

УДК 621.396.677.3

Л.Г. Корнієнко

Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків

КУТОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СФОКУСОВАНОГО ІМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ МОДУЛЬНОЇ ФАЗОВАНОЇ АНТЕННОЇ РЕШІТКИ З КЕРОВАНИМ ФАЗО-ЧАСТОТНИМ РОЗПОДІЛОМ БЕЗПЕРЕРВНИХ СИГНАЛІВ

Розглянутий кутовий розподіл поля модульної антенної решітки з фазовим фокусуванням безперервних сигналів із змінною частотою відносно середнього значення прямо пропорційно номеру випромінювача. Проаналізовані спрямовані характеристики основного та інтерференційних просторово-часових відеоімпульсів, визначені фактори, що впливають на їх параметри.

Ключові слова: кутовий розподіл, сфокусована модульна ФАР, амплітудний, фазовий і частотний розподіли, основний і інтерференційні просторово-часові імпульси, точка фокусування.

Вступ

Сфокусовані антени (СА) мають різноманітне призначення. Вони можуть бути застосованими в радіолокації, в системах безпроводної передачі енергії НВЧ, функціонального враження радіоелектронних засобів. Фокусування випромінювання може досягатися різними способами, наприклад шляхом введення спеціальних фазового і частотного розподілів в розкритві антени. СА частіше будуються на основі фазованих антенних решіток (ФАР), що дозволяють шляхом підключення підсилювачів потужності в канали випромінювачів значно підвищити їх енергетичний потенціал.

В останні роки з'явилося багато робіт з дослідження СА з різними видами сигналів. Результати цих робіт узагальнені в монографії [1]. При використанні управління фазо-частотним розподілом сигналів, що випромінюються сфокусованими ФАР, формується послідовність просторово-часових імпульсів.

В [2, 3] досліджені подовжні і кутові характеристики поля сфокусованих ФАР, що збуджуються безперервними сигналами із зміною частоти відносно середнього значення пропорційно номеру випромінювача.

Такий частотний розподіл знаходить практичне застосування в звичайних ФАР [4].

Сучасні ФАР будуються за модульним принципом [4, 5]. В [6] проаналізовані подовжні характеристики імпульсного поля сфокусованих ФАР, побудованих із модулів-підрешіток (секцій). Залишаються мало дослідженими кутові (спрямовані) характеристики таких антен.

Метою статті є аналіз кутових характеристик сфокусованого електромагнітного випромінювання модульних ФАР з фазовим управлінням безперервних сигналів і частотним розподілом, що має приріст частоти, пропорційний номеру секції.

Основний матеріал

Загальні співвідношення. ФАР (рис. 1) має N ідентичних модулів з M випромінювачами, що збуджуються безперервними гармонійними сигналами частоти f_{ni} , $n = \overline{0, N-1}$, $i = \overline{0, M-1}$ – номери модулю і випромінювачів в модулі. Поле сфокусованої ФАР $\vec{E}(P, t)$ в точці спостереження $P(R_0, \theta, \varphi)$ в момент часу t визначається виразом [6]:

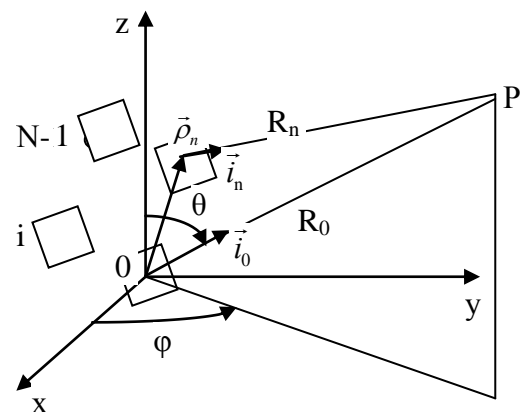


Рис. 1. Геометрія антени

$$\vec{E}(P, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{i=0}^{M-1} \vec{A}_{ni} \exp \left\{ j \left[2\pi f_{ni} \left(t - \frac{R_{ni}}{c} \right) + \varphi_{ni} \right] \right\}, \quad (1)$$

де

$$\vec{A}_{ni} = \sqrt{60P_{ni}} \vec{G}_{ni} \vec{F}_{ni}(\vec{i}_{ni}) / R_{ni}, \quad G_{ni}, \quad \vec{F}_{ni}(\vec{i}_{ni}), \quad (1a)$$

– визначають характеристики i -го випромінювача n -го модуля, відповідно векторну амплітуду поля, максимальний коефіцієнт підсилення і векторну нормовану діаграму спрямованості (ДС);

\vec{i}_{ni} – орт, що напрямлений з фазового центру випромінювача в точку спостереження; P_{ni} – потужність, що підводиться до i -го елемента n -го модуля;

$$\varphi_{ni} = -k_{ni} (R_{0\phi} - R_{ni\phi}), \quad (1b)$$

– фазовий розподіл у розкритті n -го модуля, що забезпечує фокусування випромінювання ФАР в точку $P_\phi(R_{0\phi}, \theta_\phi, \varphi_\phi)$ в мить часу $t_0 = R_{0\phi}/c$;

R_{ni} ($R_{ni\phi}$) – відстань від фазового центру i -го випромінювача n -го модуля решітки до точки P (P_ϕ);

c – швидкість світла;

$k_{ni} = \omega_{ni}/c = 2\pi/\lambda_{ni}$ – хвильове число вільного простору, $\omega_{ni} = 2\pi f_{ni}$, $\lambda_{ni} = c/f_{ni}$.

