

УДК 621.396.67

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ ШИРОКОСМУГОВОГО НЕСИМЕТРИЧНОГО ШТИРЯ ЗІ ЗМІННИМ РАДІУСОМ ВЗДОВЖ ОСІ СИМЕТРІЇ¹

Ставісюк Р. Л.

*Житомирський військовий інститут імені С. П. Корольова
Державного університету телекомунікацій, Житомир, Україна,
romawechk@mail.ru*

METHOD OF CALCULATION BROADBAND ASYMMETRIC VIBRATOR WITH VARIABLE RADIUS ALONG THE AXIS OF SYMMETRY

R. L. Stavisyuk,

*Zhitomir military institute of S. P. Korolev of State University of Telecommunications,
Zhitomir, Ukraine, romawechk@mail.ru*

Постановка проблеми.

Удосконалення елементів антенних систем, до яких відносяться коаксіально-хвильоводні переходи (КХП), прямує шляхом розширення їх робочого діапазону частот [1]. При цьому основною вимогою є забезпечення високих перехідних електродинамічних характеристик. Основні види КХП описані у працях [2–5].

Одним із основних елементів КХП є обтікаємий електричним струмом штир. Для забезпечення збудження хвилі основного типу в хвильоводі в порівняно широкому діапазоні частот використовують наступні типи випромінюючих елементів: штир «гудзикового» типу (до $20\% \cdot f_{роб}$) та широкосмуговий КХП з поперечним штирем (до $30\% \cdot f_{роб}$). При збудженні широкосмугових хвильоводів зі складною формою поперечного перерізу необхідним є проектування коротких штирів із відносно великим значенням їх діаметру. Процес проектування широкосмугових штирів зі змінним радіусом вздовж осі z є складною електродинамічною задачею, для розв'язання якої необхідно розробити узагальнену методику, що дозволяє розрахувати електродинамічні характеристики при відомих геометричних розмірах складної області широкосмугового елемента.

Огляд останніх досліджень і публікацій.

Розв'язок електродинамічної задачі штирьових антен, як правило, зводиться до розв'язання інтегро-диференціальних рівнянь Паклінгтона, Халлена та Харрінгтона [6–8]. На сьогоднішній день існує велика кількість мето-

¹ <http://radap.kpi.ua/radiotechnique/article/view/1047>

дів їх рішення, отримання на основі даних методів інтегральних рівнянь для тонких вібраторів у вільному просторі як з регулярним ядром [6–8], так і з сингулярним [9–11].

Використання числового рішення інтегрального рівняння з точним ядром [12] або наближеним ядром для повних областей [13] забезпечує розрахунок вхідних опорів з високою точністю, але не являється універсальним.

В роботах [14–17] розглядається проектування збуджуючого штиря, як із сталим, так і з змінним радіусом вздовж осі z шляхом заміни його еквівалентною електричною схемою, що узагальнена при врахуванні взаємного зв'язку між компонентами і запізнення електричних сигналів. Такий підхід дає змогу зменшити громіздкість обчислень, але, разом із тим, вносить певну похибку при нехтуванні процесами, що відбуваються на межі часткових областей складної геометричної області штиря.

Приведені вище методи та методики дають змогу розрахувати збуджуючі елементи, що мають вузьку смугу частот.

В даному випадку врахування усіх особливостей складної форми несиметричного вібратора є необхідним для отримання точного значення або залежності тієї чи іншої електродинамічної величини.

Метою статті є розробка методики розрахунку електродинамічних характеристик широкопasmового штиря зі змінним радіусом вздовж осі z при відомих геометричних розмірах.

Формулювання завдання дослідження.

