

Грецьких Д.В., Алексєєв В.О., Гомозов А.В., Катрич В.О., Нестеренко М.В.

РОЗРОБКА ПРАКТИЧНИХ РЕКОМЕНДАЦІЙ ДЛЯ ПРОЕКТУВАННЯ РЕКОНФІГУРОВАНИХ РЕКТЕН, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В РІЗНИХ СИСТЕМАХ БЕЗПРОВІДНОЇ ПЕРЕДАЧІ ЕНЕРГІЇ

Предметом дослідження у статті є математична модель радіоелектронних систем (РЕС), що мають у складі антени та тракти їх збудження з нелінійними характеристиками, яка забезпечує припустиму для практики проектування точність аналізу показників якості досліджуваних РЕС й параметри електромагнітної сумісності (ЕМС). *Метою* є розроблення математичної моделі передавальної багатовходової випромінювальної структури з нелінійними характеристиками в зоні Френеля. *Завдання:* обґрунтувати вибір структурної схеми багатовходової випромінювальної структури, випромінювачі якої мають розподілений нелінійний поверхневий імпеданс; отримати необхідні для розв'язку загального завдання аналізу нелінійні інтегральні рівняння (НІР) відносно густини поверхневого струму для випромінювачів з розподіленою нелінійністю, які збуджуються довільним розподілом поля; одержати співвідношення для розрахунку сфокусованих електромагнітних полів (ЕМП), які створюються багатовходовими випромінювальними структурами з нелінійними характеристиками в зоні Френеля. Використовуваними *методами* є: математичні методи електродинаміки й теорії антен з нелінійними елементами (АНЕ), математичний апарат теорії НВЧ-кіл та багатополіусників. Отримано наступні *результати*. Запропоновано електродинамічний підхід для аналізу всієї сукупності нелінійних ефектів, які виникають у передавальних багатовходових випромінювальних структурах з нелінійними характеристиками, що у загальному випадку дозволяє врахувати взаємний вплив передавальної й приймальної антен з нелінійними характеристиками в самій системі й електродинамічну взаємодію передавальної антени з нелінійними характеристиками з РЕС іншого призначення. Отримано компонентні рівняння (якими є НІР) багатовходових випромінювальних структур, що встановлюють зв'язок амплітудно-фазового розподілу на входах випромінювачів з розподіленою нелінійністю з амплітудно-фазовим розподілом на їхніх поверхнях. Отримано математичну модель для аналізу багатовходових випромінювальних структур з нелінійними характеристиками в зоні Френеля.

Ключові слова: багатовходова випромінювальна структура; антени з нелінійними елементами; нелінійні граничні умови; нелінійні інтегральні рівняння; багатомодове збудження; фокусування електромагнітного випромінювання.

Вступ. Одним з актуальних напрямів у радіотехніці є формування потужних сфокусованих електромагнітних випромінювань (ЕМВ) для розв'язання низки прикладних завдань, наприклад, створення систем безпровідної передачі енергії (БПЕ) сфокусованим мікрохвильовим променем [1-3], систем функціонального придушення й ураження сфокусованим ЕМВ РЕС різного класу і призначення [4-6] та інших РЕС. Однак, при практичній реалізації потужних РЕС із фокусуванням ЕМВ можуть виникнути проблеми, пов'язані із проявом шкідливих нелінійних ефектів, які можуть породжуватися як нелінійними елементами (НЕ), функціонально необхідними для роботи антен і трактів їх збудження (наприклад, активні фазовані антенні решітки (АФАР)), так і паразитними в них нелінійностями. Останні можуть бути викликані конструкцією антени (наприклад, які утворюються в місцях з'єднання елементів дзеркальної антени окисними плівками, що мають нелінійні нелінійні вольт-амперні характеристики [7]) або несприятливим режимом роботи активних елементів антени, зокрема активних елементів в АФАР [8, 9]. Оцінку

шкідливих нелінійних ефектів потрібно проводити як з погляду їхнього впливу на ЕМС, так і на якість самої системи. Зокрема, при побудові передавальних сфокусованих антен виникають питання, що вимагають проведення додаткових досліджень. Ці питання пов'язані з посиленням ролі різних факторів обумовлених наявністю НЕ, що призводять до зміни заданого амплітудно-фазового розподілу в антенах. Це, у свою чергу, накладає обмеження на показники якості РЕС, які залежать від ступеню фокусування електромагнітного випромінювання в точку спостереження.

Слід зазначити, що при високих рівнях випромінюваної потужності, або в досить складному електродинамічному оточенні шкідливі нелінійні ефекти можуть проявляти себе досить помітно.

У цілому, до теперішнього часу теорія АНЕ [10-12] просунута досить далеко. Це забезпечує можливість коректного аналізу широкого класу різноманітних типів АНЕ. Проте варто помітити, що математичним моделям АНЕ, які призначені для аналізу поля в зоні Френеля в доступній літературі увага практично не приділялася. Таке становище обмежує можливості урахування впливу нелінійних ефектів в АНЕ при оцінці реальних характеристик і параметрів ЕМС РЕС із фокусуванням ЕМВ. Все це призводить до необхідності вдосконалення теорії передавальних антен з нелінійними характеристиками для зони Френеля.

У даній роботі розроблена математична модель передавальної багатовходової випромінювальної структури (наприклад, АФАР, багатопозиційна система випромінювачів [13]) до складу якої входять випромінювачі з розподіленою нелінійністю, що придатна для аналізу електромагнітного поля в зоні Френеля.

Структурна схема антени з нелінійними характеристиками. В [7] відзначено, що незалежно від того, чи є джерелом нелінійних ефектів в антенах вхідні до її складу пристрої, в які спеціально вбудовані НЕ або нелінійні ефекти в антенах є наслідком несприятливого режиму роботи активних елементів пристрою, доцільно обидва зазначених типу пристроїв розглядати як єдиний клас – клас антен з нелінійними елементами. Досить загальна математична модель, яка придатна для аналізу широкого класу АНЕ (антени-підсилювачі, антени-генератори, антени-змішувачі, антени-випрямлячі (ректени) та ін.), запропонована в [7]. Ця модель дозволяє аналізувати обидві групи нелінійних ефектів в антенах - залежність вихідних характеристик антени від рівня вхідного впливу та утворення у відгуку антени нових спектральних складових. Однак, в [7] параметри АНЕ, що визначають її зв'язок із зовнішнім простором, були визначені тільки для зони Фраунгофера.

У даний час стрімко розвиваються РЕС, наприклад, системи БПЕ, у складі яких є антени з нелінійними характеристиками, причому в яких (в залежності від технології передачі енергії [1]) передавальна та приймальна антени можуть перебувати на довільній відстані (ближня зона, зона Френеля, зона Фраунгофера). Ця обставина призводить до того, що необхідно враховувати взаємний зв'язок між передавальною та приймальною антенами. Строго кажучи, для повного аналізу всієї сукупності електромагнітних процесів, що відбуваються в РЭС, до складу яких входять антени з нелінійними характеристиками (які розташовані в довільній зоні відносно одна одної), можна застосувати підхід [14], в основі якого лежить єдине уявлення, на електродинамічному рівні, про функціонування систем БПЕ широкого класу й призначення. В [15, 16] визначені параметри математичної моделі системи БПЕ, що описують внутрішньосистемні процеси та міжсистемну взаємодію (взаємодія системи БПЕ з іншими радіоелектронними системами). Співвідношення для обчислення зовнішніх параметрів систем БПЭ були отримані в [17]. Для доказу універсальності розробленої в [14] нелінійної математичної моделі електродинамічного рівня системи БПЕ проведено порівняльний аналіз розрахункових результатів з відомими з

літератури теоретичними та експериментальними даними. Результати цього аналізу [18] підтвердили коректність запропонованої моделі та її універсальність.

