

С.С. Жила

Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського
"Харківський авіаційний інститут", Харків

АНАЛІЗ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ АНТЕНИ ПРИ ЇЇ ЗБУДЖЕННІ НАДШИРОКОСМУГОВИМИ ТА БАГАТОСМУГОВИМИ СИГНАЛАМИ

Розраховане електромагнітне поле антени в дальній зоні при її збудженні надширокосмуговими та багатосмуговими сигналами та виконано аналіз аналітичних виразів напруженості електричного поля. Для строгого вирішення електродинамічних задач отримана система рівнянь Максвелла в диференціальній формі, яка описує електромагнітне поле з довільним спектром. Розв'язок неоднорідного рівняння Даламбера для векторного електродинамічного потенціалу конкретизовано на випадок збудження нескінченно тонкого "ідеального провідника" надширокосмуговими та багатосмуговими сигналами. Використовуючи отримані вирази для запізнювальних векторних потенціалів, описані поля елементарного лінійного випромінювача, довільної антени, що складається з елементарних випромінювачів, та континуальної антени з заданим безперервним розподілом комплексної щільності струму. Запропоновано використовувати модифікацію просторово-спектральних V -перетворень при аналізі надширокосмугових та багатосмугових антен.

Ключові слова: рівняння Максвелла, надширокосмугові та багатосмугові сигнали, елементарний випромінювач, антена, V -перетворення.

Вступ

Важливим етапом вирішення більшості задач радіолокації, радіометрії, радіонавігації та дистанційного зондування Землі є розрахунок електромагнітного поля (ЕМП) антенних систем. Достовірність визначення просторово-часових характеристик вихідної радіотехнічної системи під час постановки задачі визначає точність розроблених методів при їх практичній реалізації. Точні аналітичні вирази ЕМП антенних систем можливо отримати у результаті вирішення рівнянь Максвелла. Такий підхід трудомісткий та зазвичай потребує введення додаткових фізичних припущень. Проте, як показують більшість досліджень [1–6], урахування навіть простих залежностей полів від частоти, геометрії антени, діелектричної проникності середовища грає важливу роль при аналізі відбитих сигналів та їх зв'язків з електрофізичними, геометричними та статистичними параметрами об'єктів дослідження.

Виконати точний математичний аналіз напруженості ЕМП антенної системи, отримати аналітичні вирази, з урахуванням надширокосмуговості (НШС) і багатосмуговості (БС) збуджуваних сигналів, просторової розподіленості її елементів, залежності параметрів середовища від частоти і швидкості поширення радіохвиль досить важко, проте необхідно в зв'язку з постійним удосконаленням радіотехнічних засобів. Результати такого аналізу можуть бути використані для удосконалення вже існуючих та розробки нових моделей просторово-часових полів в НШС і БС радіолокаційних системах [7–9] з наносекундними зондуючими імпульса-

ми, НШС системах апертурного синтезу [1; 10–12], НШС лазерних системах томографічного дослідження напівпрозорих диспергуючих середовищ [13–15] та ін.

1. Рівняння Максвелла для НШС та БС гармонічних полів

Почнемо теоретичний аналіз ЕМП антен з конкретизації рівнянь Максвелла в диференціальній формі

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{\delta} + \varepsilon_a \partial \vec{E} / \partial t; \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_a \partial \vec{H} / \partial t; \\ \operatorname{div} \varepsilon_a \vec{E} &= \vec{\rho}; \\ \operatorname{div} \mu_a \vec{H} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

де \vec{E} і \vec{H} – вектори напруженості електричного та магнітного полів, $\vec{\delta} = g \vec{E}$ – щільність струму, g – провідність, ε_a і μ_a – абсолютні діелектрична та магнітна проникність середовища, $\vec{\rho}$ – щільність заряду. Напівжирним накресленням у (1) позначені вектори, що залежать від просторових координат та часу.

Представимо напруженості електричного і магнітного полів, щільність струму і заряду через їх спектри за допомогою перетворень Фур'є у вигляді суми окремих смуг частот, кожна з яких розташована навколо деякої центральної частоти і задовольняє умові надширокосмуговості

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{E}\left(\vec{r}, j\left(\frac{\omega - \omega_{0i}}{\Delta F_i}\right)\right) e^{j\omega t} d\omega, \quad (2)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{H}\left(\vec{r}, j\left(\frac{\omega - \omega_{0i}}{\Delta F_i}\right)\right) e^{j\omega t} d\omega, \quad (3)$$

$$\vec{\delta}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{\delta}\left(\vec{r}, j\left(\frac{\omega - \omega_{0i}}{\Delta F_i}\right)\right) e^{j\omega t} d\omega, \quad (4)$$

$$\vec{\rho}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{\rho}\left(\vec{r}, j\left(\frac{\omega - \omega_{0i}}{\Delta F_i}\right)\right) e^{j\omega t} d\omega, \quad (5)$$

де $\vec{r} = \|x, y, z\|$; $\omega = 2\pi f$ – колова частота; t – час; ω_{0i} – центральна частота i -ї смуги частот; ΔF_i – ширина i -ї смуги частот, що задовольняє умові $0,1 \leq (\Delta F_i / f_{0i}) < 2$; $\dot{E}(\cdot)$, $\dot{H}(\cdot)$, $\dot{\delta}(\cdot)$, $\dot{\rho}(\cdot)$ – комплексні амплітуди спектрів; N – кількість смуг частот у спектрі. Для спрощення аналітичних виразів знаменник ΔF_i далі буде опущений.