Для формулювання загального завдання досліджень електричний штир довільної конфігурації (рис. 1) умовно розбивається на три (в даному випадку) відрізки. Для кожної n -ї ($n=1, 2, \dots, N$) області дано наступні геометричні характеристики: h_n – довжини відповідних вертикальних відрізків, $2a_n$ – їх відповідні діаметри. Штир збуджується полем $\vec{E}^i(z)$ джерела, що ввімкнено в безкінечно малий розрив, утворений з коаксіальною лінією діаметром $2a_1$. Випромінюючий елемент являється продовженням внутрішнього провідника коаксіальної лінії, зовнішній провідник якої заземлений (рис. 1). Залежність від часу t описується законом, що можна представити у вигляді $\exp(-j\omega t)$.

Електромагнітне поле, утворене у просторі навколо штиря зі змінним діаметром вздовж осі z – це суперпозиція поля струмів на вертикальних областях вібратора та горизонтальних виступах. Тому загальний векторний потенціал зручно представити у вигляді суми наступних складових:

$$A_z(r, z) = \sum_{n=1}^{N_1} A_z^{u_n} + \sum_{n=1}^{N_2} A_z^{d_n} \quad (1)$$

де $\sum_{n=1}^{N_1} A_z^{u_n}$ — векторний потенціал поля, що створене струмами на вертикальних областях вібратора, а $\sum_{n=1}^{N_2} A_z^{d_n}$ — векторний потенціал поля струмів, що утворюються на нижніх виступах часткових областей вібратора та верхньому диску.

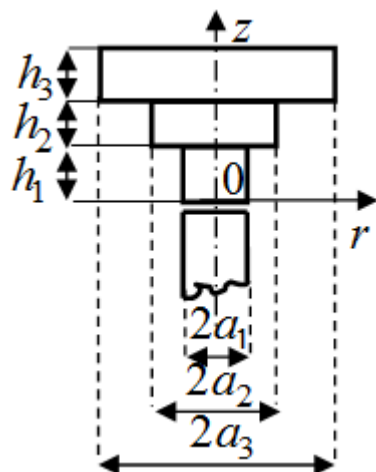


Рис. 1. Загальний вигляд несиметричного циліндричного вібратора складного поперечного перерізу.

Вектори напруженості електричного та магнітного полів запишемо як [18]:

$$\vec{E}(r, z) = -\frac{1}{i\omega\epsilon_0} \left[\vec{e}_r \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} + \vec{e}_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] A_z(r, z) \quad (2)$$

$$\vec{H}(r, z) = -\vec{e}_\phi \frac{\partial}{\partial r} A_z(r, z) \quad (3)$$

де $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ — постійна розповсюдження у вільному просторі, ϵ_0 та μ_0 — діелектрична та магнітна проникності, \vec{e}_r , \vec{e}_ϕ , \vec{e}_z — одиничні орти циліндричної системи координат.

Виклад основного матеріалу.

Поле, що випромінюється несиметричним вібратором зручно представити у вигляді електричного векторного потенціалу [8], який для структури, що розглядається, та розподілу струму на ній повинен мати r та z складові компоненти наступного вигляду:

$$A_z^u(r, z) = \int_{z_1}^{z_2} I_n(z') \frac{\exp(ikR_n)}{4\pi R_n} dz' \quad (4)$$

де $\frac{\exp(ikR_n)}{4\pi R_n}$ — вираз для функції Гріна в необмеженому просторі у звернутому вигляді, $R_n = \sqrt{r_n^2 + (z - z')^2}$.

Векторний потенціал поля, створений струмами, що протікають по нижніх виступах часткових областей штиря та верхньому диску представимо у вигляді інтегралів Фур'є-Бесселя, що отримані в [19,20]:

$$A_z^d = \text{sign}(z - h_n) \int_0^\infty A^{(n)}(\xi r) J_0(\xi r) \exp(i\gamma(\xi)|z - h_n|) d\xi \quad (5)$$

де $\gamma(\xi) = \sqrt{k^2 - \xi^2}$, $J_0(x)$ — функція Бесселя нульового порядку.