В [19] відзначено, що підхід [14] для аналізу та оптимізації систем БПЕ можна узагальнити на інші РЕС (до складу яких входять антени з нелінійними характеристиками) на етапі їхнього електродинамічного моделювання з подальшим уточненням зовнішніх характеристик для конкретних класів РЕС.

Таким чином, досить адекватну математичну модель передавальної АНЕ можна одержати із загальної нелінійної математичної моделі електродинамічного рівня системи БПЕ [14]. У даній роботі математична модель передавальної АНЕ в зоні Френеля побудована при наступних припущеннях:

– розглядається тільки передавальна підсистема (електромагнітні поля, створювані передавальною підсистемою визначаються в зоні Френеля на відстанях, при яких можна знехтувати взаємним зв'язком передавальної та приймальної антен);

– міжсистемна взаємодія [16] не враховується.

З урахуванням зроблених припущень та [14] структурну схему передавальної багатовходової випромінювальної структури з нелінійними характеристиками можна представити у вигляді з'єднання лінійних (ЛПС) та нелінійних (НПС) підсхем, яким у відповідність поставлені лінійні (ЛБ) і нелінійні (НБ) багатополіусники (рис. 1). У ЛПС входять лінії передачі, узгоджувальні ланцюги, фазообертачі, атенюатори й сукупність всіх інших лінійних елементів передавального антено-фідерного тракту. У НПС входять всі активні та пасивні НЕ.

Всі НЕ, що входять до складу передавальних кіл та випромінювачів, виділені в окрему підсхему – НБ, що описується в часовій області діагональними матричними операторами $\tilde{Q}_{N_T}\{\cdot\}$ й $\tilde{Q}_{N_{RT}}\{\cdot\}$ [14]. Багатополіусник зовнішніх пристроїв характеризується матрицею розсіяння $S_S(\omega)$. Багатополіусник поставлений у відповідність лінійним елементам описується змішаною матрицею $Q_T(\omega)$ [7, 14]. Багатополіусник поставлений у відповідність випромінювальній структурі описується змішаною матрицею $Q_R(\omega)$ [14], що зв'язує падаючі та відбиті хвилі в перетинах $\beta-\beta$ й амплітуди збіжних та розбіжних хвиль у каналах вільного простору в перетинах $\delta-\delta$. Канали вільного простору, по яким відбувається передача електромагнітної енергії, інтерпретується як N (по числу мод у збуджуючих випромінювачі лініях передачі) ортогональних парціальних полів, що поширюються в деякому багатохвильовому хвилеводі.

Нелінійні інтегральні рівняння багатовходових випромінювальних структур при їх багатомодовому збудженні. Одержимо компонентні рівняння (якими є не нелінійні інтегральні рівняння) багатовходових випромінювальних структур, що встановлюють зв'язок амплітудно-фазового розподілу на входах випромінювачів з розподіленою нелінійністю з амплітудно-фазовим розподілом на їхніх поверхнях.

Задача вирішується в такій постановці: в однорідному ізотропному просторі з параметрами ϵ_a, μ_a розташована система випромінювачів з розподіленою нелінійністю, які займають об'єми V_i (рис. 1).

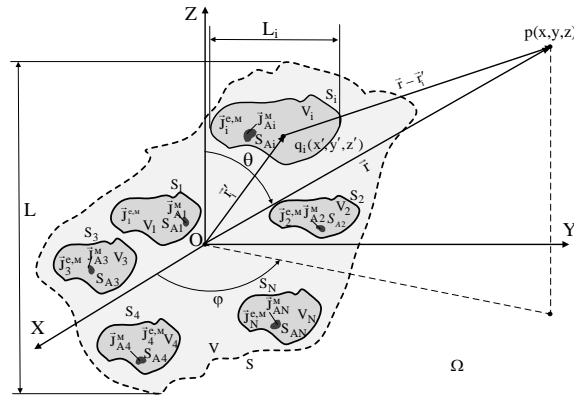


Рисунок 1 – Випромінювальна структура довільної конфігурації

В об'ємах V_i є сторонні джерела $\vec{J}_i^{c,e,m}$ з різними частотами ω_k ($k = \overline{0, K}$, K – число різних частот зовнішніх сигналів), що збуджують випромінювачі та створюють на їхніх поверхнях у точках q_i напруженості полів $\vec{E}^{ct}(\vec{r}_i', \omega_k)$, $\vec{H}^{ct}(\vec{r}_i', \omega_k)$. Для періодичного або квазіперіодичного сталого режиму випромінювачів потрібно знайти розподіли густини поверхневого струму $\vec{J}_i^{c,m}$ на випромінювачах через нормовані амплітуди падаючих хвиль $a_T^\beta(\omega_k)$ (рис. 1) в апертурах збудження S_{Ai} (рис. 2).

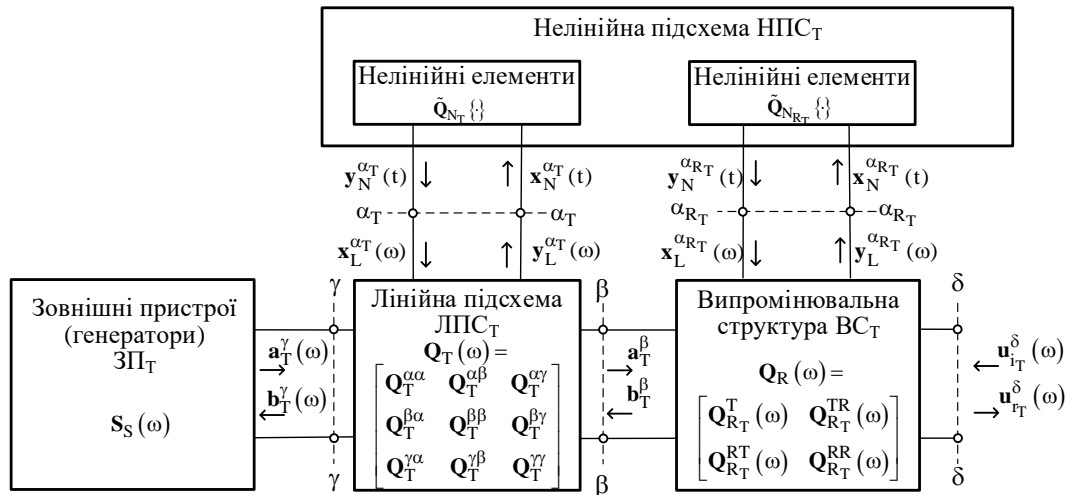


Рисунок 2 – структурна схема АНЕ

На рис. 2. \vec{r}_i' позначено радіус-вектор змінної точки на поверхні об'єму V_i (точка інтегрування q), \vec{r} – радіус-вектор точки, яка не належить жодному з об'ємів V_i (точка спостереження p).