Система рівнянь (1) з урахуванням (2–5) набуде вигляду

$$\left\{ \begin{aligned} & \text{rot} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{H}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega = \\ & = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j\omega \dot{\epsilon}_a \dot{E}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega, \\ & \text{rot} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{E}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega = \\ & = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j\omega \mu_a \dot{H}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega, \quad (6) \\ & \text{div} \epsilon_a \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{E}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega = \\ & = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{\rho}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega, \\ & \text{div} \mu_a \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{H}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega = 0, \end{aligned} \right.$$

де $\dot{\epsilon}_a = \epsilon_a - j \frac{g}{\omega}$ – комплексна діелектрична проникність середовища, яка залежить від частоти.

Визначимо ЕМП елементарного лінійного випромінювача, як складової частини антен та антенних систем, з урахуванням виразів (2–5) та системи рівнянь (6).

2. ЕМП елементарного лінійного випромінювача

Елементарним випромінювачем ЕМП називають випромінювач, розподіл струму (поля) уздовж якого є рівномірним, а його розміри багато менше довжини електромагнітної хвилі λ , що випромінюється. Для випадку ширококугової моделі ЕМП (2–5), цій умові буде задовольняти елементарний випромінювач,

розмір якого буде багато менше мінімальної довжини хвилі в спектрі ЕМП λ_{\min} .

Визначимо складові ЕМП \vec{E} і \vec{H} елементарного лінійного випромінювача – нескінченно тонкого "ідеального провідника" з рівномірним розподілом струму та довжиною dl багато меншою λ_{\min} [16]. Для цього розглянемо поняття векторного електродинамічного потенціалу \vec{A} , що зв'язаний з характеристиками магнітного поля \vec{H} наступним чином

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_a} \text{rot} \vec{A}. \quad (7)$$

Векторний електродинамічний потенціал також представимо в спектральному вигляді

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{A}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega. \quad (8)$$

Застосовуючи ротор до лівої та правої частин співвідношення (7) та розкриваючи

$$\text{rot rot} \vec{A} = \text{grad div} \vec{A} - \nabla^2 \vec{A} = \text{grad} \left(-\epsilon_a \mu_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - \nabla^2 \vec{A},$$

отримаємо неоднорідне хвильове рівняння Даламбера

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{A}(\vec{r}, t) - \epsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \\ = -\mu_a \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{\delta}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega. \quad (9) \end{aligned}$$

Рішення рівняння (9) для елементарного лінійного випромінювача, що розташований на початку системи координат та орієнтований вздовж осі z , має лише одну відмінну від нуля проекцію

$$\begin{aligned} \vec{A}(z, t) = \\ = \frac{\mu_a}{4\pi} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{I}(j(\omega - \omega_{0i})) \frac{e^{j\omega(t - R/\dot{v})}}{R} d\omega dl, \quad (10) \end{aligned}$$

де $\dot{v} = 1/\sqrt{\mu_a \dot{\epsilon}_a}$ – швидкість розповсюдження електромагнітних хвиль у середовищі з втратами, R – відстань, dl – довжина елементарного випромінювача.

Виражаючи (10) в сферичній системі координат та застосовуючи операцію ротора, згідно (7), отримаємо лише одну проекцію напруженості магнітного поля

$$\begin{aligned} \dot{H}_\varphi(\theta, t) = (4\pi)^{-1} dl \sin \theta \times \\ \times \left[jR^{-1} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{I}(j(\omega - \omega_{0i})) \dot{k} e^{j\omega t} e^{-jkR} d\omega + \right. \\ \left. + R^{-2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \dot{I}(j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} e^{-jkR} d\omega \right], \quad (11) \end{aligned}$$

де $\dot{k} = \omega / \dot{v}$ – комплексне хвильове число, що залежить від частоти. В (11) та у наступних рівняннях

складові вектора в сферичній системі координат будемо позначати підстрочним індексом.

Зі складової магнітного поля $\dot{\mathbf{H}}_{\varphi}(\theta, t)$ можливо отримати ортогональні до неї електричні компоненти поля $\dot{\mathbf{E}}_R(\theta, t)$ і $\dot{\mathbf{E}}_{\theta}(\theta, t)$ з першого рівняння Максвелла

$$\dot{\mathbf{E}}_R(\theta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \left[\frac{-jk^3}{2\pi\omega\dot{\epsilon}_a} \dot{\mathbf{I}}(j(\omega - \omega_{0i})) e^{-jkR} dl \cdot \left[\frac{1}{k^3 R^3} + j \frac{1}{k^2 R^2} \right] \cos\theta \right] e^{j\omega t} d\omega, \quad (12)$$

$$\dot{\mathbf{E}}_{\theta}(\theta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \left[\frac{k^3}{4\pi j\omega\dot{\epsilon}_a} \dot{\mathbf{I}}(j(\omega - \omega_{0i})) e^{-jkR} dl \cdot \left[\frac{1}{k^3 R^3} + j \frac{1}{k^2 R^2} - \frac{1}{kR} \right] \sin\theta \right] e^{j\omega t} d\omega. \quad (13)$$

В дальній зоні випромінювача вирази (11–13) спрощуються

$$\dot{\mathbf{H}}_{\varphi}(\theta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \left[j \frac{1}{4\pi R} k \dot{\mathbf{I}}(j(\omega - \omega_{0i})) \cdot e^{-jkR} dl \sin\theta \right] e^{j\omega t} d\omega, \quad (14)$$

$$\dot{\mathbf{E}}_R(\theta, t) = 0, \quad (15)$$

$$\dot{\mathbf{E}}_{\theta}(\theta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \left[j \frac{1}{4\pi R} \frac{k^2}{\omega\dot{\epsilon}_a} \cdot \dot{\mathbf{I}}(j(\omega - \omega_{0i})) e^{-jkR} dl \sin\theta \right] e^{j\omega t} d\omega. \quad (16)$$

Отримані вирази показують, що на кожній частоті спектра компоненти ЕМП у елементарному лінійному випромінювачі синфазні.