Величини t_0 , $t_{ni} = R_{ni}/c$ визначають час запізнення хвилі від початку загальної системи координат та від i -го випромінювача n -го модуля до точок фокусування та спостереження. В момент часу $t = t_0$ фазовий розподіл (1б) забезпечує рівність електричних відстаней від випромінювачів до точки фокусування на всіх частотах сигналів, тобто здійснює фазо-частотне фокусування. В точці фокусування досягається максимальна амплітуда поля

$$E_{\max} = \left| \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{i=0}^{M-1} \vec{A}_{ni} \right|. \quad (2)$$

При розташуванні P в зоні Френеля окремого модулю відстань

$$R_{ni} \approx R_n - \vec{\rho}_{ni} \vec{i}_n + (\rho_{ni} \sin \gamma_{ni})^2 / 2R_n, \quad (3)$$

де $\vec{\rho}_{ni}$ – радіус-вектор, що визначає положення фазового центру i -го випромінювача відносно початку місцевої системи координат n -го модуля; γ_{ni} – кут між векторами $\vec{\rho}_{ni}$ та \vec{i}_n (рис. 1). Якщо точка спостереження знаходиться одночасно і в зоні Френеля ФАР, маємо

$$R_n \approx R_0 - \rho_n \cos \gamma_n + (\rho_n \sin \gamma_n)^2 / 2R_0, \quad (4)$$

де γ_n – кут між радіусом-вектором $\vec{\rho}_n$, що визначає положення початку місцевої системи координат n -го модуля, і ортом \vec{i}_0 , спрямованим з початку загальної системи координат в точку спостереження. Аналогічні співвідношення можна записати і для $R_{ni\phi}$,

$R_{n\phi}$ – відстань від початку місцевої системи координат n -го модуля до точки фокусування. Фазовий розподіл (1б) для фокусування випромінювання в зоні Френеля має вигляд:

$$\varphi_{ni} = -k_{ni} [(R_{0\phi} - R_{n\phi}) + \vec{\rho}_{ni} \vec{i}_{n\phi} - (\rho_{ni} \sin \gamma_{ni\phi})^2 / 2R_{n\phi}], \quad (5)$$

де орт $\vec{i}_{n\phi}$ спрямований з початку місцевої системи координат n -го модуля в точку фокусування; $\gamma_{ni\phi}$ – кут між радіусом-вектором $\vec{\rho}_{ni}$ і ортом $\vec{i}_{n\phi}$.

Фазовий розподіл (5) забезпечує компенсацію набігу фаз на різниці ходу хвиль між початковим (нульовим) і n -м модулями і між центральним та i -м випромінювачами модуля до точки фокусування. При цьому максимум ДС модуля стає орієнтованим в напрямку орту $\vec{i}_{n\phi}$.

Будемо вважати, що всі модулі мають ідентичні, однаково орієнтовані, слабо спрямовані випромінювачі, характеристики котрих не змінюються в діапазоні частот, що розглядається далі. Тому $G_{ni} = G_0$, $\vec{F}_{ni}(\vec{i}_{ni}) \approx \vec{F}_0(\vec{i}_0)$. Значення $P_{ni} = P_0 a_{ni}^2$, $a_{ni} = a_n a_i$, де a_n , a_i – амплітудні розподіли відповідно між секціями і між випромінювачами секції. Частота сигналу у випромінювачах кожного модуля незмінна, але відрізняється між модулями, $\omega_{ni} = \omega_n = 2\pi f_n$. Останнє припущення дозволяє фазовий розподіл (5) розглядати складеним з фазового розподілу в системі модулів

$$\varphi_n = -k_n (R_{0\phi} - R_{n\phi}), \quad (6)$$

і фазового розподілу в розкритті n -го модуля

$$\varphi_{ni}^c = -k_{ni} [\vec{\rho}_{ni} \vec{i}_{n\phi} - (\rho_{ni} \sin \gamma_{ni\phi})^2 / 2R_{n\phi}]. \quad (7)$$

Вираз для поля сфокусованої модульної ФАР (1) в мить $t = ut_0$ з врахуванням, що в зоні Френеля $1/R_n \approx 1/R_0$, приймає вигляд

$$\begin{aligned} \vec{E}(P, t) &= \vec{A}_0 \sum_{n=0}^{N-1} a_n B_n \exp[j(\omega_n t + \varphi_n - k_n R_n)] = \\ &= \vec{A}_0 \sum_{n=0}^{N-1} a_n B_n \exp \left\{ jk_n \left[(vR_{0\phi} - R_0) + \rho_n (\cos \gamma_n - \cos \gamma_{n\phi}) - 0,5\rho_n^2 (\sin^2 \gamma_n / R_0 - \sin^2 \gamma_{n\phi} / R_{0\phi}) \right] \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\vec{A}_0 = \sqrt{60P_0 G_0 \vec{F}_0(\vec{i}_0)} / R_0;$$

$$\begin{aligned} B_n &= \sum_{i=0}^{M-1} \dot{a}_i \exp \left[jk_n (\vec{\rho}_{ni} \vec{i}_n - (\rho_{ni} \sin \gamma_{ni})^2 / 2R_n) + \varphi_{ni}^c \right] = \\ &= \sum_{i=0}^{M-1} \dot{a}_i \exp \left[jk_n [\vec{\rho}_{ni} (\vec{i}_n - \vec{i}_{n\phi}) - 0,5\rho_{ni}^2 (\sin^2 \gamma_{ni} / R_n - \sin^2 \gamma_{ni\phi} / R_{n\phi})] \right]. \quad (8a) \end{aligned}$$