Під випромінювачами з розподіленою нелінійністю будемо розуміти тіла, на поверхнях S_i яких виконуються локальні нелінійні граничні умови (НГУ), згідно яким миттєві значення тангенціальних складових векторів напруженості електричного $\vec{E}(\vec{r}_i', t)$ та магнітного $\vec{H}(\vec{r}_i', t)$ полів зв'язані співвідношенням [20]

$$\vec{n}(\vec{r}_i') \times \vec{E}(\vec{r}_i', t) = \hat{Z}[\vec{n}(\vec{r}_i') \times \vec{H}(\vec{r}_i', t)], \quad (1)$$

або в еквівалентному вигляді

$$\vec{J}^M(\vec{r}', t) = -\hat{Z}[\vec{J}^e(\vec{r}', t)]. \quad (2)$$

де $\vec{n}(\vec{r}')$ – зовнішня нормаль до поверхні тіла в точці \vec{r}' ; $\vec{J}^M(\vec{r}', t) = \vec{E}(\vec{r}', t) \times \vec{n}(\vec{r}')$, $\vec{J}^e(\vec{r}', t) = \vec{n}(\vec{r}') \times \vec{H}(\vec{r}', t)$ – миттєві значення еквівалентних поверхневих струмів; $\hat{Z}[\cdot]$ – нелінійний оператор поверхневого імпедансу.

У загальному випадку, для точного визначення $\hat{Z}[\cdot]$ необхідно вирішити граничну задачу в строгой постановці. Однак часто в цьому немає необхідності: для ряду задач можна визначити оператор $\hat{Z}[\cdot]$, як й у випадку будь-яких інших еквівалентних граничних умов із розв'язку більш простих задач [20]. Тому надалі не конкретизуємо вид оператора $\hat{Z}[\cdot]$ й використовуємо лише НГУ вигляду (1) або (2).

Найбільш універсальним й адекватним для розв'язку поставленого завдання є принцип еквівалентності та метод інтегральних рівнянь. Принцип еквівалентності є одним з фундаментальних принципів, що використовується при розв'язку завдань електромагнітного збудження різних електродинамічних об'єктів методом інтегральних рівнянь. Його застосування дозволяє спростити вихідну постановку завдання за рахунок його поділу на два, а саме на завдання збудження двох областей по кожну сторону від апертури S_{Ai} (рис. 2), тобто усередині об'єму V_i (нормованими амплітудами падаючих хвиль $a_{Tkn}^{\beta i}$ (рис. 1)) і зовні, у припущенні, що апертура замінена ідеальним провідником. Питання обґрунтування застосування принципу еквівалентності для аналізу антен, поверхня яких має лінійний поверхневий імпеданс, були розглянуті в [21–23].

Особливості застосування принципу еквівалентності для аналізу антен, поверхневий імпеданс яких має нелінійні властивості, зазначені в [24].

Для розв'язку завдання про розподіл струму на поверхні $S = \sum_{i=1}^N S_i$ скористаємося запропонованим в [20] методом інтегральних рівнянь, які, у силу НГУ (1), (2), є НІР. В [20] відзначено, якщо завдання є нелінійним, то в загальному випадку необхідно оперувати з фізичними величинами – часовими залежностями полів, тому що нелінійні операції не можна провадити безпосередньо з комплексними амплітудами [25]. Отже, розв'язок завдання про збудження тіл із НГУ потрібно проводити в просторово-часовій області. В [20] показано, що перехід у просторово-частотну область можливий при аналізі сталого періодичного або квазіперіодичного режиму збудження із частотами ω_k ($k = \overline{0, K}$, K – число різних частот), тобто

$$\vec{E}_i^{ct}(\vec{r}, t) = \sum_{k=-K}^K \delta_k \vec{E}_{mi}^{ct}(\vec{r}, \omega_k) e^{j\omega_k t}, \quad (3)$$

де $\vec{E}_{mi}^{ct}(\vec{r}, \omega_k)$ – комплексна амплітуда напруженості електричного поля сторонніх джерел у точці r на частоті ω_k , $\delta_k = 1$, якщо $\omega_k = 0$ й $\delta_k = 1/2$, якщо $\omega_k \neq 0$, а відгук, у якості якого розглядається розподіл густини електричного струму на поверхні випромінювача, шукається на комбінаційних частотах

$$\begin{aligned} \nu_n &= m_{0n}\omega_0 + m_{1n}\omega_1 + \dots + m_{kn}\omega_k; \\ m_{in} &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, M \end{aligned} \quad (4)$$

у вигляді:

$$\vec{J}^e(\vec{r}_i', t) = \sum_{l=-M}^M \delta_l \vec{J}_m^e(\vec{r}_i', \nu_n) e^{j\nu_l t}, \quad (5)$$

де \vec{J}_m^e – комплексна амплітуда густини електричного струму (надалі, для скорочення запису, індекс m будемо опускати).

Узагальнимо НІР отримані в [20] на систему випромінювачів (рис. 2). У цьому випадку під областю інтегрування й областю зміни точки спостереження варто розуміти поверхню не одного, а сукупності випромінювачів, тобто

$$\begin{aligned} \iint_S \{ \dots \} dS_q &= \iint_{S_1} \{ \dots \} dS_1 + \iint_{S_2} \{ \dots \} dS_2 \dots \iint_{S_N} \{ \dots \} dS_N = \\ &= \sum_{i=1}^N \iint_{S_i} \{ \dots \} dS_i. \end{aligned}$$

Тоді рівняння для системи випромінювачів можна записати також у вигляді системи НІР, у якій невідомими функціями будуть густини струмів на окремих i -х випромінювачах на частотах ν_n

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \vec{n}(\vec{r}) \times \iint_{S_i} \{ -j\nu_n \mu \vec{J}^e(\vec{r}_i', \nu_n) G_n(\vec{r}, \vec{r}_i') + \\ + \frac{1}{j\nu_n \epsilon} \text{grad}_p \text{div}_p (\vec{J}^e(\vec{r}_i', \nu_n) G_n(\vec{r}, \vec{r}_i')) - \\ - \text{rot}_p \{ \mathfrak{Z}_n \{ \hat{\mathbf{Z}} [\sum_{l=-N}^N \delta_l \vec{J}^e(\vec{r}_i', \nu_l) e^{j\nu_l t}] \} G_n(\vec{r}, \vec{r}_i') \} \} dS_i = \\ = \vec{n}(\vec{r}) \times \vec{E}_i^{\text{CT}}(\vec{r}, \nu_n) \quad \forall \nu_n, n = \overline{-M, M}. \end{aligned} \quad (6)$$

Тут $\vec{n}(\vec{r})$ орт зовнішньої нормалі поверхні S в точці спостереження p , $\vec{J}^e(\vec{r}_i', \nu_n)$ – комплексна амплітуда розподілу густини поверхневого електричного струму із частотою ν_n на i -му випромінювачі; $G_n(\vec{r}, \vec{r}_i') = \exp(-jk_n |\vec{r} - \vec{r}_i'|) / (4\pi |\vec{r} - \vec{r}_i'|)$ – функція Гріна вільного простору в частотній області; $k_n = \nu_n / c$ – хвильовий коефіцієнт; M – число комбінаційних частот, що враховують при розв'язанні НІР; $\mathfrak{Z}_n \{ \cdot \}$ – оператор перетворення Фур'є, який

визначений у такий спосіб $\mathfrak{Z}_n \{ \cdot \} = \int_{-\infty}^{\infty} \{ \cdot \} e^{-j\nu_n t'} dt'$.