Нормована діаграма направленості елементарного випромінювача має вигляд:

$$\dot{F}(\theta) = \frac{\dot{\mathbf{E}}_{\theta}(\theta, t)}{\dot{\mathbf{E}}_{\theta \max}(\theta, t)} = \sin\theta. \quad (17)$$

З (17) слідує, що діаграма спрямованості елементарного випромінювача НШС і БС сигналів, що відповідає умові $dl \ll \lambda_{\min}$, не залежить від частоти.

Напруженості ЕМП (14; 16) та діаграма спрямованості (17) можуть бути використані для розрахунку полів НШС і БС антен довільної форми, при їх розділенні на елементарні ділянки довжиною $dl \ll \lambda_{\min}$ та застосуванні принципу суперпозиції.

3. Розрахунок поля НШС і БС антени довільної форми

Взявши за основу результати дослідження поля довільної антени [17], що збуджується вузькосмуговими сигналами, виконаємо розрахунок поля НШС і БС антени.

Згідно принципу суперпозиції поле будь-якої антени можна представити у вигляді суми полів, які збуджуються окремими елементарними випромінювачами

$$\bar{\mathbf{E}}(\cdot) = \sum_{m=1}^M \bar{\mathbf{E}}_m(\cdot). \quad (18)$$

На рис. 1 показана геометрія довільно розміщених елементарних випромінювачів та введені наступні позначення: P – точка спостереження; R_0 – відстань від випромінювача, що розміщений на початку системи координат, до P ; R_m – відстань від випромінювача з індексом m до P ; i_{R_0} і i_{R_m} – орти, що визначають напрямки радіусів-векторів на точку P ; i_{θ_0} і i_{θ_m} – орти сферичних систем координат кожного випромінювача; θ_0 і θ_m – кути у сферичній системі координат кожного вібратора; \vec{r}_m – радіус-вектор від початку координат до m -го випромінювача.

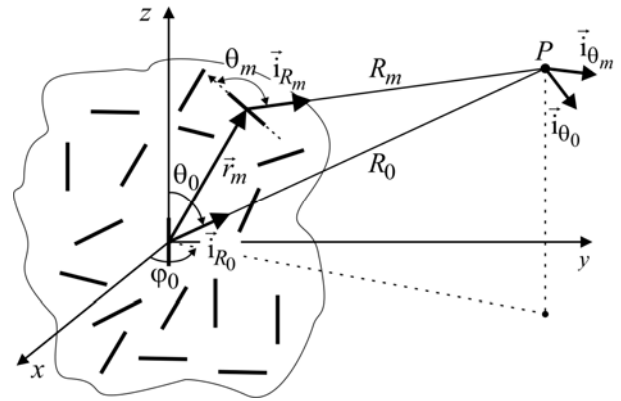


Рис. 1. Геометрія розміщення елементарних випромінювачів

У якості елементарного випромінювача НШС і БС сигналів виберемо лінійний випромінювач довжиною $dl \ll \lambda_{\min}$ з напруженістю електричного поля

$$\bar{\mathbf{E}}_m(\theta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \left[j \frac{dl}{\lambda R_m} \frac{\dot{\rho}}{2} \dot{\mathbf{I}}_m(j(\omega - \omega_{0i})) \cdot e^{-jkR_m} \sin\theta_m \vec{i}_{\theta_m} \right] e^{j\omega t} d\omega, \quad (19)$$

де $\dot{\rho} = 1/\dot{\nu}\dot{\epsilon}_a$ – комплексний хвильовий опір.

Будемо вважати, що точка P знаходиться в дальній зоні антени, на відстані $R_0 \gg 2L^2/\lambda$, де L – максимальний лінійний розмір антени. В такому разі вектори \vec{i}_{R_0} і \vec{i}_{R_m} колінеарні та рівні між собою $\vec{i}_{R_0} = \vec{i}_{R_m} = \vec{i}_R$, а відстань R_m має наступний вигляд

$$R_m = R_0 - \vec{r}_m \vec{i}_R. \quad (20)$$

Повне поле антени згідно виразів (18–20) запишемо так:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\theta, \varphi, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \dot{I}_0 \cdot \\ &\cdot \sum_{m=1}^M \frac{\dot{I}_m(j(\omega - \omega_{0i}))}{\dot{I}_0} e^{jk\vec{r}_m \cdot \vec{r}_R} \sin \theta_m \vec{i}_{\theta_m} e^{j\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \dot{I}_0 \vec{f}(\theta, \varphi, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega, \end{aligned} \quad (21)$$

де

$$\begin{aligned} \vec{f}(\theta, \varphi, j(\omega - \omega_{0i})) &= \\ &= j \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \sum_{m=1}^M \frac{\dot{I}_m(j(\omega - \omega_{0i}))}{\dot{I}_0} e^{jk\vec{r}_m \cdot \vec{r}_R} \sin \theta_m \vec{i}_{\theta_m} \end{aligned} \quad (22)$$

– векторна комплексна діаграма спрямованості. При отриманні (21) вважалося, що вплив відстаней $\vec{r}_m \cdot \vec{r}_R$ на амплітудний множник незначний.

Отриманий вираз (21) дозволяє описувати поле антени при її збудженні НШС і БС сигналами і є узагальненням вже відомих результатів [17].

Формули (21) і (22) доволі прості та зрозумілі на перший погляд, проте мають громіздкі вирази при конкретизації геометрії антени та спектру сигналів. Для спрощення аналізу поля $E(\theta, t)$ припустимо, що елементарні випромінювачі довільної антени орієнтовані однаково.

4. Розрахунок поля НШС і БС антени при однаковій орієнтації елементарних випромінювачів

Геометрія довільної антени, що представлена набором однаково орієнтованих вздовж осі z елементарних випромінювачів, показана на рис. 2.

