

Аналіз і синтез випромінюючих систем

**Антенні решітки з керованою ДН:
двовимірні антенні решітки**

Загальна інформація

Для формування антенного променя у двох взаємно перпендикулярних площинах та забезпечення можливості керування його положенням у деякому просторовому секторі потрібно використовувати двовимірну (поверхневу) або тривимірну (об'ємну) решітку випромінювачів.

На практиці використовують плоскі, циліндричні, сферичні, конічні та інші типи АР. У певних випадках тип решітки визначатиме форма елемента конструкції об'єкта, на якому розташовуватиметься антенна система (крило чи фюзеляж літака; носова чи хвостова частина літака чи ракети; частина поверхні корабля чи космічного апарата тощо).

Аналіз поля випромінювання криволінійних решіток (особливо неправильної форми) у загальному випадку складний та потребує використання чисельних методів.

Надалі розглядатиметься плоска двовимірна решітка ідентичних та однаково спрямованих випромінювачів.

Плоска двовимірна АР

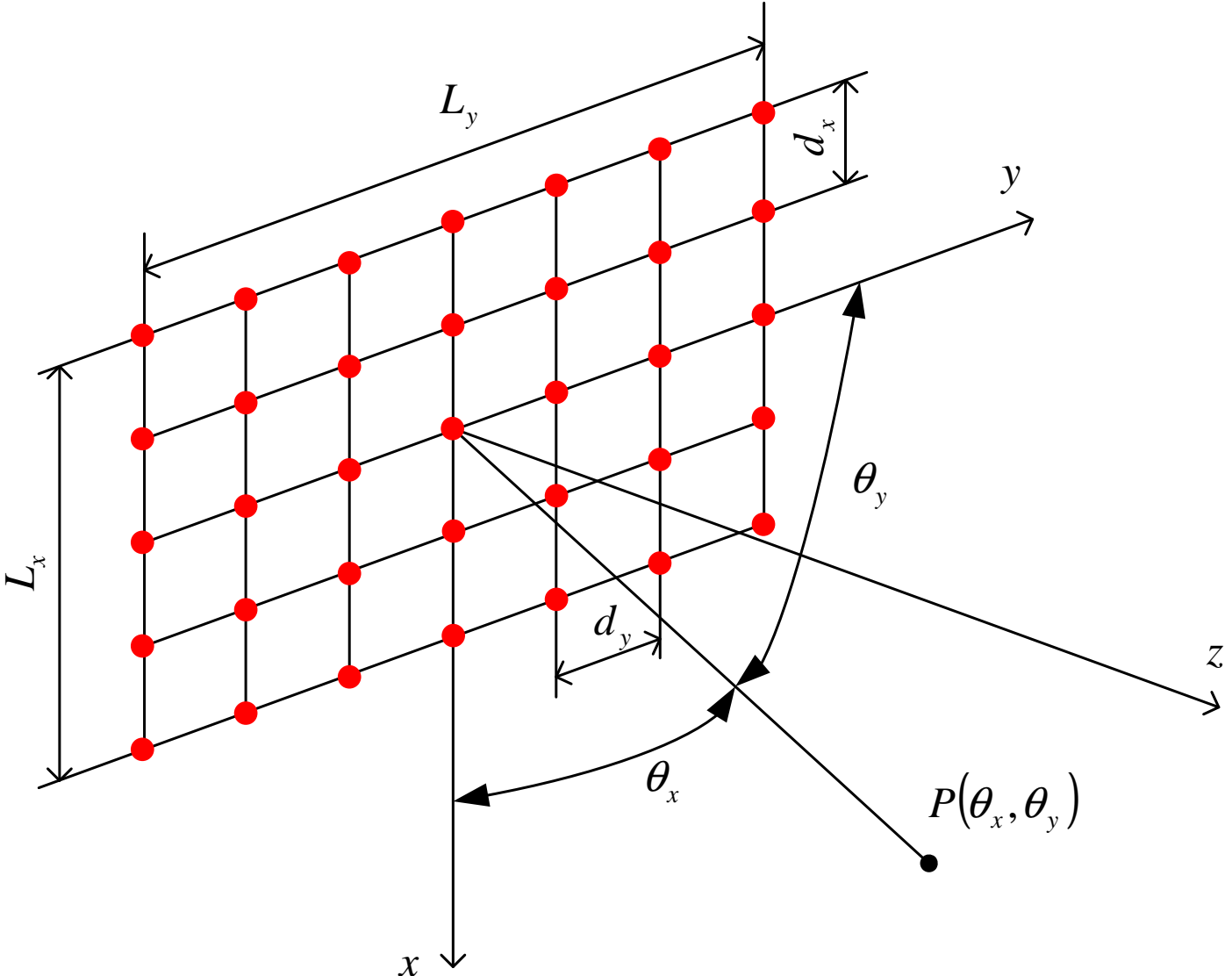


Рисунок – Плоска двовимірна АР

Плоска двовимірна АР

Якщо у такій решітці струми всіх випромінювачів однакові за амплітудою, а фази струмів уздовж осей Ox та Oy змінюються за лінійними законами, то для розрахунку ДН решітки можна застосувати теорему перемноження діаграм.