Формула (6) являє собою систему рівнянь щодо комплексних амплітуд густин поверхневого електричного струму $\vec{J}^e(\vec{r}_i', \nu_n)$. Кожне рівняння визначене на частоті ν_n , а розмірність системи дорівнює числу частот, що враховують при розрахунку на число випромінювачів.

Представимо нелінійний оператор $\hat{\mathbf{Z}}[\cdot]$ у вигляді суми лінійної та нелінійної частин, тобто $\hat{\mathbf{Z}}[\cdot] = \hat{\mathbf{Z}}_L[\cdot] + \hat{\mathbf{Z}}_N[\cdot]$:

$$\mathfrak{Z}_n \{ \hat{\mathbf{Z}}[\cdot] \} = \mathfrak{Z}_n \{ \hat{\mathbf{Z}}_L[\cdot] + \hat{\mathbf{Z}}_N[\cdot] \} =$$

$$= \widehat{\mathbf{Z}}_L[\bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n)] + \Im_n\{\widehat{\mathbf{Z}}_N[\bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', t)]\}$$

і тоді (6) можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^N \bar{\mathbf{n}}(\bar{\mathbf{r}}) \times \int_{S_i} \{-j\nu_n \mu \bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', \nu_n) G_n(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}') + \\ & + \frac{1}{j\nu_n \varepsilon} \text{grad}_p \text{div}_p(\bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', \nu_n) G_n(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}')) - \\ & - \text{rot}_p\{\widehat{\mathbf{Z}}_L[\bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', \nu_n)] G_n(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}')\} \} dS_i = \\ & = \bar{\mathbf{n}}(\bar{\mathbf{r}}) \times [\bar{\mathbf{E}}_i^{\text{ct}}(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n) + \bar{\mathbf{E}}_N(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n)] \quad \forall \nu_n, \quad \mathbf{n} = \overline{-\mathbf{M}, \mathbf{M}}, \end{aligned}$$

де позначено

$$\begin{aligned} & \bar{\mathbf{E}}_N(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n) = \\ & = - \sum_{i=1}^N \int_{S_i} \text{rot}_p\{\Im_n\{\widehat{\mathbf{Z}}_N[\sum_{n=-M}^M \delta_n \bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', \nu_n) e^{j\nu_n t}]\} G_n(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}')\} dS_i. \end{aligned}$$

Нелінійність $\widehat{\mathbf{Z}}[\cdot]$ призвела до появи в НІР доданку $\bar{\mathbf{E}}_N(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n) \neq 0$. Цей доданок можна інтерпретувати як поле $\bar{\mathbf{E}}_N(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n)$ додаткових сторонніх джерел, що збуджує випромінювачі з розподіленою нелінійністю. Таким чином, на частотах, які не збігаються із частотами зовнішнього збудження $\bar{\mathbf{E}}_N(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n) \neq 0$, й отже, $\bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', \nu_n) \neq 0$ при $\nu_n \neq \omega_k$, тобто з'являється відгук пристрою на побічних частотах. Для частот $\nu_n = \omega_k$ вектор $\bar{\mathbf{E}}_N(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n)$, як поле додаткових джерел, змінює розподіл напруженості стороннього поля $\bar{\mathbf{E}}^{\text{ct}}(\bar{\mathbf{r}}, \omega_k)$ й за рахунок цього змінюється розподіл густини поверхневого струму $\bar{\mathbf{J}}^e(\bar{\mathbf{r}}', \omega_k)$, що, природно, веде до зміни зовнішніх характеристик випромінювачів з розподіленою нелінійністю на цих частотах.

Далі конкретизуємо вид НІР (6) відносно $\bar{\mathbf{E}}_i^{\text{ct}}(\bar{\mathbf{r}}, \nu_n)$. Вважаємо, що випромінювачі збуджуються апертурами S_{Ai} (рис. 2) із заданими на них довільними розподілами струму $\bar{\mathbf{J}}_{Ai}^M$. При цьому передбачається, що для апертур відома її система власних функцій (мод), розкладанням по яким й апроксимується густина магнітного струму на апертурах. Такий спосіб збудження дозволяє природно врахувати зміну розподілу поля в області апертур як через вплив нелінійних властивостей поверхні випромінювачів з розподіленою нелінійністю, так і через збільшення електричних розмірів апертур на частотах вищих гармонік або на комбінаційних частотах, що необхідно для коректного розв'язку загального завдання аналізу.

Нехай Ω – довільний об'єм, обмежений замкнутими поверхнями $S_i \cup S_{Ai}$ (рис. 2). Будемо вважати, що об'єм Ω збуджується на кожній із частот ν_n , обумовлених співвідношенням (4), апертурами $S_{Ai} \subset S_i$ (рис. 3). Розподіл поля (або еквівалентного поверхневого струму) на апертурах можна представити у вигляді розкладання по системі власних функцій області S_{Ai} . В якості такої системи доцільно вибрати систему власних поперечних функцій (мод) регулярної лінії передачі, перетин якої збігається з S_{Ai} . Тому розглянемо випадок багатомодового збудження об'єму Ω регулярною лінією передачі в області поверхні S_{Ai} .

Вважаємо, що поверхні S_{Ai} зсередини збуджуються K типами хвиль. В [26] був проведений розв'язок завдання знаходження, яке було викликане цим збудженням, поверхневої густини струмів $\bar{\mathbf{J}}_i^{e,M}$ як функції координат, частоти та властивостей поверхні випромінювачів. Коротко розглянемо суть отриманих в [26] результатів та узагальнимо їх

на завдання, що розглядається в даній роботі. В [26] було використано дві системи координат: основна – прямокутна декартова X, Y, Z , у якій перебуває об'єм Ω (рис. 3, а), та локальна – ортогональна криволінійна ξ_1, ξ_2, ξ_3 (рис. 3, б), що визначається геометрією S_{Ai} і була обрана для подання в цій системі вільних хвиль, що поширюються в лінії передачі.