Вираз (8) має такий же вигляд, як і для несеціонованої ФАР [3] з еквівалентним амплітудно-фазовим розподілом $a_n B_n$. Множник модуля B_n ви-

значає його спрямовані характеристики в зоні Френеля без врахування напрямлених властивостей випромінювачів. Максимуми множників модулів оріє-

нтовані в точку фокусування. Якщо точки спостереження і фокусування розташовані в дальній зоні модуля, то квадратичну складову фази поля і-го випромінювача (другий доданок в показнику експоненти (8а)) можна не враховувати. В зоні Френеля модуля в деякій області значень R_n біля точки фокусування цієї складовою також можна знехтувати. Ця область визначає область фокусування секції, в котрій множник B_n такий, як в дальній зоні нефокусованого модуля з лінійним фазовим розподілом $\varphi_{ni}^c = -k_n \bar{\rho}_{ni} \bar{i}_{n\phi}$. За межами цієї області множник спотворюється. Те ж саме відноситься і до третього доданку показника експоненти (8), який дозволяє визначити область фокусування ФАР. Перший і третій доданки в показнику експоненти (8) впливають на подовжній розподіл поля в деякому фіксованому напрямку, другий і третій – на кутовий розподіл на фіксованій відстані.

Виберемо частотний розподіл в системі модулів у вигляді:

$$f_n = f_0 + nf, f \ll f_0. \quad (9)$$

Сигнали, що збуджують модулі, мають різні частоти, котрі відрізняються в сусідніх за номером модулях на дискрет частоти f . Отже, частотний розподіл визначається зміною частоти сигналів відносно середнього значення f_0 пропорційно номеру модуля. Порядок нумерації модулів може бути будь-яким. Хвильове число

$$k_n = k_0 + nk, \quad (9a)$$

де $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, $k = 2\pi/\lambda$ – хвильові числа відповідно для частот f_0 і f з довжинами хвиль λ_0 і λ .

При використанні просторово багаточастотного сигналу (9) в подовжньому розподілу амплітуди поля в області фокусування в напрямі на точку фокусування

$$E(P,t) = |\bar{A}_0 \sum_{n=0}^{N-1} a_n B_n \exp[jnk(\nu R_{0\phi} - R_0)]|$$

формується періодична послідовність просторово-часових імпульсів (ПЧІ) на відстанях

$$R_q = \nu R_{0\phi} - q\lambda, q=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (10)$$

яка з часом (із зміною ν) цілком переміщується. Основний імпульс ($q=0$) в мить $t = t_0$ знаходиться в точці фокусування. Інтерференційні імпульси ($q \neq 0$) розташовані відносно основного на відстанях, що кратні просторовому періоду $\lambda = c/f$.

$$E(P,t) = |\bar{A}_0 \sum_{n=-0,5N}^{0,5N} a_n B_n \exp\{j[kn(\nu R_{0\phi} - R_0) + k_n z_n (\cos \theta - \cos \theta_{n\phi}) + \Delta \varphi_n]\}|, \quad (15)$$

де

$$B_n = \sum_{i=-0,5M}^{0,5M} a_i \exp\left\{j\left[k_n z_i (\cos \theta_n - \cos \theta_{n\phi}) + \Delta \varphi_{ni}^c\right]\right\}, \quad (15a)$$

$$\Delta \varphi_n = k_n z_n^2 \left(\frac{\sin^2 \theta_{n\phi}}{2R_{0\phi}} - \frac{\sin^2 \theta}{2R_0} \right), \quad (15b)$$

Часовий період дорівнює періоду частоти f . Подовжні розміри області фокусування і параметри імпульсів визначені в [6].

Лінійна сфокусована ФАР. Проаналізуємо кутовий розподіл поля лінійної модульної еквідистантної антенної решітки (рис. 2) з парним числом модулів N , котрі мають парне число випромінювачів M з кроком d .

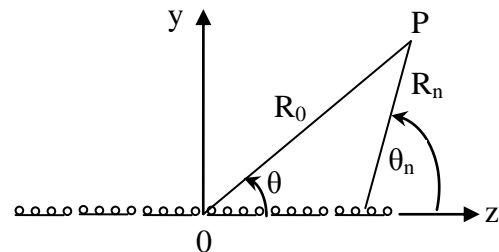


Рис. 2. Лінійна модульна ФАР

Початки загальної і місцевих систем координат розташуємо в геометричних центрах решітки і модулів. Вирази (3), (4) для відстаней від випромінювачів і модулів до точки спостереження мають вигляд:

$$R_{ni} \approx R_n - z_i \cos \theta_n + \frac{z_i^2}{2R_n} \cos^2 \theta_n, \\ R_n \approx R_0 - z_n \cos \theta + \frac{z_n^2}{2R_0} \sin^2 \theta, \quad (11)$$

де $z_i = 0,5d(2|i|-1) \text{sign}(i)$ – координата і-го випромінювача в модулі; $z_n = 0,5(2|n|-1)Md \text{sign}(n)$ – координата n-го модуля в решітці; $\text{sing}(\cdot)$ – знак числа, $\text{sing}(0)=0$, $|i|=1, M/2$; $|n|=1, N/2$.