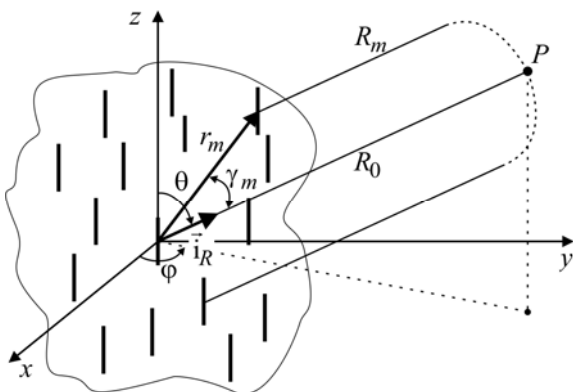


Рис. 2. Геометрія розміщення однаково орієнтованих елементарних вібраторів

Для представленої геометрії одиничні вектори \vec{i}_{θ_0} і \vec{i}_{θ_m} колінеарні. Векторна комплексна діаграма спрямованості в такому випадку може бути представлена в координатній формі $\vec{f}(\theta, \varphi, j(\omega - \omega_{0i})) =$

$= \hat{f}(\theta, \varphi, j(\omega - \omega_{0i})) \vec{i}_{\theta_0}$, а відстані в її фазових множниках матимуть наступний вигляд:

$$\vec{r}_m \cdot \vec{r}_R = r_m \cos \gamma_m, \quad (23)$$

де r_m – модуль радіус вектора \vec{r}_m ; γ_m – кут між напрямком на точку P і радіус вектором \vec{r}_m .

З урахуванням введених припущень напруженість $\vec{E}(\theta, \varphi, t)$ матиме лише одну проекцію в сферичній системі координат $\vec{E}_\theta(\theta, \varphi, t)$, що дорівнює векторній сумі полів всіх випромінювачів

$$\begin{aligned} \vec{E}_\theta(\theta, \varphi, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \dot{I}_0 \sin \theta \cdot \\ &\cdot \sum_{m=1}^M \frac{\dot{I}_m(j(\omega - \omega_{0i}))}{\dot{I}_0} e^{jk r_m \cos \gamma_m} e^{j\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \dot{I}_0 \cdot \\ &\cdot f_0(\theta, \varphi) \hat{f}_{\text{сист}}(\theta, \varphi, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega, \end{aligned} \quad (24)$$

де $f_0(\theta, \varphi)$ – діаграма спрямованості елементарного випромінювача,

$$\hat{f}_{\text{сист}}(\theta, \varphi, j(\omega - \omega_{0i})) = \sum_{m=1}^M \frac{\dot{I}_m(j(\omega - \omega_{0i}))}{\dot{I}_0} e^{jk r_m \cos \gamma_m} \quad (25)$$

– множник системи.

Формули (24) та (25) описують поля антен з урахуванням їх геометрії, спектру збуджуючих сигналів та характеристик середовища. Як і у класичній теорії антен [17] множник системи $\hat{f}_{\text{сист}}(\cdot)$ не залежить від типу елементарних випромінювачів. Водночас він показує, що інтерференційна картина випромінювання визначається не тільки геометричним положенням $r_m \cos \gamma_m$ ізотропних випромінювачів, а і частотою сигналу ω та хвилевим числом k .

Розрахунки напруженості електричного поля (24) ґрунтуються на представленні антени довільної форми у вигляді набору дискретних випромінювачів. При цьому, як і в теорії дискретизації, виникають питання щодо періоду дискретизації антенної поверхні та залежності $\vec{E}(\theta, t)$ від похибки дискретизації. Уникнути цих особливостей можна при переході до неперервної системи випромінювачів.

5. Розрахунок поля НШС і БС континуальної антени

Розглянемо на рис. 3 континуальне випромінююче середовище об'ємом V із заданим безперервним розподілом комплексної щільності струму

$$\hat{\delta}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) = \frac{\dot{I}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i}))}{dV}, \quad (26)$$

де $\vec{r} = (x, y, z)$ – вектор координат, $dV = dx dy dz$.

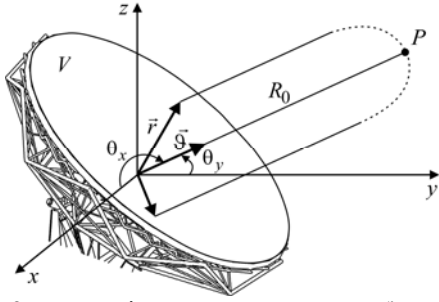


Рис. 3. Випромінююче середовище об'ємом V із заданим безперервним розподілом $\dot{\delta}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i}))$

Розіб'ємо випромінююче середовище на елементарні об'єми dV та умовно помістимо в них елементарні лінійні випромінювачі. Виконуючи граничний перехід в (24) від сум по всіх елементах до інтеграла по об'єму V , отримуємо поле континуальної антени $\dot{E}(\vec{\vartheta}, t)$ з безперервним розподілом щільності струмів

$$\begin{aligned} \dot{E}(\vec{\vartheta}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \dot{\delta}(0, j(\omega - \omega_{0i})) \cdot \\ &\cdot f_0(\vec{\vartheta}) \int_V \frac{\dot{\delta}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i}))}{\dot{\delta}(0)} e^{jk\vec{r}\vec{\vartheta}} d\vec{r} e^{j\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=-N/2}^{N/2} j \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \dot{\delta}(0, j(\omega - \omega_{0i})) \cdot \\ &\cdot f_0(\vec{\vartheta}) \dot{f}_A(\vec{\vartheta}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega t} d\omega, \end{aligned} \quad (27)$$