За цією теоремою ДН лінійної решітки

$$F(\theta_x, \theta_y) = F_1(\theta_x, \theta_y) F_N(\theta), \quad (1)$$

де $F_1(\theta_x, \theta_y)$ - просторова (парціальна) ДН випромінювачів решітки;

$$F_N(\theta) = \frac{1}{N} \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd \cos \theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)\right]} - \text{множник решітки.}$$

Тут $\theta = \theta_x$, якщо решітку спрямовано уздовж осі Ox , та $\theta = \theta_y$, якщо решітку спрямовано уздовж осі Oy .

Плоска двовимірна АР

Якщо застосувати (1) до лінійної решітки, спрямованої уздовж осі Oy , то:

$$F_y(\theta_x, \theta_y) = F_1(\theta_x, \theta_y) \frac{\sin\left[\frac{N_y}{2}(kd_y \cos\theta_y - \psi_y)\right]}{N_y \sin\left[\frac{1}{2}(kd_y \cos\theta_y - \psi_y)\right]}.$$

За геометрією задачі, уздовж осі x розташовано n_x випромінювачів, ДН кожного з яких $F_1(\theta)$ описується функцією $F_y(\theta_x, \theta_y)$. Тому повторне застосування теореми перемноження дозволяє записати ДН плоскої решітки як залежність:

Плоска двовимірна АР

$$F(\theta_x, \theta_y) = F_1(\theta_x, \theta_y) \frac{\sin\left[\frac{N_x}{2}(kd_x \cos \theta_x - \psi_x)\right]}{N_x \sin\left[\frac{1}{2}(kd_x \cos \theta_x - \psi_x)\right]} \times$$
$$\times \frac{\sin\left[\frac{N_y}{2}(kd_y \cos \theta_y - \psi_y)\right]}{N_y \sin\left[\frac{1}{2}(kd_y \cos \theta_y - \psi_y)\right]}. \quad (2)$$

Випромінювачі та відстані між ними d_x та d_y , а також сектор хитання променя потрібно вибирати таким чином, щоб уникнути появи дифракційних максимумів неприпустимо великого рівня.

Щоб дослідити (2), для спрощення випромінювачі вважатимуться ізотропними, тобто $F_1(\theta_x, \theta_y) = 1$.

Плоска двовимірна АР

Напрямок головного максимуму плоскої решітки $\theta_{x\max}, \theta_{y\max}$ за умови ізотропності випромінювачів, тобто прирівнюючи до одиниці вираз (2):

$$F(\theta_x, \theta_y) = 1,$$

що означає виконання умов

$$kd_x \cos \theta_{x\max} - \psi_x = 0,$$

$$kd_y \cos \theta_{y\max} - \psi_y = 0,$$

звідки

$$\cos \theta_{x\max} = \frac{\psi_x}{kd_x}, \cos \theta_{y\max} = \frac{\psi_y}{kd_y}. \quad (3)$$

Плоска двовимірна АР

ДН лінійної решітки ізотропних випромінювачів є тілом обертання з віссю Ox або Oy . Тому прямі, які відповідають напрямкам головних максимумів, утворюють у просторі конус, вісь якого співпадає з лінією розташування решітки випромінювачів Ox або Oy , а кут при вершині $\theta_{x\max}$ або $\theta_{y\max}$ визначається одним з виразів (3).

Напрями головних максимумів антенного променя плоскої решітки визначають лінії перетину двох конічних поверхонь, осі яких Ox та Oy взаємно перпендикулярні. У частинному випадку, коли конуси торкаються один одного, решітка має один максимум, який лежить у площині решітки (у площині xOy). Можна показати, що при цьому $\theta_{x\max} + \theta_{y\max} = 90^\circ$, тобто має місце рівність:

$$\cos^2 \theta_{x\max} + \cos^2 \theta_{y\max} = 1. \quad (4)$$

У загальному випадку $\cos^2 \theta_{x\max} + \cos^2 \theta_{y\max} < 1$ і конуси утворюють дві лінії перетину. Це означає, що плоска решітка матиме два головних максимуми (у передній та задній напівсферах). Проте у реальних решітках завдяки використанню односпрямованих випромінювачів уникають появи другого максимуму.