Значення кута θ_n находимо з теореми косинусів (рис. 2):

$$\theta_n = \arccos((R_0^2 - z_n^2 - R_n^2)/2R_n z_n). \quad (12)$$

Вирази, аналогічні (11), (12), можна записати і для точки фокусування. Фазові розподіли (6), (7) розраховуються за формулами:

$$\varphi_n = -k_n [z_n \cos \theta_{n\phi} - (z_n \sin \theta_{n\phi})^2 / 2R_{0\phi}], \quad (13)$$

$$\varphi_{ni}^c = -k_n [z_i \cos \theta_{n\phi} - (z_i \sin \theta_{n\phi})^2 / 2R_{n\phi}]. \quad (14)$$

Вони визначають алгоритми фазування системи модулів і випромінювачів у них за відомими координатами точки фокусування. З (8) отримаємо наступний вираз для амплітуди поля:

$$\Delta\varphi_{ni}^c = k_n z_i^2 \left(\frac{\sin^2 \theta_{n\phi}}{2R_{n\phi}} - \frac{\sin^2 \theta_n}{2R_n} \right). \quad (15в)$$

Квадратична складова фази $\Delta\varphi_n$ (15б) у фазових співвідношеннях полів модулів визначається різницею між квадратичними складовими фазового розподілу (13) і набігу фази на різниці ходу хвиль $R_n - R_0$ (11). Аналогічний зміст має квадратична складова фази $\Delta\varphi_{ni}^c$ (15в) у фазових співвідношеннях полів випромінювачів модулів. При $k=0$ вираз (15) описує амплітуду поля сфокусованої модульної ФАР з одночастотним сигналом f_0 , просторовий розподіл котрої не змінюється в часі (бо відсутній перший доданок в показнику експоненти (15)). Така ФАР не здатна формувати ПЧІ. При використанні багаточастотного сигналу (9) в області фокусування, де можна знехтувати квадратичною складовою $\Delta\varphi_n$, кутовий розподіл поля буде близьким до розподілу поля з одночастотним сигналом, коли максимальне значення дискретчастотної складової в другому доданку показника експоненти (15) не перевищує $0,25\pi$:

$$0,5L\pi f(N-1)/c \leq 0,25\pi, \quad (16)$$

$L = N M d$ – розмір антени.

З умови (16) витікають обмеження на дискрет частоти

$$f \leq c/2L(N-1), \quad (16а)$$

або на кількість модулів в антені фіксованої довжини

$$N \leq 1 + \lambda/2L. \quad (16б)$$

Одночастотною моделлю можна користуватися для області кутів

$$|\cos\theta - \cos\theta_\phi| \leq \lambda/2L(N-1), \quad (17)$$

яка витікає з уточненої умови (16): $0,5L\pi f(N-1) |\cos\theta - \cos\theta_\phi|/c \leq 0,25\pi$. Якщо для гостроспрямованої антени не виконується (16), то, звичайно, область (17) охоплює головний (розташований під кутом θ_ϕ) і перші бічні пелюстки фокальної плями. В цьому разі, як витікає з теорії антен [7, 8], кутова ширина сфокусованого поля на рівні $0,707E_{max}$ визначається виразом

$$2\theta_{0,707} = C \lambda_0 / L \sin\theta_\phi. \quad (18)$$

Значення коефіцієнта C залежить від виду еквівалентного розподілу $a_n B_n$. Так, якщо цей розподіл для узваної області сфокусованого поля можна вважати рівномірним, то при $L \gg \lambda_0$ коефіцієнт $C=0,89$, рівень бічних пелюсток складає $F_6 = -13,2$ дБ. Для інтерференційних імпульсів квадратична складова фази $\Delta\varphi_n$ для відстаней $R_0=R_q$ може бути значною. Наявність квадратичної складової призводить до розширення головного пелюстка інтерференційного імпульсу аж до його роздвоєння, збільшення рівня бічних пелюсток. Зникають «нульові» напрямки, відсутній фазовий центр. Квадратична складова

змінюється від імпульсу к імпульсу, тому змінюються форма імпульсів і положення умовного фазового центру антени, що відзначалося в [1].