За допомогою інтеграла Фур'є-Бесселя функцію $A^{(n)}(\xi)$ подано у вигляді щільності поверхневих струмів на відповідних виступах часткових областей та верхньому диску:

$$A^{(n)}(\xi) = \frac{1}{2} \int_0^{a_n} J^{(n)}(r) J_1(\xi r) r dr, n = 1, 2, \dots, N \quad (6)$$

де $J_1(\xi r)$ — функція Бесселя першого порядку.

Для рішення електродинамічної задачі збудження полів заданими системами електричних та магнітних струмів використовується лема Лоренца [21], за допомогою якої встановлюється математичний зв'язок між групами струмів, що задаються з однієї та іншої сторони. Тому, якщо відомий струм на вібраторі $I(z)$ та поверхневі щільності струмів на нижніх виступах часткових областей вібратора та верхньому диску $J^{(n)}(r)$, на основі виразів (3–5) можна визначити потенціал, поле в будь якій точці простору, а потім і ефективність збудження складної електродинамічної структури заданим джерелом.

На основі зроблених вище припущень для знаходження струму на вібраторі та щільності струмів на відповідних часткових областях побудуємо систему інтегральних рівнянь. Граничні умови для електричної складової поля електричного штиря та часткових областей формулюються як рівність нулю тангенціальної складової. Тому запишемо:

$$\left(\vec{E}_z^{uu} + \vec{E}_z^{d1} + \vec{E}_z^{d2} + \vec{E}_z^{d3} + \vec{E}_i \right) = 0, \quad (7)$$

де індекс t означає, що даний вираз справедливий для тангенціальної складової поля.

Враховуючи вирази для потенціалів і компонент поля (2–6), на основі граничних умов (7) запишемо систему зв'язаних інтегральних рівнянь відносно невідомих струмів на вібраторі та дисках (в подальшому викладки представлені лише для знаходження струму на вібраторі, оскільки послідовність дій однакова).

$$-\frac{1}{i\omega\epsilon_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left(\sum_{n=1}^{N_1} \int_{h_{n-1}}^{h_n} I_n(z') \frac{\exp(ikR_n)}{4\pi R_n} \right) + \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \cdot \sum_{n=1}^3 \int_0^\infty \left(-\frac{1}{2} \right) \int_0^{a_n} J^{(n)}(r) J_1(\xi r) r dr J_0(\xi r) \exp(i\gamma(\xi)|z - h_n|) \partial \xi \right) \quad (8)$$

Рішення системи інтегральних рівнянь отримаємо за допомогою метода Гальоркіна, суть якого полягає в знаходженні характеристичного рів-

няння, за допомогою якого визначаються невідомі струм $I(z)$ та щільності струмів $J^{(n)}(r)$ при відомих значеннях геометрії складного поперечного перерізу.

Згідно із запропонованим методом наближене розв'язання можна подати у вигляді

$$I(z) = \sum_{n=0}^M c_n^u I_n(z), \quad (10)$$

$$J^{(n)}(r) = \sum_{n=0}^N c_n^d J_n^d(r), \quad (11)$$

де c_n^u та c_n^d — невідомі коефіцієнти в розкладі струмів на вібраторі та часткових областях відповідно.

Точність отриманих результатів при розв'язанні характеристичного рівняння залежить від кількості членів у розкладі ядра і кількості апроксимуючих функцій ($\{I_n(z)\}_{n=0}^M, \{J_n^d(z)\}_{n=0}^N$ — базисні функції загальної області для наближеного представлення розподілу струмів на вібраторі та часткових областях). У випадку малогабаритного випромінювача, розміри якого набагато більші довжини хвилі, рішення отримуємо використовуючи лише дві базисні функції.