де $\dot{f}_A(\vec{\vartheta}, j(\omega - \omega_{0i})) = \int_V \dot{J}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{jk\vec{r}\vec{\vartheta}} d\vec{r}$ – комплексна діаграма спрямованості антени з заданим безперервним розподілом комплексної щільності струму; $\vec{\vartheta} = (\vartheta_x = \cos \theta_y, \vartheta_y = \cos \theta_x)$ – вектор напрямляючих косинусів; $\dot{\delta}(0, j(\omega - \omega_{0i})) = \delta(0, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\Phi(0, \omega)}$ – комплексна амплітуда щільності струму на початку координат, $d\vec{r} = dx dy dz$,

$$\begin{aligned} \dot{J}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) &= \dot{\delta}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) / \dot{\delta}(0, j(\omega - \omega_{0i})) = \\ &= \frac{\delta(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i}))}{\delta(0, j(\omega - \omega_{0i}))} e^{j[\Phi(\vec{r}, \omega) - \Phi(0, \omega)]} = \\ &= \dot{J}_a(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\varphi(\vec{r}, j\omega)} \end{aligned} \quad (28)$$

– нормована щільність струму, яку далі будемо називати комплексним амплітудно-фазовим розподілом (АФР) поля в антені, що характеризує здатність кожної точки випромінюючої поверхні з координатами \vec{r} на кожній заданій частоті ω змінювати амплітуду і фазу падаючого поля.

Вираз (27) описує напруженість електричного поля однієї антени довільної форми із заданим безперервним розподілом комплексної щільності струму. Отриманий результат може бути використаний при визначенні поля в системах з просторово-розповсюдженими антенними решітками.

6. Застосування V - перетворень для аналізу НШС і БС полів антен

Напруженість електричного поля континуальної антени (27) можна переписати у наступному вигляді

$$\begin{aligned} \dot{E}(\vec{\vartheta}, t) &= \sum_{i=-N/2}^{N/2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \dot{E}_0(\vec{\vartheta}, j(\omega - \omega_{0i})) \cdot \\ &\cdot \dot{J}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega(t + \dot{v}^{-1} \vec{r}\vec{\vartheta})} d\omega d\vec{r} = \\ &= f_0(\vec{\vartheta}) \sum_{i=-N/2}^{N/2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \dot{E}_0(j(\omega - \omega_{0i})) \cdot \\ &\cdot \dot{J}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i})) e^{j\omega(t + \dot{v}^{-1} \vec{r}\vec{\vartheta})} d\omega d\vec{r} \end{aligned} \quad (29)$$

де

$$\dot{E}_0(\vec{\vartheta}, j(\omega - \omega_{0i})) = j \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{dl \dot{\rho}}{\lambda} \dot{\delta}(0, j(\omega - \omega_{0i})) f_0(\vec{\vartheta}) -$$

комплексна амплітуда елементарного об'ємного випромінювача на кожній частоті спектра, що знаходиться на початку координат та займає одиничний об'єм $dV = 1$.

При виконанні квазімонохроматичного наближення [1; 18] та у випадку розповсюдження ЕМП в вільному просторі, інтеграли в (29) в нескінчених межах інтегрування можуть бути зведені до трьохмірного перетворення Фур'є добутку функцій $\dot{E}_0(\vec{\vartheta}, j(\omega - \omega_{0i})) \dot{J}(\vec{r}, j(\omega - \omega_{0i}))$. Однак в загальному випадку отримані інтеграли дещо відрізняються від класичних уявлень багатовимірних перетворень Фур'є у вигляді розкладання функцій по комплексним експонентам. Ця відмінність полягає в тому, що змінна $\omega \dot{v}^{-1}$ є співмножник при інших змінних $\vec{r}\vec{\vartheta}$. Вперше такі перетворення були досліджені в роботах [19–21] та мають назву V_F -перетворень

$$\begin{aligned} s(\vec{r}, t) &= V_F^{-1} [\dot{S}(\vec{\vartheta}, f)] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\vec{\vartheta}, f) \exp \left\{ j2\pi f \left[t \pm \vec{\vartheta} \frac{\vec{r}}{c} \right] \right\} df d\vec{\vartheta}, \\ &(c^3 / f^3) \dot{S}(\vec{\vartheta}, f) = V_F [s(\vec{r}, t)] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(\vec{r}, t) \exp \left\{ -j2\pi f \left[t \pm \vec{\vartheta} \frac{\vec{r}}{c} \right] \right\} dt d\vec{r}, \end{aligned} \quad (30)$$

де $s(\vec{r}, t)$ – просторово-часове ЕМП поле; $\dot{S}(\vec{\vartheta}, f)$ – спектрально-кутова щільність комплексної амплітуди.

Вирази (30) були отримані у результаті синтезу просторово-розповсюджених НШС радіометричних систем оцінювання параметрів власного радіотеплового випромінювання, що приймають ЕМП у вільному просторі зі швидкістю розповсюдження радіохвиль $\dot{v} = c$, яка дорівнює швидкості світла. В такому разі інтеграли в (29) в нескінчених межах інтег-

рування можна вважати узагальненням просторово-спектральних V_F -перетворень для випадку аналізу НШС і БС полів антен в середовищі з довільними електрофізичними параметрами

$$s(\bar{\vartheta}, t) = V_{F\dot{V}}^{-1} \{ \dot{S}(\bar{r}, j\omega) \} = \\ = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\bar{r}, j\omega) \exp \{ j\omega [t + \bar{\vartheta} \bar{r} \dot{v}^{-1}] \} d\omega d\bar{r}. \quad (31)$$