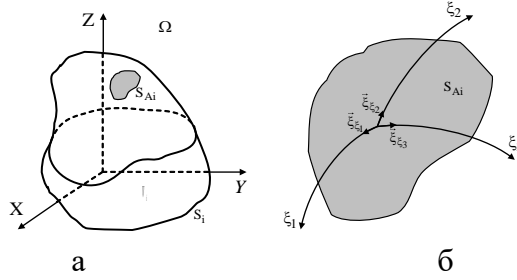


Рисунок. 3 – а) геометрія задачі
б) до визначення локальної системи координат

Поле в перетині лінії передачі, що живить випромінювач, було представлено у вигляді сукупності прямих та зворотних власних хвиль із довільними коефіцієнтами. $\bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n)$ ($k = \overline{1, \infty}$) – всі типи хвиль, які поширюються в живильній лінії, функції $\bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n)$ належать гільбертову простору L_2 , які в ньому утворюють ортонормований базис. Через A_{kn}^i і B_{kn}^i були позначені амплітуди відповідно падаючої та відбитої хвилі k -го типу коливань на частоті ν_n , а через $\bar{\xi}_{\xi_3}$ – орт осі ξ_3 , що є нормаллю до поверхні апертури. Тоді в перетинах S_{Ai} для тангенційних складових електричних $\bar{E}_\tau^i(\nu_n)$ і магнітних $\bar{H}_\tau^i(\nu_n)$ полів лінії передачі енергії можна записати наступні вирази:

$$\begin{aligned} \bar{\xi}_{\xi_3} \times \bar{E}_\tau^i(\nu_n) &= \sum_{k=1}^K Z_{kn}^i (A_{kn}^i + B_{kn}^i) \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n) - \\ &- \sum_{k=K+1}^{\infty} Z_{kn}^i B_{kn}^i \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_\tau^i(\nu_n) &= \sum_{k=1}^K (A_{kn}^i - B_{kn}^i) \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n) + \\ &+ \sum_{k=K+1}^{\infty} B_{kn}^i \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n), \end{aligned} \quad (8)$$

де Z_{kn}^i – характеристичний опір лінії передачі для k -го типу хвилі на частоті ν_n , що живить i -й випромінювач.

Зі співвідношення (8), користуючись ортонормованістю послідовності векторних функцій $\{\bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n)\}_{k=1}^{\infty}$ у L_2 можна виразити коефіцієнти A_{kn}^i і B_{kn}^i через тангенційну компоненту магнітного поля на апертурі та спростити запис правої частини рівності (7):

$$\bar{\xi}_{\xi_3} \times \bar{E}_\tau^i(\nu_n) = 2 \sum_{k=1}^K Z_{kn}^i A_{kn}^i \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, \nu_n) -$$

$$-\sum_{k=1}^{\infty} Z_{kn}^i (\bar{H}_\tau^i |_{\xi_3=0}(v_n), \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, v_n)) \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, v_n). \quad (9)$$

Векторні функції $\bar{\Phi}_k(\xi_1, \xi_2, v_n)$ визначені лише для значень $\xi_1, \xi_2 \in S_{Ai}$. Визначити їх для всіх точок q_i поверхонь $S_i \cup S_{Ai}$ можна наступним чином:

$$\bar{\Phi}_k(\bar{r}'_i, v_n) = \begin{cases} \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, v_n), & \xi_1, \xi_2 \in S_{Ai} \\ 0, & \xi_1, \xi_2 \notin S_{Ai} \end{cases}. \quad (10)$$

Внаслідок цього в наведених скалярних добутках інтегрування по апертурах заміняється інтегруванням по всій поверхні $S = \sum_{i=1}^N S_i$, що обмежує об'єм Ω .

При розв'язанні повного завдання аналізу випромінювачів з розподіленою нелінійністю поле на апертурі з боку області V_i (рис. 2), якщо вона не містить НЕ, представимо через амплітуди нормованих падаючих та відбитих хвиль $a_{Tkn}^{\beta i}$ (рис. 1). Перейти до таких величин у лівій частині (9) можна шляхом заміни комплексних амплітуд падаючих хвиль A_{kn}^i амплітудами нормованих струмів $a_{Tkn}^{\beta i}$ згідно з [26]. З урахуванням зазначеного вище, систему НІР (6) запишемо у вигляді

$$\sum_{i=1}^N (\tilde{L}[\bar{J}^e(\bar{r}')] + \tilde{N}[\bar{J}^e(\bar{r}')] = u_i(\bar{r}), \quad \forall v_n, n = -M, M, \quad (11)$$

де $\tilde{L}[\bar{J}^e(\bar{r}')]$ – лінійна частина інтегрального оператора:

$$\begin{aligned} \tilde{L}[\bar{J}^e(\bar{r}')] &= \bar{n}(\bar{r}) \times \iint_{S_i} \{-jv_n \mu \bar{J}^e(\bar{r}'_i, v_n) G_n(\bar{r}, \bar{r}') + \\ &+ \frac{1}{jv_n \varepsilon} \text{grad}_p \text{div}_p (\bar{J}^e(\bar{r}'_i, v_n) G_n(\bar{r}, \bar{r}')) \}, \end{aligned}$$

$\tilde{N}[\bar{J}^e(\bar{r}')]$ – нелінійна частина інтегрального оператора:

$$\begin{aligned} \tilde{N}[\bar{J}^e(\bar{r}')] &= \\ &= \bar{n}(\bar{r}) \times \text{rot}_p \{ \mathfrak{I}_n \{ \hat{Z} [\sum_{l=-N}^N \delta_l \bar{J}^e(\bar{r}'_i, v_l) e^{jv_l t}] \} G_n(\bar{r}, \bar{r}') \}, \end{aligned}$$

$u_i(\bar{r})$ – права частина інтегрального рівняння (11), що залежить від розподілу збуджуючого струму в апертурі S_{Ai} :

$$u_i(\bar{r}) = 2 \sum_{k=1}^{K_n} \sqrt{2Z_{kn}^i} a_{Tkn}^{\beta i} \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, v_n) -$$

$$-\iint_{S_i} \sum_{k=1}^{\infty} Z_{kn}^i \bar{\Phi}_k^{i*}(\xi_1, \xi_2, v_n) (\bar{J}_A^e(\bar{r}') \times \bar{n}_{qi}) dS_i \bar{\Phi}_k^i(\xi_1, \xi_2, v_n).$$

Нелінійна частина інтегрального оператора $\tilde{N}[\bar{J}^e(\bar{r}')]]$ визначає нелінійний оператор $\tilde{Q}_{N_{RT}} \{ \}$ (рис. 1), що описує нелінійну підсхему випромінювальної структури.

Таким чином, на поверхні $S = \sum_{i=1}^N S_i$ завдання знаходження поверхневих струмів $\bar{J}^e(\bar{r}')$ при багатомодовому збудженні випромінювачів з боку апертури S_{Ai} звелось до розв'язання системи двовимірних інтегральних рівнянь вигляду (11).

Отримана система НІР відносно комплексних амплітуд розподілу густин поверхневого струму являє собою компонентні рівняння системи випромінювачів з розподіленою нелінійністю.

Електромагнітне поле багатовиходової випромінювальної структури з нелінійними характеристиками в зоні Френеля. Вважаємо, що невідомі функції розподілу густини поверхневого електричного струму $\bar{J}^e(\bar{r}', v_n)$ на поверхні i -х випромінювачів знайдені з розв'язку НІР (11) (особливості розв'язку подібних НІР в повній мірі викладені в [27]), а функції розподілу густини поверхневого магнітного струму $\bar{J}^M(\bar{r}', v_n)$ визначено з НГУ (2). Потрібно знайти напруженість ЕМП, яка створюється системою випромінювачів з нелінійними характеристиками (рис. 2) у зоні Френеля.