Плоска двовимірна АР

У двовимірної решітки, так само як і у лінійної, при відхиленні променя від нормалі має місце розширення головної пелюстки ДН. При цьому, якщо решітка є гостроспрямованою (ширина ДН менша чи дорівнює 10 градусів), то можна вважати, що розширення променя відбувається лише у площині відхилення. Тоді для ширини променя на рівні половинної потужності при його відхиленні від нормалі у площині xOz маємо:

$$(2\theta_{0,5})_x = 0,888 \frac{\lambda}{L_x} \cos \alpha_x [\text{рад}] = 51 \frac{\lambda}{L_x} \cos \alpha_x [^\circ], \quad (5)$$

а при відхиленні у площині yOz

$$(2\theta_{0,5})_y = 0,888 \frac{\lambda}{L_y} \cos \alpha_y [\text{рад}] = 51 \frac{\lambda}{L_y} \cos \alpha_y [^\circ], \quad (6)$$

де α_x, α_y - кути відхилення (сканування) променя від нормалі у площинах xOz та yOz відповідно.

Плоска двовимірна АР

Перепишемо (5), (6) з урахуванням

$$L_x = N_x d_x, L_y = N_y d_y,$$

Отримаємо

$$(2\theta_{0,5})_x = 51 \frac{\lambda}{N_x d_x} \cos \alpha_x, \quad (7)$$

$$(2\theta_{0,5})_y = 51 \frac{\lambda}{N_y d_y} \cos \alpha_y, \quad (8)$$

Таким чином, **звуження променя за вибраної довжини хвилі можна досягнути, збільшуючи кількість випромінювачів та крок решітки, а також зменшуючи кут сканування.**

Заданий сектор сканування визначається призначенням пристрою, а максимум кроку решітки **обмежується вимогою єдності головної пелюстки:**

$$d_x < \frac{\lambda}{1 + |\sin \alpha_x|}, d_y < \frac{\lambda}{1 + |\sin \alpha_y|}. \quad (9)$$

Мінімально допустима кількість випромінювачів AP

Плоска двовимірна АР

При побудові антенних решіток зі скануванням променя важливим моментом є вибір кількості випромінювачів та керуючих пристроїв.

Чому?

Тому що для формування вузьких ДН ($2\theta_{0,5} \leq 1^\circ$) потрібно сотні і тисячі випромінювачів, і, відповідно, така сама кількість керуючих пристроїв. Виготовлення випромінювачів не складає труднощів, на відміну від створення діаграмо-утворюючої схеми, до складу якої входять ці керуючі елементи. Велика кількість останніх спричиняє ускладнення та здорожчання діаграмо-утворюючої схеми.

Тому **питання вибору мінімально можливої кількості випромінювачів є одним з ключових при побудові антенних решіток.**

Яким чином визначають цю кількість?

Плоска двовимірна АР

Замінивши у виразах (7), (8) N_x на $N_{x\min}$, N_y на $N_{y\min}$, та виразивши відношення d/λ з (9), отримаємо формулу для розрахунку **мінімальної кількості випромінювачів через кут сканування та ширину ДН (у градусах) на половинному рівні потужності:**

$$N_{x\min} = 51 \frac{\lambda}{(2\theta_{0,5})_x d_x \cos \alpha_x} = \frac{51(1 + |\sin \alpha_x|)}{(2\theta_{0,5})_x \cos \alpha_x}, \quad (10)$$

$$N_{y\min} = 51 \frac{\lambda}{(2\theta_{0,5})_y d_y \cos \alpha_y} = \frac{51(1 + |\sin \alpha_y|)}{(2\theta_{0,5})_y \cos \alpha_y}, \quad (11)$$

$$N_{\min} = N_{x\min} N_{y\min} = \frac{51(1 + |\sin \alpha_x|)}{(2\theta_{0,5})_x \cos \alpha_x} \frac{51(1 + |\sin \alpha_y|)}{(2\theta_{0,5})_y \cos \alpha_y}. \quad (12)$$

Мінімальну кількість випромінювачів можна також розрахувати через сектор сканування та ширину ДН (у градусах) на половинному рівні потужності в інший спосіб – наст. слайди.

Плоска двовимірна АР

Якщо у площині xOz задано сектор сканування променя θ_{xscan} та ширину ДН $(2\theta_{0,5})_x$, то по аналогії з виразом для лінійних решіток можна записати

$$N_{x\min} = \frac{\theta_{xscan}}{(2\theta_{0,5})_x} + 1. \quad (13)$$

При русі променя у двох площинах систему з $N_{x\min}$ випромінювачів, яка забезпечує сканування променя в одній площині, потрібно розглядати як один елемент нової системи з $N_{y\min}$ випромінювачів, для якої справедливе співвідношення

$$N_{y\min} = \frac{\theta_{yscan}}{(2\theta_{0,5})_y} + 1, \quad (14)$$

де θ_{yscan} – сектор сканування у площині yOz ; $(2\theta_{0,5})_y$ – ширина променя у площині yOz .