Чисельні розрахунки за формулою (15) проведемо для ФАР з числом випромінювачів $NM=64$, кроком $d=0,5 \lambda_0$, яка складена з 1) $N=8$ модулів по $M=8$ випромінювачів в кожній, 2) $N=4$, $M=16$. При розрахунках сум (15), (15а) в програмі передбачена відсутність членів з номерами $n=i=0$. Багаточастотний сигнал має параметри: $f_0=3$ ГГц ($\lambda_0=0,1$ м), $f=20$ МГц ($\lambda=15$ м). Розмір розкриття $L=32 \lambda_0$. Відстані до дальньої зони антени, модулів ФАР1 і ФАР2 відповідно складають $r_A \geq 2 L^2 / \lambda_0 \approx 2050 \lambda_0$, $r_1=32\lambda_0$, $r_2=128 \lambda_0$. В дальній зоні квадратичними складовими в різниці ходу хвиль можна знехтувати і кутовий розподіл поля стає практично незалежним від дальності. Точка фокусування знаходиться на відстані $R_{0\phi}=20$ м, що складає приблизно $v_\phi=R_{0\phi}/r_A \approx 0,1$ відстані дальньої зони антени. Роздивимось спочатку кутовий розподіл поля антени для основного імпульсу ($q=0$) на відстані $R_0=R_{0\phi}$. Множники модулів (15а), що нормовані до кількості випромінювачів M

$$b_n(n, \theta, \theta_\phi, R_0, R_{0\phi}, \alpha, \delta, \gamma) = 20 \lg(|B_n|/M), \quad (19)$$

наведені на рис. 3.

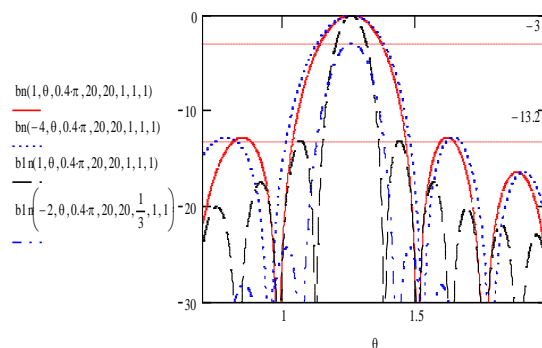


Рис. 3. Множники модулів

Амплітудний розподіл (АР) в модулях вибраний у вигляді «косинус на підставці»:

$$a_i = \alpha + (1-\alpha)\cos(\pi i/M). \quad (19а)$$

Величини δ, γ є допоміжними і приймають значення 1 або 0. При $\delta=0$ в комп'ютерній програмі Mathcad не враховується квадратична складова фази (15в). При $\gamma=0$ сфокусована ФАР збуджується одночастотним сигналом.

Множники модулів b_n (за номером $n=1, n=-4$) для ФАР1 і b_{1n} для ФАР2 ($n=1, n=-2$) орієнтовані на точку фокусування $\theta_\phi=0,4\pi$. Напрямки від початку місцевих і загальної систем координат на точку фокусування практично співпадають, наявність ($\delta=1$), або відсутність ($\delta=0$) квадратичної складової фази

$\Delta\varphi_{\text{пi}}^{\text{с}}$ (15в) не впливає на множники b_n, b_{1n} , бо точки на сфері $R_0=R_{0\text{ф}}$ знаходяться в дальній зоні модулів. При однаковому АР (суцільна крива і пунктир для ФАР1) множники для першого і крайнього модулів декілька відрізняються за рахунок різниці в частотах сигналів, що збуджують ці модулі. При зміні АР для ФАР2 з рівномірного $\alpha=1$ (штрих) на косинус на підставці $\alpha=1/3$ (штрих-пунктир) множники розширюються, знижується рівень бічних пелюсток, зменшується амплітуда поля.

Ширину множника n-го модуля можна оцінити за формулою

$$2\theta_{0,707}^{(n)} = C \lambda_n / M \sin\theta_{\text{нф}},$$

де $\lambda_n = c/f_n$.

Значення коефіцієнта C і рівня бічних пелюсток для різних АР і M можна знайти в [7, 8]. При рівномірному АР множник першого модуля ФАР1 має ширину 0,23 рад і рівень бічних пелюсток декілька більший, ніж -13,2дБ.

Розглянемо функцію $s(v, \theta, \theta_{\text{ф}}, R_0, R_{0\text{ф}}, \Delta, \alpha, \delta, \gamma, \epsilon)$, яка визначає амплітуду поля (15) модульної ФАР з амплітудними розподілами в модулях (19а), і в системі модулів

$$a_n = \Delta + (1 - \Delta) \cos(\pi n / N), \quad (19б)$$

що нормована до свого значення в точці фокусування $\theta = \theta_{\text{ф}}, R_0 = R_{0\text{ф}}$ при рівномірних АР $\Delta = \alpha = 1$ в мить часу $t = t_0$ ($v = 1$). Зміст величин δ, γ вказаний вище. Величина ϵ приймає значення 0 або 1. При $\epsilon = 0$ відсутня в (15) квадратична складова фази $\Delta\varphi_n$.

На рис. 4 для ФАР1 зображені графіки залежності нормованої амплітуди s в дБ від кута θ , рад, на відстані $R_0 = R_{0\text{ф}} = 20\text{м}$, $\theta_{\text{ф}} = 0,4\pi$ для різних комбінацій АР в модулі і між модулями: рівномірного $\Delta = \alpha = 1$ (суцільна крива), косинус на підставці $\Delta = 1/3$ і рівномірного $\alpha = 1$ (штрих), $\Delta = 1$, $\alpha = 1/3$ (пунктир для багаточастотного і штрих-пунктир для одночастотного сигналів). В області $0,9 \leq \theta \leq 1,6$, що задовольняє умові (17), кутовий розподіл майже співпадає до рівня -50дБ з ДС ФАР з одночастотним сигналом.