ЕМП системи електричних і магнітних джерел (рис. 2) з розподіленою нелінійністю у режимі, що встановився, визначається двома векторними потенціалами \bar{A}^e та \bar{A}^M [28]

$$\begin{aligned} \bar{E}(\bar{r}, v_n) = & -\sum_{i=1}^N \left(\frac{j}{v_n \epsilon_a \mu_a} \text{grad}_p \text{div}_p \bar{A}_i^e(\bar{r}, v_n) + \right. \\ & \left. + jv_n \bar{A}_i^e(\bar{r}, v_n) + \frac{1}{\epsilon_a} \text{rot}_p \bar{A}_i^M(\bar{r}, v_n) \right), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}(\bar{r}, v_n) = & -\sum_{i=1}^N \left(\frac{j}{v_n \epsilon_a \mu_a} \text{grad}_p \text{div}_p \bar{A}_i^M(\bar{r}, v_n) + \right. \\ & \left. + jv_i \bar{A}_i^M(\bar{r}, v_n) - \frac{1}{\mu_a} \text{rot}_p \bar{A}_i^e(\bar{r}, v_n) \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Якщо джерелами поля є поверхневі електричний і магнітний струми, що задані на поверхнях S_i , то комплексні вектори $\bar{A}_i^e(\bar{r}, v_n)$ та $\bar{A}_i^M(\bar{r}, v_n)$ будуть рівні:

$$\bar{A}_i^e(\bar{r}, v_n) = \frac{\mu_a}{4\pi} \iint_{S_i} \bar{J}^e(\bar{r}', v_n) \frac{e^{-jk_n |\bar{r} - \bar{r}'|}}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dS_{iq}, \quad (14)$$

$$\bar{A}_i^M(\bar{r}, v_n) = \frac{\epsilon_a}{4\pi} \iint_{S_i} \bar{J}^M(\bar{r}', v_n) \frac{e^{-jk_n |\bar{r} - \bar{r}'|}}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dS_{iq}, \quad (15)$$

$$\text{де } k_n = \frac{2\pi}{\lambda_n}, \text{ а } \lambda_n = \frac{c}{v_n}.$$

Розрахунки векторних потенціалів за формулами (14), (15) у загальному випадку призводить до досить складних математичних викладок і не завжди вдається одержати замкнені вирази для різноманітних випромінювальних структур навіть із простою конфігурацією [29, 30]. В [31–33] показано, що аналіз ЕМП у ближній та проміжній зонах спостереження може бути спрощений, якщо не потрібно знання полів на дуже малих відстанях від антени. В зазначених роботах пропонується випромінювальну структуру великих електричних розмірів розбивати на множину малих, тобто таких, щоб відстань дальньої зони цих випромінювачів була менше або дорівнювала мінімальній відстані, на якій розраховуються поля досліджуваної випромінювальної структури великих електричних розмірів.

З урахуванням зазначеного вище, співвідношення (14) і (15) можна спростити, якщо вважати, що точка спостереження $p(x,y,z)$ стосовно кожного з випромінювачів випромінювальної структури перебуває в дальній зоні, тобто для кожного i -го випромінювача окремо виконується умова

$$|\vec{r} - \vec{r}'| \gg \frac{2L_i^2}{\lambda_n}, \quad (16)$$

де L_i – максимальний лінійний розмір випромінювача випромінювальної структури (рис. 2), λ_n – максимальна довжина хвилі.

Але стосовно самої випромінювальної структури, ця область є зоною Френеля

$$|\vec{r} - \vec{r}'| < \frac{2L^2}{\lambda_n}, \quad (17)$$

де L – максимальний лінійний розмір випромінювальної структури (рис. 2).

З урахуванням умов (16), (17) та проведення нескладних математичних дій, вирази для розрахунку ЕМП створюваного багатовходовою випромінювальною структурою з розподіленою нелінійністю будуть мати наступний вигляд:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, v_n) = & \frac{v_n \mu_a}{4\pi j} \sum_{i=1}^N \frac{e^{-jk_n |\vec{r}_i|}}{|\vec{r}_i|} ([\vec{e}_{\vec{r}_i} [\vec{f}_i^e(\theta, \varphi, v_n) \vec{e}_{\vec{r}_i}]] + \\ & + \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} [\vec{f}_i^M(\theta, \varphi, v_n) \vec{e}_{\vec{r}_i}]), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}, v_n) = & \frac{v_n \varepsilon_a}{4\pi j} \sum_{n=1}^N \frac{e^{-jk_n |\vec{r}_i|}}{|\vec{r}_i|} (\sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} [\vec{e}_{\vec{r}_i} \vec{f}_i^e(\theta, \varphi, v_n)] + \\ & + [\vec{e}_{\vec{r}_i} [\vec{f}_i^M(\theta, \varphi, v_n) \vec{e}_{\vec{r}_i}]]), \end{aligned} \quad (19)$$

де \vec{e}_i – одиничний орт у напрямку \vec{r}_i , $\vec{f}_i^{e,m}(\theta, \varphi, \nu_n)$ – векторні функції, які залежать тільки від кутових координат точки спостереження (θ, φ) . Дані функції обумовлені заданими розподілами струмів $\vec{J}^{e,m}(\vec{r}', \nu_n)$ та характеризують залежність створюваного ними поля в дальній зоні від кутових координат на частотах ν_n .

Запишемо співвідношення (18) і (19) у більш компактному вигляді:

$$\vec{E}(\vec{r}, \nu_n) = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i(\vec{r}, \nu_n) e^{-jk_n |\vec{r}_i|}, \quad (20)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, \nu_n) = \sum_{i=1}^N \vec{H}_i(\vec{r}, \nu_n) e^{-jk_n |\vec{r}_i|}, \quad (21)$$

де $\vec{E}_i(\vec{r}, \nu_n)$, $\vec{H}_i(\vec{r}, \nu_n)$ – напруженості електричного та магнітного полів, створюваних i -м випромінювачем багатовходової випромінювальної структури на частотах ν_n .

При однаковій поляризації випромінювачів, а також за рахунок вибору початкових фаз випромінювачів, можна добитися того, що в обраній точці простору з координатами (x_F, y_F, z_F) на відстані фокусування r_F , ЕМП, які збуджуються випромінювачами багатовходової випромінювальної структури, складаються синфазно. Значення початкових фаз i -х випромінювачів у багатовходовій випромінювальній структурі, які необхідні для синфазного складання парціальних полів у точці з координатами (x_F, y_F, z_F) на частотах ν_n , визначаються з умови

$$\psi_i(\nu_n) = k_n |\vec{r}_{Fi}|, \quad (22)$$

де $|\vec{r}_{Fi}| = \sqrt{(x_F - x'_i)^2 + (y_F - y'_i)^2 + (z_F - z'_i)^2}$ – відстань між точкою фокусування з координатами (x_F, y_F, z_F) та центром i -го випромінювача з координатами (x'_i, y'_i, z'_i) .