Оскільки навантаження вертикальних секцій вібратора у вигляді виступаючих часткових областей вирівнюють струм на ньому до практичного лінійного розподілу струму, виберемо для розрахунку наступні базисні функції:

$$M = 1, \quad (12)$$

$$I_0(z) = 1, \quad (13)$$

$$I_1(z) = \frac{2z - h_n}{h_{zag}}, \quad (14)$$

$$J^d(r) = \frac{\sqrt{a_n^2 - r^2}}{2\pi r}. \quad (15)$$

Тоді струм на вібраторі зручно представити у вигляді:

$$I(z) = c_0^u \quad \text{— для першого наближення;} \quad (16)$$

$$I(z) = c_0^u + c_1^u \frac{2z - h_n}{h_{zag}} \quad \text{— для другого наближення.} \quad (17)$$

Підставивши представлення шуканих функцій (10) та (11) у відповідні інтегральні рівняння (8, 9) та помноживши рівняння (8) на $I_m(z)$, а рівнян-

ня (9) на $J_m^d(r)$ шляхом інтегрування їх у області визначення отримаємо:

$$\sum_{n=0}^M (-a_{mn}^{uu} c_n^{uu}) + \sum_{n=0}^{N_1} b_{mn}^{d_1} c_n^{d_1} + \sum_{n=0}^{N_2} b_{mn}^{d_2} c_n^{d_2} + \sum_{n=0}^{N_3} b_{mn}^{d_3} c_n^{d_3} = i\omega\epsilon_0 I_m(0). \quad (18)$$

Використовуючи умови неперервності струму на стику вібратор-часткова область, виразимо невідомі коефіцієнти струмів на дисках через відповідні коефіцієнти струму на вібраторі:

$$c_0^{d_1} = \frac{c_0^{uu} + c_1^{uu}}{(a_2 - a_1)}, \quad (19)$$

$$c_0^{d_2} = \frac{c_0^{uu} + c_1^{uu}}{(a_3 - a_2)}, \quad (20)$$

$$c_0^{d_3} = \frac{c_0^{uu} + c_1^{uu}}{a_3}. \quad (21)$$

Таким чином, загальне рішення рівняння зводиться до визначення двох коефіцієнтів розподілу струму на вібраторі. Значення аргументів при невідомих коефіцієнтах визначаються як узагальнені вирази із співвідношення (8):

$$a_{mn}^{uu} = \int_0^{h_{zag}} \left(\int_{h_{n-1}}^{h_n} I(z') I(z) Q_n(z, z') \partial z' \right) \partial z, \quad (22)$$

$$b_{mn}^d = \int_0^{h_{zag}} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left(\int_0^\infty \left(-\frac{1}{2} \right) \int_0^{a_n} \left(J_n(r) I_m(z) J_1(\xi r) r \partial r \cdot \right. \right. \\ \left. \left. \cdot J_0(\xi r) \exp(i\gamma(\xi)|z - h_n|) \right) \partial \xi \right), \quad (23)$$

$$\text{де } Q_n(z, z') = \frac{\exp(ikR_n)}{4\pi R_n} r(z - z') \left(3(1 - ikR_n) - (kR_n)^2 \right). \quad (24)$$

Основною характеристикою, що визначає ефективність елемента збудження, є вхідний опір $z_{\text{вх}}$. На основі отриманих співвідношень, використовуючи класичну теорію знаходження вхідного опору, для випадку електричного штиря зі складною геометрією $z_{\text{вх}}$ можна виразити, як

$$z_{\text{вх}} = \frac{u_0}{c_0^{uu} + c_1^{uu} \frac{2z - h_{zag}}{h_{zag}}}. \quad (25)$$

Результати числових розрахунків та порівняльна оцінка.

Аналіз отриманих результатів розпочнемо із порівняння числових значень активної та реактивної складової опору штиря на вході несиметричного вібратора. Для цього розглянемо несиметричний варіант геометрії штиря, що розглядається, тобто часткові області-диски (рис. 2) виберемо

однакового діаметру ($a_1 = a_2 = \dots = a_n$), а точку збудження розмістимо на вході вібратора. Відомі експериментальні дані про частотну залежність вхідного опору штиря [4]. Розрахункові та експериментальні дані приведені на (рис.2).