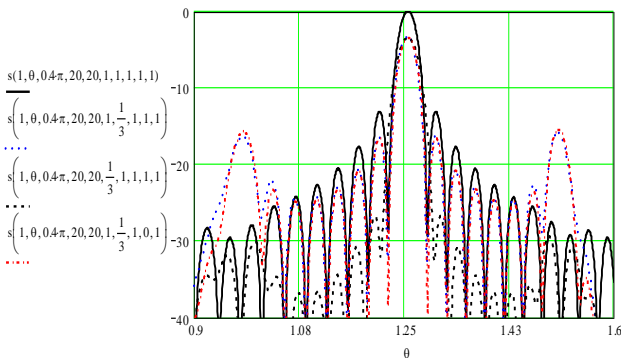


Рис. 4. Кутовий розподіл поля основного імпульсу

Для визначення параметрів кутового розподілу треба оцінити вид еквівалентного амплітудно-

фазового розподілу $a_n B_n$. Розрахунки комплексного множника модулів B_n (15а) показали, що для вказаної області кутів вид еквівалентного розподілу $a_n B_n$ за винятком окремих напрямків і зміни масштабу практично визначається законом a_n (тобто B_n без значних похибок можна винести за знак суми і тоді ДС решітки визначається добутком ДС випромінювача, множника модуля та множника решітки (сума (15) без B_n)). Тому ширина ДС при $\Delta = 1$ розраховується за формулою (18) при $C = 0,89$ і дорівнює 0,03 рад, $F_6 = -13,2\text{дБ}$.

При $\Delta = 1/3$ і $\alpha = 1$ амплітудний розподіл в розкриві ФАР має 8 сходинок (по 8 випромінювачів), рівень котрих змінюється за законом (19б). ДС розширюється ($C = 1,13$), $F_6 = -22,5\text{дБ}$ [8], амплітуда поля знижується на 3,5дБ. Таке ж зниження амплітуди поля виникає і при $\alpha = 1/3, \Delta = 1$. Але в цьому випадку в ДС в напрямках

$$\cos\theta_m = \cos\theta_{\text{ф}} + m\lambda_0 / M d, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (20)$$

виникають дифракційні максимуми, що придушені множником модуля. Дифракційні максимуми при $\alpha = 1$ відсутні, бо їх кутове положення співпадає з «нулями» множника модуля. При $\alpha = 1/3$ множник модуля розширюється, «нулі» зсуваються і дифракційні максимуми лише частково придушуються. Ці максимуми починають зникати [3], коли нерівність (17) для кутів $\theta \approx \theta_m$ не виконується, бо в цьому разі не відбувається синфазного підсумування полів, що випромінюються модулями на різних частотах в напрямках θ_m . Розрахунки показують, що для $f = 100\text{МГц}$ дифракційні максимуми $m = \pm 1$ (що вказані на рис. 4) знижуються приблизно на 8дБ, підвищується біля них фон бічного випромінювання.

Далі роздивимося кутові розподіли поля інтерференційних імпульсів. Розподіли залежить від номеру q (дальності) імпульсу і можуть суттєво відрізнятися від розподілу основного імпульсу внаслідок дії квадратичної складової фази $\Delta\varphi_n$ (15б) і різниць в спрямованих характеристиках модулів в області локалізації максимумів. На рис. 5 наведений кутовий розподіл $q = -10$ інтерференційного імпульсу, що формується в мить $t = t_0$ на відстані $R_q = 170\text{м}$.

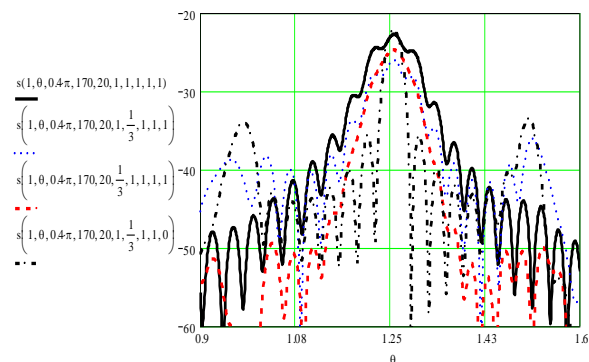


Рис. 5. Кутовий розподіл поля інтерференційного імпульсу

В порівнянні з основним імпульсом перші бічні пелюстки значно зросли і з'єдналися (особливо при $\Delta=1/3$, $\alpha=1$, штрих) з головним пелюстком. Для $\Delta=1$, $\alpha=1/3$ в кутовому розподілі (пунктир) також виникають дифракційні максимуми, але з більш асиметричним придушенням. З рис. 6 для квадратичної складової фази $\Delta\phi_n(n, \theta, \theta_\phi, R_0, R_{0\phi}, \gamma)$ бачимо, що на відміну від основного імпульсу ($R_0 = R_{0\phi} = 20$ м), де в межах $0,35\pi \leq \theta \leq 0,65\pi$ (кутова область фокусування) максимальне значення $\Delta\phi_n$ не перевищує $\pi/8$ (кр.1,2), для інтерференційного імпульсу ($R_0 = 170$ м) $\Delta\phi_n$ значно збільшується (кр. 3,4), що приводить до спотворення кутового розподілу.