Плоска двовимірна АР

Отже, кількість елементів у решітці з двовимірним скануванням, визначатиметься таким чином:

$$N_{\min} = N_{x\min} N_{y\min} = \left(\frac{\theta_{xscan}}{(2\theta_{0,5})_x} + 1 \right) \left(\frac{\theta_{yscan}}{(2\theta_{0,5})_y} + 1 \right). \quad (15)$$

Сектор сканування – кутова різниця між граничними значеннями (від α_x^+ до α_x^- ; від α_y^+ до α_y^-) кута відхилення ДН у протилежні сторони від нормалі:

$$\theta_{xscan} = \alpha_x^+ - \alpha_x^-,$$

$$\theta_{yscan} = \alpha_y^+ - \alpha_y^-.$$

За симетричних кутів відхилення ($|\alpha_x^+| = |\alpha_x^-| = \alpha_x, |\alpha_y^+| = |\alpha_y^-| = \alpha_y$):

$$\theta_{xscan} = 2 \cdot \alpha_x, \quad \theta_{yscan} = 2 \cdot \alpha_y.$$

Зміна КСД АР під час сканування

Плоска двовимірна АР

Щодо КСД АР під час сканування:

- 1) Розширення променя, яке має місце при відхиленні променя від нормалі, спричиняє зменшення КСД АР. Це ще й погіршується тим, що одночасно зменшується випромінювання кожного елемента АР, який до цього вважався ізотропним.
- 2) Парціальна ДН вважається ідеальною, якщо має форму прямокутника з одиничною висотою (у межах однієї кутової координати), та шириною, що дорівнює сектору сканування θ_{xscan} чи θ_{yscan} . Тоді функція направленості АР $F(\theta) = F_1(\theta)F_N(\theta)$ має у напрямі $\theta = \theta_{max}$ максимум, який дорівнює $F_{max}(\theta) = 1 \cdot 1 = 1$, та співпадає з $F_N(\theta)$ не лише при $\theta = \theta_{max}$, але й у всьому секторі сканування. Поза цим сектором вона дорівнює нулю, оскільки парціальна ДН $F_1(\theta) = 0$.

Переваги такого рішення: відсутнє випромінювання поза сектором сканування, і, якщо враховано наведені вище розрахункові співвідношення, то у ДН решітки відсутні дифракційні пелюстки. Крім цього, ширина променя не перевищує допустимого значення, а нормований рівень бічних пелюсток не перевищує 0,21.

Плоска двовимірна АР

3) У більшості АР використовують слабкоспрямовані випромінювачі: півхвилеві вібратори, півхвилеві щілини, відкриті кінці хвилеводів, невеликі рупори, друковані випромінювачі. Це ще більше зменшує КСД. Вважають допустимими такі зміни ДН АР: у секторі сканування рівень випромінювання не менше, ніж 0,707, а максимум бічних пелюсток не перевищує 0,21. За парціальної ДН згаданих слабкоспрямованих випромінювачів ці вимоги виконуються приблизно для сектору сканування $\theta_{scan} = 90^\circ$, що відповідає кутам сканування $\alpha = \pm 45^\circ$.

Якщо на краях сектору сканування є дифракційні пелюстки, то парціальна ДН їх дещо послаблює, тому з'являється можливість використовувати АР зі збільшеним кроком $d = 0,6\lambda$ та з відповідно, меншою кількістю випромінювачів N .

4) Якщо за призначенням АР сектор сканування не перевищує 20° , то доцільно використовувати гостроспрямовані випромінювачі: рупори з відносно великим розкривом, діелектричні стрижні, циліндричні спіралі, директорні антени. Тоді парціальна ДН ще більше придушує дифракційні та навіть бічні пелюстки, завдяки чому крок решітки можна довести до $1,5\lambda$.

Плоска двовимірна АР

КСД плоскої гостроспрямованої решітки за рівноамплітудного синфазного збудження можна приблизно визначити так:

$$D_0 \approx 4\pi L_x L_y / \lambda^2. \quad (16)$$

Щоб оцінити КСД решітки при відхиленні променя від нормалі на кут α , можна використовувати формулу

$$D_\alpha / D_0 = \cos \alpha, \quad (17)$$

де D_α - КСД решітки у напрямі головного максимуму відхиленого променя;
 D_0 - КСД решітки у напрямі головного максимуму невідхиленого променя; α - кут відхилення променя від нормалі до решітки (при відхиленні у площині xOz $\alpha = \alpha_x$, а у площині yOz $\alpha = \alpha_y$).

Вирази (5), (6) та (17) дають коректні значення лише у тих випадках, коли кути віхилення променя від нормалі до решітки не перевищує $70...75^\circ$.