Отримаємо пряме $V_{F\dot{V}} \{ \}$ перетворення, для цього помножимо ліву та праву частину (31) на функцію $\exp \{ -j\omega_1 [t + \bar{\vartheta} \bar{r}_1 \dot{v}^{-1}] \}$ та виконаємо інтегрування за змінними t та $\bar{\vartheta}$:

$$V_{F\dot{V}} \{ s(\bar{\vartheta}, t) \} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(\bar{\vartheta}, t) \exp \{ -j\omega_1 [t + \bar{\vartheta} \bar{r}_1 \dot{v}^{-1}] \} dt d\bar{\vartheta} = \\ = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\bar{r}, j\omega) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ j[(\omega - \omega_1)t + \right. \\ \left. + \dot{v}^{-1}(\omega \bar{r} - \omega_1 \bar{r}_1) \bar{\vartheta}] \} dt d\bar{\vartheta} \right] d\omega d\bar{r} = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\bar{r}, j\omega) \delta(\omega - \omega_1) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ j\dot{v}^{-1}(\omega \bar{r} - \omega_1 \bar{r}_1) \bar{\vartheta} \} d\bar{\vartheta} d\omega d\bar{r} = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\bar{r}, j\omega_1) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ j2\pi f_1 \dot{v}^{-1} \bar{\vartheta} (\bar{r} - \bar{r}_1) \} d\bar{\vartheta} d\bar{r} = \\ = \dot{v}^2 f_1^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\bar{r}, j\omega_1) \delta(\bar{r} - \bar{r}_1) d\bar{r} = \dot{v}^2 f_1^{-2} \dot{S}(\bar{r}_1, j\omega_1). \quad (32)$$

Отримані $V_{F\dot{V}}$ -перетворення не є перетвореннями Фур'є в класичному їх уявленні через комплексні експоненти як базисних функції, тому що в другому доданку під знаком експоненти нероздільні співмножники $\omega \bar{\vartheta} \dot{v}^{-1}$ (часові та просторові частоти). Однак їх можна звести до послідовного застосування часового та просторового перетворень Фур'є і розглядати як узагальнення цих перетворень.

Подальші дослідження властивостей $V_{F\dot{V}}$ -перетворень матимуть вагомий внесок в розробку математичного апарату дослідження НШС і БС полів антен.

Висновки

Для визначення полів НШС та БС антен запропоновано представити рівняння Максвелла через їх спектри у вигляді суми окремих смуг частот, що задовольняють умові надширокопосмуговості. На основі цих рівнянь отримані аналітичні вирази напруженостей електричного та магнітного полів елементарного лінійного випромінювача довжиною $dl \ll \lambda_{\min}$. Показано, що ці напруженості синфазні, а діаграма спрямованості елементарного випромінювача НШС і БС сигналів не залежить від частоти.

Згідно принципу суперпозиції, розраховані напруженості електричного поля НШС і БС антени довільної форми для різних припущень. В першому випадку антенна була представлена у вигляді набору дискретних елементів. В другому виконано граничний перехід до континуальної площини з заданим безперервним розподілом щільності струмів. Отримані вирази $E(\theta, t)$ є узагальненням вже відомих результатів та дозволяють описувати поле антени при її збудженні сигналами з довільним спектром.

Показано, що для вільного простору напруженість електричного поля континуальної антени зв'язана з комплексною амплітудою елементарного об'ємного випромінювача та АФР поля антени V_F -перетвореннями. Запропоновано узагальнені $V_{F\dot{V}}$ -перетворення для випадку аналізу НШС і БС полів антен в середовищі з довільними електрофізичними параметрами.

Список літератури

1. Волосяк В.К. Статистическая теория радиотехнических систем дистанционного зондирования и радиолокации / В.К. Волосяк, В.Ф. Кравченко; под ред. В.Ф. Кравченко. – М.: Физматлит, 2008. – 740 с.
2. Kutuza B.G. Two-dimensional synthetic aperture radiometric interferometer for measuring full-component Stokes vector of emission from hydrometeors / B.G. Kutuza, G.K. Zagorin // Radio Science. – 2003. – Vol. 38, No. 3. – P. 20-1-20-7.
3. Sukharevsky O. The Electromagnetic Wave Scattering By Aerial And Ground Radar Objects / O. Sukharevsky, V. Vasilits, S. Kukobko, S. Nechitaylo, A. Sazonov; edited by professor O. Sukharevsky. – Kharkiv: Kharkiv University of Air Forces, 2009. – 468 p.
4. Masalov S.A. The results of modeling of video pulses scattering by ground structures with continuous law of humidity variation / S.A. Masalov, O.O. Puzanov // 10th International Crimean Microwave Conference "Microwave and Telecommunication Technology"; Conference Proceedings (IEEE Cat. No.00EX415). – Crimea, Ukraine, 2000. – P. 249-252. <https://doi.org/10.1109/CRMICO.2000.1256091>.
5. Masalov S.O. Modelling time-dependent radio wave scattering from sub-surface ground medium / S.A. Masalov, O.O. Puzanov // MMET Conference Proceedings. 1998 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory MMET 98 (Cat. No.98EX114). – Kharkov, 1998, vol. 1. – P. 358-360. <https://doi.org/10.1109/MMET.1998.709947>.
6. Ruzhentsev N.V. Peculiarities of vertical atmosphere absorption in the millimeter wave band / N.V. Ruzhentsev // Radio Science. – 2003. – Vol. 38, no. 3, 8043. – P. Mar 8-1-8-7. <https://doi.org/10.1029/2002RS002668>.
7. Чапурский В.В. Избранные задачи теории сверхширокополосных радиолокационных систем / В.В. Чапурский. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – 279 с.
8. Ultrawideband Radar Applications and Design; Edited by James D. Taylor. – Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2012.

