 0$ і $\varphi = \pi$ для випадку $2h = \lambda$ показано на рис. 6. У вертикальній площині ДВ позначена номером 1. При заданих параметрах дзеркала її форма наближається до форми ДВ, які створюються лінійною антеною еквівалентного розміру, а рівень бічних пелюсток зменшується подібно до бічних пелюсток лінійної антени. ДВ у

горизонтальній площині позначені номерами 2 і 3. Видно, що, коли довжина лінійної антени наближається до λ , то ДВ отримує провал у головній пелюстці. Це свідчить про те, що формування ДВ потрібної форми в цій площині неможливе без розв'язання відповідної задачі оптимізації (синтезу) для лінійної антени.

Однак існування такого провалу в ДВ є корисним у випадку формування так званих різницевих ДВ. При цьому, як правило, вимагається, щоб величина провалу в центральному напрямку була якомога меншою. Це можна досягнути невеликою зміною (порядку $1.0\% \div 1.5\%$) частоти ω , але при цьому характерною особливістю ДВ стає її несиметричність.

Однією з переваг системи є можливість змінювати позицію максимуму головної пелюстки ДВ за рахунок зміни частоти ω випромінювання, тобто здійснювати частотне сканування [5]. На рис. 7 наведено результати формування ДВ при зміні центральної робочої частоти $\omega_0 = 3.54$ ГГц на $\pm 7\%$.

Видно, що при такій зміні максимум головної пелюстки відхиляється на 9° вліво (штрихова крива) і на 12° вправо (штрихпунктирна крива), що відповідає значенням $\xi = -71.74$ і $\xi = 104.85$. ДВ для центральної частоти відмічена суцільною кривою. Для спрощення обчислень значення ДВ $|f|$ в дальній зоні проводились для узагальненої кутової координати $\xi = kd_f \sin \theta$ [1], де $d_f = 1000.0$ м – відстань до дальньої зони, θ – кут, в межах якого вимірюється ДВ ($[-\pi/2, \pi/2]$); хвильове число $k = \omega/v$, де v – швидкість поширення ЕМ хвилі. При цьому слід зауважити, що величина відхилення положення максимуму ДВ нелінійно залежить від зміни ω . Числові розрахунки показують, що при зміні ω_0 величина відхилення може збільшуватися чи зменшуватися. Це дає можливість вибирати такі значення частоти ω_0 і її приростів $\Delta\omega$, які забезпечують зсув головної пелюстки ДВ на задане значення приросту кутової координати.

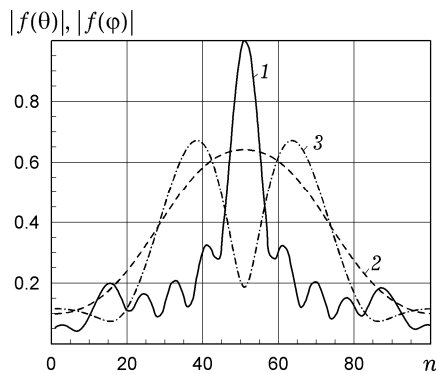


Рис. 6. ДВ $|f|$ решітки з різними горизонтальними розмірами h у площині xOy .

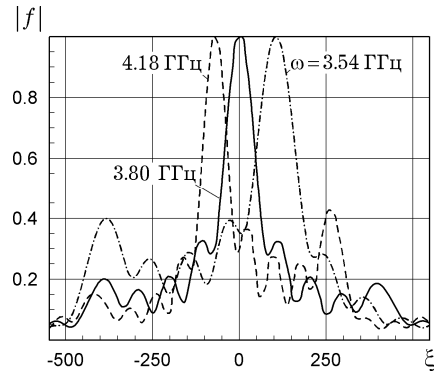


Рис. 7. Залежність зміни положення головної пелюстки ДВ від частоти ω .

Отримані результати підтверджують, що покращення ДВ не може бути досягнуто без додаткової її оптимізації у площинах x_mOy (чи в загальних координатах xOy). Для отримання оптимальних ДВ застосовуємо метод, запропонований для оптимізації характеристик випромінювання лінійної антенної решітки, яка складається з фазових коректорів, розміщених у регулярному хвилеводі [8, 25]. На рис. 8 показано загальну ДВ решітки, отриману після оптимізації. Видно, що загальна ДВ має вузьку головну

пелюстку, а рівень першої бічної пелюстки не перевищує -15 дБ. Рівень бічних пелюсток у площині θ не перевищує -16 дБ. Цього достатньо для багатьох практичних застосувань. Звичайно, ДВ у цій площині можна покращити, коли розв'язувати задачу оптимізації (синтезу) стосовно коефіцієнтів R_m і T_m .

Результати на рис. 9 демонструють, що форма ДВ істотно залежить від кількості дзеркал у решітці. Результат показано для решітки, що складається з 10 дзеркал. Рівень бічних пелюсток, головним чином перших, значно знижується, але в площині θ появляються дальні бічні пелюстки на рівні -15 дБ, а в площині $\varphi = 0$ – перші бічні пелюстки на рівні -18 дБ.