Тоді з урахуванням умови (22) вирази (20) і (21) можна записати в наступному вигляді:

$$\vec{E}(\vec{r}, \nu_n) = \sum_{n=1}^N \vec{E}_i(\vec{r}, \nu_n) e^{-j(k_n |\vec{r}_i| - \psi_i(\nu_n))}, \quad (23)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, \nu_n) = \sum_{n=1}^N \vec{H}_i(\vec{r}, \nu_n) e^{-j(k_n |\vec{r}_i| - \psi_i(\nu_n))}. \quad (24)$$

На робочій частоті ($\nu_{n=1} = \omega_0$) співвідношення (22) має досить наочний фізичний зміст. Початкова фаза випроміненого поля випромінювачами багатовходової випромінювальної структури повинна відповідати сполученому значенню початкової фази ЕМП, яке збуджується ними у точці фокусування. Такий фазовий розподіл забезпечує повну компенсацію набігу фази випромінювачів багатовходової випромінювальної структури до точки фокусування при заданій робочій частоті. Цей спосіб фокусування в літературі називають просторово-фазовим фокусуванням.

Наявність розподіленої нелінійності у випромінювачах призводить до утворення на їхніх поверхнях густини електричного струму на комбінаційних частотах ν_n , це, у свою чергу, призводить до розфокусування ЕМВ на основній частоті та значному розширенню зони Френеля поля побічного випромінювання. Дальня границя зони Френеля на частоті n -ї

гармоніки визначається співвідношенням:

$$r_n = \frac{2L^2 n}{\lambda_0},$$

тобто n -й частотній гармоніці відповідає своя довжина зони Френеля, яка росте зі збільшенням номера гармоніки та приблизно в n разів перевищує дальність передачі ЕМВ. Таким чином, розглянуті випромінювальні структури з розподіленою нелінійністю на частотах гармонік можуть створювати в певних напрямках поля значної інтенсивності й суттєво погіршувати функціонування інших РЕС, які перебувають навіть на значних відстанях від точки фокусування.

Висновки. Наявність нелінійностей у передавальних багатовходових випромінювальних структурах призводить до появи шкідливих нелінійних антенних ефектів: зміни їх характеристик на основній частоті (зокрема, розфокусування ЕМВ) та появи побічного випромінювання. Характерно, що зазначені нелінійні антенні ефекти, ступінь та особливості їх прояву істотно залежать від конкретної конструкції випромінювальної структури та способу її збудження, взаємозв'язку між випромінювачами та місцем їх включення, а також від параметрів лінійних та нелінійних підсхем АНЕ (рис. 1). Внаслідок цього в кожній конкретній АНЕ нелінійні ефекти матимуть свою специфіку, тому виявити будь-які універсальні закономірності є неможливим. Розвинена в роботі процедура аналізу нелінійних антенних ефектів у сфокусованих передавальних АНЕ є досить загальною. Вона дозволяє визначити спектральний склад відгуку в зоні Френеля різних типів АНЕ залежно від характеру та рівня їхнього збудження.

У роботі отримані НІР багатовходових випромінювальних структур довільного вигляду з розподіленою нелінійністю при їх багатомодовому збудженні для періодичного або квазіперіодичного режимів роботи відносно комплексних амплітуд гармонік поверхневої густини струму. Багатомодовий спосіб збудження дозволяє врахувати зміну розподілу поля в області збудження випромінювачів через вплив нелінійних властивостей їхньої поверхні. Отримані НІР є компонентними рівняннями, що описують нелінійний і лінійний багатополіусники, які поставлені у відповідність багатовходовим випромінювальним структурам з нелійними характеристиками.

Отримані вирази для розрахунку ЕМП передавальних багатовходових випромінювальних структур з нелійними характеристиками в зоні Френеля.

У подальших дослідженнях, використовуючи запропоновану узагальнену математичну модель багатовходових випромінювальних структур з нелійними характеристиками, планується на конкретних типах АНЕ провести кількісний аналіз впливу ступеня нелінійності поверхневого імпедансу на параметри сфокусованого електромагнітного випромінювання.

ЛІТЕРАТУРА

1. Shinohara, N. History and Innovation of Wireless Power Transfer via Microwaves [Text] / N. Shinohara // IEEE Journal of Microwaves. – 2021. – Vol. 1, No. 1. – P. 218–228.
2. Focused transmitting array antenna at 5.8GHz for wireless power transmission [Text] / N. Li, J. Zhang, J. Yang, X. Zhu, Z. Zheng, A. Majeed // IEEE Wireless Power Transfer Conference (WPTC). – 2020. – P. 94–97.
3. Geyi, W. The Method of Maximum Power Transmission Efficiency for the Design of Antenna Arrays [Text] / W. Geyi // IEEE Open Journal of Antennas and Propagation. – 2021. – Vol. 2. – P. 412–430.

4. Functional Neutralization of Small-size UAVs by Focused Electromagnetic Radiation [Text] / A. V. Gomozov, D. V. Gretskih, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko // XXII International seminar / workshop on direct and inverse problems of electromagnetic and acoustic wave theory (DIPED-2017). – 2017. – P. 187–189.
5. Макаренко, С. И. Противодействие беспилотным летательным аппаратам [Текст] : монографія / С. И. Макаренко. – СПб : Научное издание, 2020. – 204 с.
6. Методы формирования и фокусировки электромагнитного излучения для воздействия на радиоэлектронные средства [Текст] : монографія / М. М. Ясечко, А. И. Дохов, М. Г. Иванец, О. В. Тесленко ; под ред. М. М. Ясечко. – Харьков: ХУПС, 2015. – 220 с.
7. Бахрах, Л. Д. Справочник по антенной технике [Текст] / Л. Д. Бахрах, Л. С. Бенинсон, Е. Г. Зелкин // Нелинейные элементы в антеннах / Я. С. Шифрин, А. И. Лучанинов ; под ред. Я. Н. Фельда, Е. Г. Зелкина. – М., 1997. – Гл. 10. – С. 207–235.
8. Loyka, S. L. The influence of electromagnetic environment on operation of active array antennas: analysis and simulation techniques [Text] / S. L. Loyka // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 1999. – Vol. 7, No. 6. – P. 23–39.
9. Prediction of Nonlinear Distortion in Wideband Active Antenna Arrays [Text] / K. Hausmair, S. Gustafsson, C. Sánchez-Pérez, P. N. Landin, U. Gustavsson, T. Eriksson, C. Fager // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2017. – Vol. 65, No. 11. – P. 4550–4563.
10. Лучанинов, А. И. Современное состояние теории и техники электродинамических устройств с нелинейными характеристиками поверхностного импеданса [Текст] / А. И. Лучанинов, Д. С. Гавва, Е. В. Крикун // Проблемы телекоммуникаций. – 2011. – № 1 (3). – С. 62–83.
11. Лучанинов, А. И. Увеличение эффективности генерации гармоник нелинейными рассеивателями [Текст] / А. И. Лучанинов, Д. С. Гавва, С. Р. Уайд // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2014. – Том. 4, № 9 (70). – С. 51–58. DOI: 10.15587/1729-4061.2014.26282.
12. Прудис, И. Н. Транзисторные антенны-автогенераторы СВЧ-диапазона [Текст] / И. Н. Прудис, В. Д. Голинский, В. Г. Сторож // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2007. – № 2. – С. 13–16.
13. Wireless radio power supply system for pilotless aircrafts [Text] / D. V. Gretskih, A. V. Gomozov, N. M. Tsikalovskiy, E. V. Sharapova // 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015). – 2015. – P. 202–204.
14. Electrodynamics Model of a Wireless Power Transmission System [Text] / D. V. Gretskih, A. I. Luchaninov, J. V. Vishniakova, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko // XXIIIrd International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2018). – 2018. – P. 80–85.
15. Electrodynamics Approach to Designing Wireless Power Transfer Systems (Internal System Processes) [Text] / D. V. Gretskih, A. I. Luchaninov, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko // 4th International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo-2019). – 2019. – P. 1–6.
16. Electrodynamics Approach to Designing WPT Systems with Accounting for Non-system Interactions [Text] / A. I. Luchaninov, D. V. Gretskih, A. V. Gomozov, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko // 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON-2019). – 2019. – P. 107–111.
17. External Parameters of Wireless Power Transmission Systems [Text] / D. Gretskih, A. Luchaninov, V. Katrich, M. Nesterenko, A. Gomozov // XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave

- Theory (DIPED-2019). – 2019. – P. 117–121.
18. Applying the Electrodynamics Approach to Modeling Wireless Power Transmission Systems [Text] / V. Aliksieiev, D. Gretsikh, A. Luchaninov, V. Lykhograi, A. Shcherbina // XXVIth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2021). – 2021. – P. 111–115.
 19. Грецьких, Д. В. Розвиток теорії систем безпроводної передачі енергії [Текст] : автореф. дис. ... д-ра техн. наук : 05.12.07 / Грецьких Дмитро Вячеславович. – Харків : ХНУРЕ, 2021. – 42 с.
 20. Шифрин, Я. С. Анализ антенн с распределенной нелинейностью [Текст] / Я. С. Шифрин, А. И. Лучанинов, М. А. Омаров // Антенны. – 2000. – №1. – С. 70–83.
 21. Glisson, A. W. Equivalent Current Excitation for an Aperture Antenna Embedded in an Arbitrarily Shaped Impedance Surface [Text] / A. W. Glisson // IEEE Trans. – 2002. – Vol. AP-50, No. 7. – P. 966–969.
 22. Effect of lossy Ground on Performance of Planar and Cylindrical Arrays [Text] / H. J. Stalzer, A. Fathy, A. Hessel, J. Shmoys // Radio Sci. – 1990. – Vol. 25, No. 3–4. – P. 133–147.
 23. Yoshitomi, K. Equivalent Currents for an Aperture in an Impedance Surface [Text] / K. Yoshitomi // IEEE Trans. – 1994. – Vol. AP-42, No. 11. – P. 1554–1556.
 24. Анализ антенн с распределенными нелинейными свойствами. Часть 1. Использование принципа эквивалентности [Текст] / А. И. Лучанинов, Д. С. Гавва, М. А. Омаров, Е. В. Крикун // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – 2010. – Том 2, № 3 (44). – С. 4–7. DOI: 10.15587/1729-4061.2010.2629.
 25. Каценеленбаум, Б. З. Высокочастотная электродинамика [Текст] / Б. З. Каценеленбаум. – М. : Наука, 1966. – 240 с.
 26. Омаров, М. А. Многомодовое возбуждение антенн [Текст] / М. А. Омаров // Радиотехника. – 2000. – № 116. – С. 44–49.
 27. Лучанинов, А. И. Нелинейные эффекты в элементах электродинамических микрополосковых устройств на основе высокотемпературных сверхпроводников [Текст] : монография / А. И. Лучанинов, Д. С. Гавва, Е. В. Шарапова. – Харьков : Коллегиум, 2015. – 159 с.
 28. Чаплин, А. Ф. Анализ и синтез антенных решеток [Текст] / А. Ф. Чаплин. – Львов : Вища шк. Львовський державний університет, 1987. – 180 с.
 29. Фельд, Я. Н. Основы теории антенн: учебное пособие для вузов [Текст] / Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон. – М. : Дрофа, 2007. – 491 с.
 30. Сазонов, Д. М. Антенны и устройства СВЧ [Текст] / Д. М. Сазонов. – М. : Высшая школа, 1988. – 432 с.
 31. Hansen, R. C. A new method of near field analysis [Text] / R. C. Hansen, L. L. Bailin // IRE Trans. Antennas Propagat. – 1959. – Vol. 7. – P. 458–467.
 32. Hansen, R. C. Apertures [Text] / R. C. Hansen. – New York, London : Academic Press, 2014. – 462 p. – Analytical Techniques: Microwave Scanning Antennas. vol. 1. – New York : Academic Press, 1964. – 442 p.
 33. Walter, C. H. Traveling Wave Antennas [Text] / C. H. Walter. – New York, McGraw-Hill, 1965. – 429 p.

Gretskih D., Aliksieiev V., Gomozov A., Katrich V., Nesterenko M.

DEVELOPMENT OF PRACTICAL RECOMMENDATIONS FOR DESIGN RECONFIGURED RECTENNA USED IN VARIOUS SYSTEMS WIRELESS ENERGY TRANSMISSION

*The paper presents a mathematical model of radio-electronic systems (RES), which include antennas and their excitation paths with nonlinear characteristics. The model provides acceptable accuracy of RES quality indicator analysis and electromagnetic compatibility (EMC) for further practical design. **General purpose:** the development of a mathematical model of a transmitting multi-input radiating structure with nonlinear characteristics under the Fresnel zone. **Objective:** choice justification of a structural schema of a radiating multi-input system with a radiator that has a distributed nonlinear surface impedance; obtaining the nonlinear integral equations (NIE) related to the current density for radiators with distributed nonlinearity, excited by an arbitrary field distribution for solving the general analysis problem; obtaining a ratio for calculating focused electromagnetic fields (EMF) created by multi-input radiating structures with nonlinear characteristics in the Fresnel zone. The **methods** used in the paper are mathematical methods of electrodynamics and antennas theory with nonlinear elements (ANE), theory of microwave circuits, and multipoles. The following **results** were obtained. An electrodynamics approach is proposed to analyze the entire set of nonlinear effects arising in transmitting multi-input radiating structures with nonlinear characteristics. It allows considering the mutual influence of the transmitting and receiving antennas with nonlinear characteristics in the system itself and the electrodynamics interaction of the transmitting antenna with nonlinear characteristics with RES for other purposes. Component equations (NIE) of multi-input radiating structures that establish the relationship of amplitude-phase distribution at the inputs of radiators with distributed nonlinearity and amplitude-phase distribution on their surfaces are obtained. A mathematical model of multi-input radiator structures with nonlinear characteristics in the Fresnel zone for analysis purposes has been produced. **Conclusions.** The scientific novelty of the obtained results is as follows: a generalized theory of transmitting antennas of arbitrary configuration with nonlinear characteristics in the Fresnel zone, which makes it possible to analyze the characteristics of these antennas considering the positive and negative (beneficial and adverse) nonlinear effects that arise in them.*

Keywords: multi-input radiating structure; antennas with nonlinear elements; nonlinear boundary conditions; nonlinear integral equations; multimode excitation; focusing of electromagnetic radiation.