9. Jankiraman M. Design of Multi-Frequency CW Radars / M. Jankiraman. – Raleigh, NC: SciTech Publishing Inc., 2007. – 351 p.
10. Volosyuk V.K. Development of the theory, methods and algorithms of optimal space-time ultrawideband signal processing for radio-thermal radiation / V.K. Volosyuk, V.F. Kravchenko and V.V. Pavlikov // IX International Conference on Antenna Theory and Techniques. – Odessa, 2013. – P. 74-79. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2013.6650688>.
11. Volosyuk V.K. Review of modern algorithms for high resolution imaging with passive radar / V.K. Volosyuk, V.F. Kravchenko, B.G. Kutuza and V.V. Pavlikov // International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). – Kharkiv, 2015. – P. 1-6. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136779>.
12. Pavlikov V.V. Optimal signal processing for radiometric imaging with multi-antenna & multi-band passive radars / V.V. Pavlikov, S.S. Zhyla, Nguen Van Kiem, O.V. Odokienko // International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). – Kharkiv, 2015. – P. 1-3. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136821>.
13. Drexler Wolfgang. Optical Coherence Tomography. Technology and Applications / Wolfgang Drexler, James G. Fujimoto. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. – 1346 p.
14. Ko T.H. Ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging with a broadband superluminescent diode light source / T.H. Ko, D.C. Adler, J.G. Fujimoto, D. Mamedov, V. Prokhorov, V. Shidlovski, S. Yakubovich // Optics Express. – 2004. – 12(10). – P. 2112-2119.
15. Volosyuk V.K. Method of Holographic Imaging of Inhomogeneities in the Density of a Substance of a Semitransparent Medium Using Plane-Parallel Laser Radiation / V.K. Volosyuk, S.S. Zhyla, V.F. Kravchenko, A.V. Morozov, V.I. Pustovoit, P. Hunziker // Doklady Physics. – 2016. – Vol. 61. – No. 12. – P. 590-595.
16. Новокшанов М.Н. Электродинамика и распространение радиоволн / М.Н. Новокшанов. – Рига: РВВАИУ, 1981. – 563 с.
17. Шифрин Я.С. Антенны: учеб. пособие / Я.С. Шифрин. – Харьков: Изд-во ВИРТА им. Л.А. Говорова, 1976. – 408 с.
18. Фалькович С.Е. Основы статистической теории радиотехнических систем: учеб. пособие / С.Е. Фалькович, П.Ю. Костенко. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т им. Н.Е. Жуковского «Харьк. авиац. ин-т», 2005. – 390 с.
19. Волосюк В.К. Спектральные преобразования широкополосных полей и их корреляционных характеристик. Приближение Френеля / В.К. Волосюк // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. – 1994. – Т. 37. – № 8. – С. 58-66.
20. Волосюк В.К. Прямые и обратные преобразования при построении спектральных образов случайных полей / В.К. Волосюк // Автометрия. – 1995. – № 1. – С. 39-45.
21. Волосюк В.К. Теорема о спектральных преобразованиях широкополосных полей и их корреляционных характеристик / В.К. Волосюк // Радиотехника. – 1996. – № 3. – С. 74-80.

References

1. Volosyuk, V.K. and Kravchenko, V.F. (2008), “Statystycheskaja teoryja radyotekhnicheskikh system dystancyonnoho zondyrovannya y radyolokacyu” [Statistical Theory of Radio-Engineering Systems of Remote Sensing and Radar], Fyzmatlyt, Moscow, 740 p.
2. Kutuza, B.G. and Zagorin, G.K. (2003), Two-dimensional synthetic aperture millimeter-wave radiometric interferometer for measuring full-component Stokes vector of emission from hydrometeors, *Radio Science*, Vol. 38, No. 3, pp. 20-1-20-7.
3. Sukharevsky, O., Vasilets, V., Kukobko, S., Nechitaylo, S. and Sazonov, A. (2009), *The Electromagnetic Wave Scattering By Aerial And Ground Radar Objects*, Kharkiv Air Forces University, Kharkiv, 468 p.
4. Masalov, S.A. and Puzanov, O.O. (2000), The results of modeling of video pulses scattering by ground structures with continuous law of humidity variation, *10th International Crimean Microwave Conference “Microwave and Telecommunication Technology”*, Crimea, pp. 249-252. <https://doi.org/10.1109/CRMICO.2000.1256091>.
5. Masalov, S.A. and Puzanov, O.O. (1998), Modelling time-dependent radio wave scattering from sub-surface ground medium, *MMET Conference Proceedings. International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. MMET 98*, Kharkov, pp. 358-360. <https://doi.org/10.1109/MMET.1998.709947>.
6. Ruzhentsev, N.V. (2003), Peculiarities of vertical atmosphere absorption in the millimeter wave band, *Radio Science*, Vol. 38, No. 3, 8043, pp. Mar 8-1 – 8-7. <https://doi.org/10.1029/2002RS002668>.
7. Chapurskyj, V.V. (2012), “Izbrannyye zadachi teorii sverkhshirokopolosnykh radiolokatsionnykh sistem” [Selected problems of the theory of ultra-wideband radar systems], MGTU named after N.E. Bauman, Moscow, 279 p.
8. Taylor, J.D. (2012), *Ultrawideband Radar Applications and Design*, CRC Press, Boca Raton, London, New York, 536 p.
9. Jankiraman, M. (2007), *Design of Multi-Frequency CW Radars*, SciTech Publishing Inc., Raleigh, NC, 351 p.
10. Volosyuk, V.K., Kravchenko, V.F. and Pavlikov, V.V. (2013), Development of the theory, methods and algorithms of optimal space-time ultrawideband signal processing for radio-thermal radiation, *IX International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT)*, Odessa, pp. 74-79. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2013.6650688>.
11. Volosyuk, V.K., Kravchenko, V.F., Kutuza, B.G. and Pavlikov, V.V. (2015), Review of modern algorithms for high resolution imaging with passive radar, *International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT)*, Kharkiv, pp. 1-6. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136779>.
12. Pavlikov, V.V., Zhyla, S.S., Nguen Van Kiem and Odokienko, O.V. (2015), Optimal signal processing for radiometric imaging with multi-antenna & multi-band passive radars, *International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT)*, Kharkiv, pp. 1-3. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136821>.
13. Drexler, W. and Fujimoto, J.G. (2008), *Optical Coherence Tomography. Technology and Applications*, Springer, Berlin, 1346 p.