Основна пелюстка для такої кількості дзеркал дещо розширена. Числові розрахунки свідчать, що покращення форми загальної ДВ можна досягнути, якщо розглядати решітку з неоднаковими властивостями коефіцієнтів R_m і T_m окремих дзеркал уздовж решітки. Для цього слід збільшити в перших дзеркалах решітки T_m (і зменшити відповідно R_m). Така зміна R_m і T_m приводить до покращення характеристик ДВ (ширина основної пелюстки, рівень бічних пелюсток і швидкість їх зменшення) на $10\% \div 20\%$.

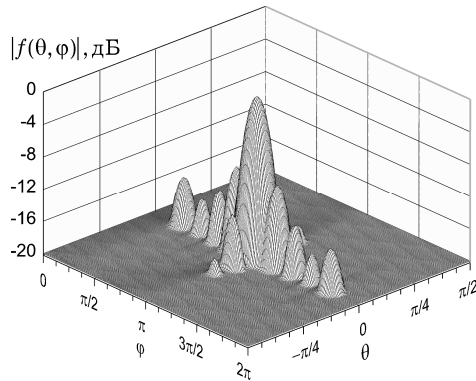


Рис. 8. Сумарна ДВ решітки з п'яти дзеркал після оптимізації.

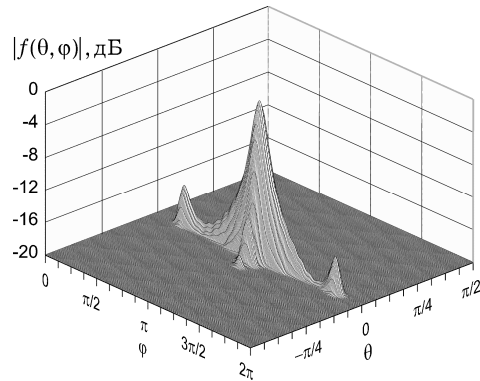


Рис. 9. Сумарна ДВ решітки з десяти дзеркал після оптимізації.

Висновки. ДВ лінійної решітки, що складається з нахилених напівпрозорих дзеркал, розраховано на основі строгої постановки відповідної електродинамічної задачі у тривимірному формулюванні. Отримано явні формули для розподілу полів в елементах решітки та ДВ цих елементів. Форма ДВ (ширина головної пелюстки, рівень бічних пелюсток і швидкість їх згасання) істотно залежить від значень коефіцієнтів відбивання/проходження та ДВ окремого дзеркала у поздовжньому напрямку. Це свідчить про те, що необхідно розглядати оптимізаційні задачі, щоб вибрати оптимальні значення зазначених вище коефіцієнтів для отримання синтезованої амплітуди ДВ, якомога ближчої до бажаної. Встановлено також, що зміна частоти випромінювання є ефективним способом переміщення головної пелюстки ДВ, тобто здійснення частотного сканування.

Наступні дослідження вимагають постановки та розв'язання задач оптимізації для коефіцієнтів відбивання і проходження, що дозволить наблизити отримані ДВ до бажаних характеристик з більшою точністю. Зміна геометричних параметрів решітки може розглядатися також як ще один спосіб покращення характеристик ДВ.

1. Андрийчук М. И., Войтович Н. Н., Савенко П. А., Ткачук В. П. Синтез антенн по амплитудной диаграмме направленности. – Киев: Наук. думка, 1993. – 256 с.