Для ілюстрації ступеня впливу $\Delta\phi_n$ на рис. 5 наведений кутовий розподіл для $\Delta\phi_n=0$, $\Delta=1$, $\alpha=1/3$ (штрих-пунктир). Бачимо, що у відсутності квадратичної складової кутовий розподіл інтерференційного імпульсу по формі наближається до відповідного розподілу основного імпульсу.

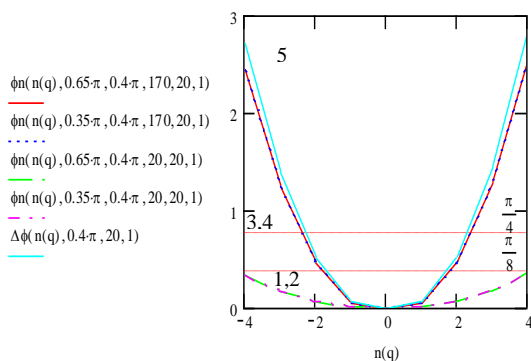


Рис. 6. Квадратична складова фази

Внаслідок дії квадратичної складової погіршуються також енергетичні показники інтерференційного імпульсу. Так з порівняння кр. пунктир і штрих-пунктир на рис. 5 бачимо, що в зменшенні амплітуди поля на 26,2 дБ відносно основного імпульсу майже 4 дБ припадає на дію квадратичної складової. Внаслідок різниць кутів θ_n , що визначають напрямки на основний і інтерференційний імпульси, максимуми множників модулів на відстані R_q формуються під кутами $\theta_{mn} \neq \theta_\phi$, для котрих, як витікає з (15a),

$$\cos\theta_n(\theta_{mn}, R_q) = \cos\theta_{n\phi}(\theta_\phi, R_{0\phi}).$$

Скориставшись (12), для ФАР1 отримаємо, к прикладу, для модулів $n=1, -4, 4$ значення кутів $\theta_{mn}=1,265; 1,198; 1,316$ рад. Отже множники модулів стають асиметричними відносно кута θ_ϕ , що викликає зміни в структурі поля інтерференційного імпульсу в основному в області дифракційних максимумів. При подальшому віддаленні інтерференційного імпульсу квадратична складова $\Delta\phi_n$ буде наближатися до свого граничного значення, що дорівнює квадратичній складовій

$$k_n (z_n \sin \theta_\phi)^2 / 2R_{0\phi} \quad (21)$$

фазового розподілу (13), яка наведена на рис.6 (кр.5).

Тому спотворення кутового розподілу наступних інтерференційних імпульсів потрохи збільшуються і поступово стабілізуються.

Спотворення в кутовому розподілі рис.5 зменшуються при віддаленні точки фокусування. Так при $R_{0\phi}=95$ м кутовий розподіл для $q=-10$ стає таким, як в основному імпульсі, внаслідок суттєвого зменшення $\Delta\phi_n$.

Аналогічні дослідження можна виконати і для ФАР2. Визначимо вплив на енергетичні показники числа модулів в ФАР, у якій відсутні дифракційні максимуми ($\alpha=1$).

На рис. 7 наведені графіки залежності максимальної амплітуди поля ФАР1 (кр.1,1a) і ФАР2 (кр.2,2a) від амплітудного розподілу (19б) для основного (кр.1,2) і інтерференційного імпульсів при наявності (кр.1a,2a) і відсутності (кр.1б,2б) квадратичної складової фази.

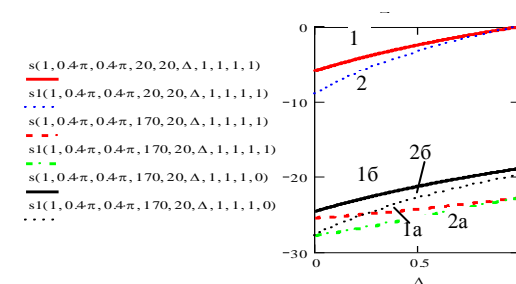


Рис. 7. Зниження амплітуди поля

Зниження амплітуди поля збільшується для спадаючих амплітудних розподілів в системі модулів і при зменшенні їх кількості. Це є наслідком збільшення числа випромінювачів, що збуджуються зменшеною амплітудою поля. З порівняння кр.1a,1б і 2a,2б видно, що ФАР2 має менші втрати ніж ФАР1, бо максимальне значення (21)

$$(k_0 + 0,5Nk)(0,5(N-1)Md \sin \theta_\phi)^2 / 2R_{0\phi}]$$

для ФАР2 менше, ніж для ФАР1. ФАР2 також має декілька менші спотворення кутового розподілу.

Так, наприклад, при $\Delta=1/3$, $\alpha=1$ перші бічні пелюстки в кутовому розподілі інтерференційного імпульсу ФАР2, що знаходяться в межах головного пелюстка множника модулів (рис. 3), на відміну від ФАР1, не повністю поєднуються з головним пелюстком. Інтерференційні імпульси для ФАР1,2 з рівномірним амплітудним розподілом $\Delta = \alpha=1$ найбільш чутливі до квадратичної складової фази.