14. Ko, T.H., Adler, D.C., Fujimoto, J.G., Mamedov, D., Prokhorov, V., Shidlovski, V. and Yakubovich, S. (2004), Ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging with a broadband superluminescent diode light source, *Optics express*, Vol. 12, No. 3, pp. 2112-2119.
15. Volosyuk, V.K., Zhyla, S.S., Kravchenko, V.F., Morozov, A.V., Pustovoit, V.I. and Hunziker, P. (2016), Method of Holographic Imaging of Inhomogeneities in the Density of a Substance of a Semitransparent Medium Using Plane-Parallel Laser Radiation, *Doklady Physics*, Vol. 61, No. 12, pp. 590-595.
16. Novokshanov, M.N. (1981), "Elektrodinamika i rasprostraneniye radiovoln" [*Electrodynamics and propagation of radio waves*], RVVAIU, Riga, 563 p.
17. Shifrin, Ya.S. (1976), "Antenny" [*Antennas*], VIRTA named after L.A. Govorov, Kharkiv, 408 p.
18. Falkovich, S.E. and Kostenko P.U. (2005), "Osnovy statisticheskoy teorii radiotekhnicheskikh sistem" [*Fundamentals of the statistical theory of radio engineering systems*], Zhukovsky national aerospace university, Kharkiv, 390 p.
19. Volosyuk, V.K. (1994), "Spektralnie preobrazovaniya shyrokopolosnykh polei y ykh korrelyatsionnykh kharakterystyk. Priblyzhenye Frenel'ya" [*Spectral transforms of wideband fields and their correlation characteristics. The Fresnel approximation*], *Izv. vuzov. Ser. Radioelektronika*, Vol. 37, No. 8, pp. 58-66.
20. Volosyuk, V.K. (1995), "Priamie y obratnie preobrazovaniya pry postroyeniye spektralnykh obrazov sluchainykh polei" [*Direct and inverse transforms for the construction of spectral images of random fields*], *Autometry*, No. 1, pp. 39-45.
21. Volosyuk, V.K. (1996), "Teorema o spektralnykh preobrazovaniyakh shyrokopolosnykh polei y ykh korrelyatsionnykh kharakterystyk" [*A theorem of the spectral transforms of wideband fields and their correlation characteristics*], *Radiotekhnika*, No. 3, pp. 74-80.

Надійшла до редколегії 27.11.2017

Схвалена до друку 15.02.2018

Відомості про автора:

Жила Семен Сергійович

кандидат технічних наук
докторант Національного аерокосмічного
університету ім. М.Є. Жуковського «ХАІ»,
Харків, Україна
<https://orcid.org/0000-0003-2989-8988>
e-mail: simeon.zhyla@gmail.com

Information about the author:

Semen Zhyla

Candidate of Technical Sciences
Doctoral Candidate of Zhukovsky
National Aerospace University "KhAI",
Kharkiv, Ukraine
<https://orcid.org/0000-0003-2989-8988>
e-mail: simeon.zhyla@gmail.com

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ АНТЕННЫ ПРИ ЕЁ ВОЗБУЖДЕНИИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫМИ И МНОГОПОЛОСНЫМИ СИГНАЛАМИ

С.С. Жила

Рассчитано электромагнитное поле антенны в дальней зоне при ее возбуждении сверхширокополосными и многополосными сигналами и выполнен анализ аналитических выражений напряженности электрического поля. Для строгого решения электродинамических задач получена система уравнений Максвелла в дифференциальной форме, описывающей электромагнитное поле с произвольным спектром. Решение неоднородного уравнения Даламбера для векторного электродинамического потенциала конкретизировано для случая возбуждения бесконечно тонкого "идеального проводника" сверхширокополосными и многополосными сигналами. Используя полученные выражения для запаздывающих векторных потенциалов, описаны поля элементарного линейного излучателя, произвольной антенны, состоящей из элементарных излучателей, и континуальной антенны с заданным непрерывным распределением комплексной плотности тока. Предложено использовать модификацию пространственно-спектральных V -преобразований при анализе сверхширокополосных и многополосных антенн.

Ключевые слова: уравнения Максвелла, сверхширокополосные и многополосные сигналы, элементарный излучатель, антенна, V -преобразования.

THE ANALYSIS OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD OF THE ANTENNA THAT IS EXCITED WITH ULTRAWIDEBAND AND MULTIBAND SIGNALS

S. Zhyla

The electromagnetic field of the antenna in a far-field region that is excited with ultra-wideband and multiband signal is calculated and the rigorous analysis of analytical expressions of electric field intensity is performed. For the exact solution of electrodynamic tasks, using Fourier transforms, the system of Maxwell's equations was represented in the spectral form as the sum of individual frequency bands that are located around some separated central frequencies and satisfy the ultra-wideband condition. Such conception allows to describe the electromagnetic field with any spectrum. The solution of the non-uniform equation of Dalamber for vector electrodynamic potential is concretized for the case of excitement of infinitely thin "ideal conductor" with ultrawideband and multiband signals. Fields of the elementary linear radiator, arbitrary geometry antenna consisting of elementary radiators, and the continual antenna with the set continuous distribution of current complex density are described using the expressions for the retarded potentials. It is shown that for free space the intensity of the electric field of the continual antenna is related to the complex amplitude of the elementary volume radiator and the amplitude-phase distribution of the antenna field through V_F -transforms. The generalized V_{FV} -transforms are proposed for the case of ultra-wideband and multiband antenna fields analysis in the media with arbitrary electrophysical parameters.

Keywords: Maxwell's equations, ultrawideband and multiband signals, elementary radiator, antenna, V - transforms.