2. Булацук О. О., Войтович М. М., Каценеленбаум Б. З., Тополук Ю. П. Фазові оптимізаційні задачі. Застосування в теорії хвильових полів. – Київ: Наук. думка, 2012. – 318 с.
3. Войтович Н. Н., Казанцев Ю. Н., Ткачук В. П. Формирование заданной диаграммы направленности с помощью квазиоптической линии // Радиотехника и электроника. – 1984. – **24**, № 6. – С. 1023–1028.
4. Минкович Б. М., Яковлев В. П. Теория синтеза антенн. – Москва: Сов. радио, 1969. – 296 с.
5. Ткачук В. П. Частотно-фазовое сканирование квазиоптической излучающей системы // Радиотехника и электроника. – 1986. – **31**, № 5. – С. 877–882.
6. Andriychuk M., Tkachuk V. Modeling of radiation properties of quasi-optical transmitting lines // 2021 IEEE 16th International Conference on the Experience of Designing and Application of CAD Systems (CADSM), Lviv, 22–26 Febr. 2021, Ukraine. – Lviv, 2021. – P. 19–23.
– <https://doi.org/10.1109/CADSM52681.2021.9385240>.
7. Andriychuk M. I. Antenna synthesis through the characteristics of desired amplitude. – Newcastle, UK: Cambridge Scholars Publishing, 2019. – xvi+150 p.
8. Andriychuk M. I. Investigation of solution of the nonlinear synthesis problem for the waveguide array // Proc. of 5th Int. Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2000), Tbilisi, Oct. 3–6, 2000. – Lviv–Tbilisi, 2000. – P. 47–51.
9. Beruete M. Quasioptical devices based on extraordinary transmission at THz // Proc. of Int. Conf. on Terahertz Physics, Devices, and Systems X: Advanced Applications in Industry and Defense, Baltimore, Maryland, US. – 2016. – **9856**, 98560R.
– <https://doi.org/10.1117/12.2228237>.
10. Bulatsyk O. O., Katsenelenbaum B. Z., Topolyuk Yu. P., Voitovich N. N. Phase optimization problems. Applications in wave field theory. – Weinheim: WILEY-VCH, 2010. – x+309 p.
11. Derek J. M., McNamara A., Pistorius C. W. I. Introduction to the uniform geometrical theory of diffraction. – Boston etc.: Artech House, 1990. – 488 p.
12. Ekelman E., Thiele G. A hybrid technique for combining the moment method treatment of wire antennas with the GTD for curved surfaces // IEEE Trans. Antenn. Propag. – 1980. – **28**, No. 6. – P. 831–839.
– <https://doi.org/10.1109/TAP.1980.1142423>.
13. Jamnejad V., Long E., Durden S. Design of a quasi optical transmission line for cloud and precipitation radar system of ACE mission // 2015 IEEE Aerospace Conference, Big Sky, MT. – 2015. – P. 1–6.
– doi: 10.1109/AERO.2015.7119133.
14. Keller J. B. Geometrical theory of diffraction // J. Opt. Soc. America. – 1962. – **52**, No 2. – P. 116–130.
15. Liu J., Guo J., Niu X., et al. A quasi-optical transmission line for the ECR ion source // Proc. of 44th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Paris, France. – 2019. – P. 1–2.
– <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874245>.
16. Michel G., Kasperek W. Numerical analysis of complex mirror transmission lines // Proc. of 2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (Pasadena, CA, USA). – 2008. – P. 1–2.
– <https://doi.org/10.1109/ICIMW.2008.4665572>.
17. Neilson J. Final report advanced quasioptical launcher system. – UNT Digital Library, – San Mateo, CA, US, 2010. – 11 p.
18. Nesterov P. K., Mizrakhly S. V., Bezborodov V. I., et al. Oversized waveguides as quasioptical antennas for fusion plasma diagnostics: scale model experiment // Proc. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Kharkiv, Ukraine. – 2020. – P. 862–865. – <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252689>.
19. Ostipov A. V., Tretyakov S. A. Modern electromagnetic scattering theory with applications. – Singapore: John Wiley & Sons, 2017. – xviii + 806 p.
20. Pereira R., Carvalho N., Da Cunha J. Quasi-optical analysis of a double reflector microwave antenna system // Wireless Power Transfer. – 2018. – **5**, No. 2. – P. 75–86. – <https://doi.org/10.1017/wpt.2017.19>.
21. Shatrov A. D., Chuprin A. D., Sivov A. N. Constructing the phase converters consisting of arbitrary number of translucent surfaces // IEEE Trans. Antenn. Propag. – 1995. – **43**, No. 1. – P. 109–113.
22. Ufimtsev P. Ya. Fundamentals of the physical theory of diffraction. – Wiley-IEEE Press, 2014. – 496 p.

23. Veruttipong T. W. Time domain version of the uniform GTD // IEEE Trans. Antenn. Propag. – 1990. – **38**, No. 11. – P. 1757–1764.
– <https://doi.org/10.1109/8.102736>.
24. Voitovich N. N., Tkachuk V. P., Kazantsev Yu. N. Synthesis of quasi-optical radiating system // Proc. Int. Symp. on Antennas and Propagation (ISAP-89), Tokyo. – 1998. – Vol. 4. – P. 893–896.
25. Voitovich N. N., Andriychuk M. I. Transformation of field in regular waveguide via phase correctors // Proc. of XIIth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2007), Lviv, Ukraine. – Lviv, 2007. – P. 63–66.
26. Yashchyshyn Y., Godziszewski K. A new method for dielectric characterization in sub-THz frequency range // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. – 2018. – **8**, No. 1. – P. 19–26. – <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2017.2771309>.
27. York R. A., Popovic Z. B. Active and quasi-optical arrays for solid-state power combining. – London etc.: John Wiley & Sons, 1997. – 526 p.

3D MODEL OF FOCUSING AND RADIATING ANTENNA ARRAY

A three-dimensional antenna system which is modeled by a linear array, that focuses radiation in a far zone is considered. The system consists of translucent flat mirrors inclined relative to the vertical axis. The geometry of the system satisfies the quasi-optical conditions. The distance between the separate elements of the system corresponds to the conditions of the Fresnel zone, and the radiation pattern of the system is calculated in its far zone. Separation of variables is supposed in the apertures of separate elements and in the components of radiation pattern. The explicit formulas are obtained for the values of the fields in the constituent elements of the antenna and the created radiation pattern. The ability of the system to create the radiation patterns of the various shapes is confirmed by the numerical results.

Key words: linear array, semitransparent aperture, quasi-optical conditions, reflection and transmission coefficients, radiation pattern, simulation results.

¹ Ін-т прикл. проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів,
² Нац. ун-т «Львів. політехніка», Львів

Одержано
03.02.21