При збудженні кінцевих модулів (де $\Delta\phi_n$ має максимальне значення) меншою амплітудою, вплив квадратичної складової на кутовий розподіл зменшується.

Висновки

Розроблена методика дослідження і отримані формули для розрахунку параметрів кутового розподілу сфокусованої модульної ФАР, що формує періодичну послідовність просторово-часових імпульсів. В області фокусування кутовий розподіл основного імпульсу співпадає з кутовим розподілом в дальній зоні несфокусованої ФАР і має чітке розмежування головного і бічних пелюсток. Визначені умови, при котрих кутові розподіли ФАР з багаточастотним і одночастотним сигналами однакові.

Кутові розподіли основного і інтерференційних імпульсів (в тому числі розташованих в дальній зоні) не співпадають. Основні спотворення поля інтерференційних імпульсів виникають внаслідок дії квадратичної складової фази $\Delta\varphi_n$ (156). Для імпульсів $R_q > R_{0\phi}$ ($R_q < R_{0\phi}$) $|\Delta\varphi_n|$ збільшується за рахунок зменшення (збільшення) квадратичної складової в різниці ходу хвиль відносно квадратичної складової фазового розподілу. Спотворення зменшуються при наближенні $R_{0\phi}$ в напрямку $\theta = \theta_\phi$ до R_q , або фокусуванні ФАР на відстанях $R_{0\phi} > 0,25r_A$ для всіх імпульсів $R_q > R_{0\phi}$.

Для забезпечення фокусування ФАР в точках, що знаходяться в дальній зоні модулів, кількість сигналів, що потрібна для управління фазообертачами при фокусуванні ФАР в напрямку $\theta = \theta_\phi$, зменшується до кількості модулів.

Список літератури

1. Гомозов А.В. Фокусировка электромагнитного излучения и ее применение в радиоэлектронных средствах СВЧ / А.В. Гомозов, В.И. Гомозов, Г.Е. Ермаков, С.В. Титов. – Х.: КП «Городская типография», 2011. – 330 с.
2. Корниенко Л.Г. Дальностный портрет поля сфокусированной антенной решетки с дискретным фазочастотным управлением / Л.Г. Корниенко // Системи управління, навігації та зв'язку. – К.: ДП «ЦНДІ НГУ», 2012. – Вип. 2(22). – С. 11-16.
3. Корниенко Л.Г. Кутовий розподіл поля просторово-часових імпульсів фазованих антенних решіток з фазочастотним фокусуванням безперервних сигналів / Л.Г. Корниенко // Системи управління, навігації та зв'язку. – К.: ДП «ЦНДІ НГУ», 2012. – Вип. 3(23). – С. 25-30.
4. Справочник по радиолокации. Т.2. Радиолокационные антенные устройства / Под ред. М. Скольника; Пер. с англ. – М.: Сов. радио, 1977. – 408 с.
5. Активные фазированные антенные решетки / Под ред. Д.И. Воскресенского и А.И. Калашикова. – М.: Радиотехника, 2004. – 488 с.
6. Корниенко Л.Г. Продольное распределение поля секционированной сфокусированной антенной решетки с фазочастотным управлением сигналов / Л.Г. Корниенко // Системи обробки інформації. – Х.: ХУПС, 2012. – Вип. 5(103). – С. 11-15.
7. Марков Г.Т. Антенны / Г.Т. Марков, Д.М. Сазонов. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.
8. Корниенко Л.Г. Теория и техника излучающих и направляющих систем / Л.Г. Корниенко. – Х.: МОУ ХВУ, 1994. – 626 с.

Надійшла до редколегії 18.12.2012

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Г.В. Єрмаков, Академія внутрішніх військ МВС України, Харків.

**УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СФОКУСИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ
МОДУЛЬНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ
С УПРАВЛЕНИЕМ ФАЗО-ЧАСТОТНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ
НЕПРЕРЫВНЫХ СИГНАЛОВ**

Л.Г. Корниенко

Рассмотрено угловое распределение поля модульной антенной решетки с фазовой фокусировкой непрерывных сигналов с изменяющейся частотой относительно среднего значения прямо пропорционально номеру излучателя. Проанализированы направленные характеристики основного и интерференционных пространственно-временных видеоимпульсов, определены факторы, влияющие на их параметры.

Ключевые слова: угловое распределение, сфокусированная модульная ФАР, амплитудное, фазовое и частотное распределения, основной и интерференционный пространственно-временные импульсы, точка фокусировки.

**POWER - ANGLE CURVE OF THE FOCUSED IMPULSE FIELD
OF THE MODULAR PHASED ARRAY
WITH CONTROLLED PHASE-FREQUENCY DISTRIBUTION
OF CONTINUOUS SIGNALS**

L.G. Kornienko

Power-angle curve of the phase focused modular array field of the continuous signals with frequency mean value changing in direct proportion to the number of the oscillator was studied. Directional main and interference space-time video impulses were analyzed, factors that influence their parameter were detected.

Keywords: power-angular curve, focused modular phased array, amplitude, phase and frequency distribution, main and interference space-time impulses, focal point.