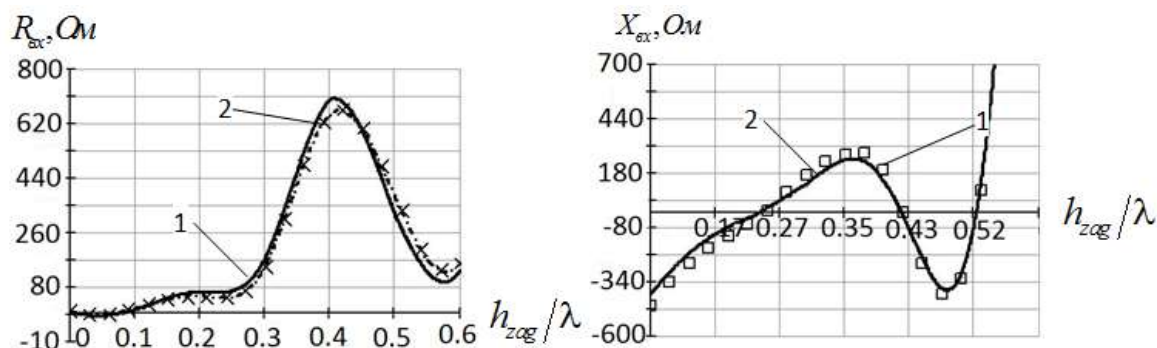


Рис. 2. Порівняльний аналіз залежності активної (а) та реактивної (б) складової вхідного опору штиря.

В роботах [4, 22] авторами наводяться отримані експериментально та на основі теоретичних розрахунків залежності активної та реактивної складової вхідного опору вібратора від величини h/λ .

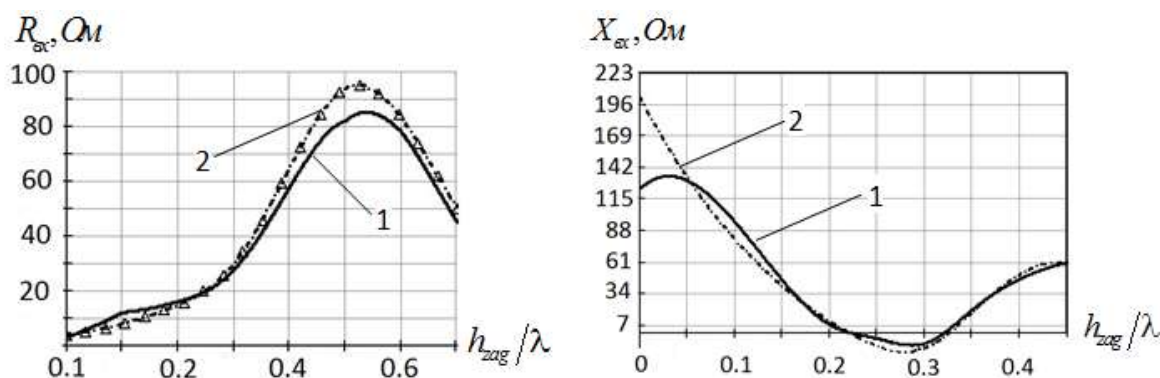


Рис. 3. Порівняльний аналіз активної (а) та реактивної (б) складової вхідного опору.

Порівняльний аналіз розрахованих та отриманих експериментально значень вхідного опору вібратора показав, що побудована теоретична модель правильно описує властивості несиметричного випромінювача в частотній області.

Знайдені частотні залежності абсолютного значення струму на вході вібратора мають типовий резонансний характер. Обчислення проводились в припущенні, що напруга збудження складає $u_0 = 1\text{В}$.

Від геометричних розмірів часткових дисків суттєво залежить електромагнітна енергія вібратора в ближній зоні, а, отже, і реактивна складова комплексного вхідного опору. Короткі, в порівнянні із довжиною хвилі, часткові області вібратора мають великий ємнісний опір. На фіксованій частоті зміна діаметру часткових областей призводить до зміни величини

ємнісного опору (рис. 5).

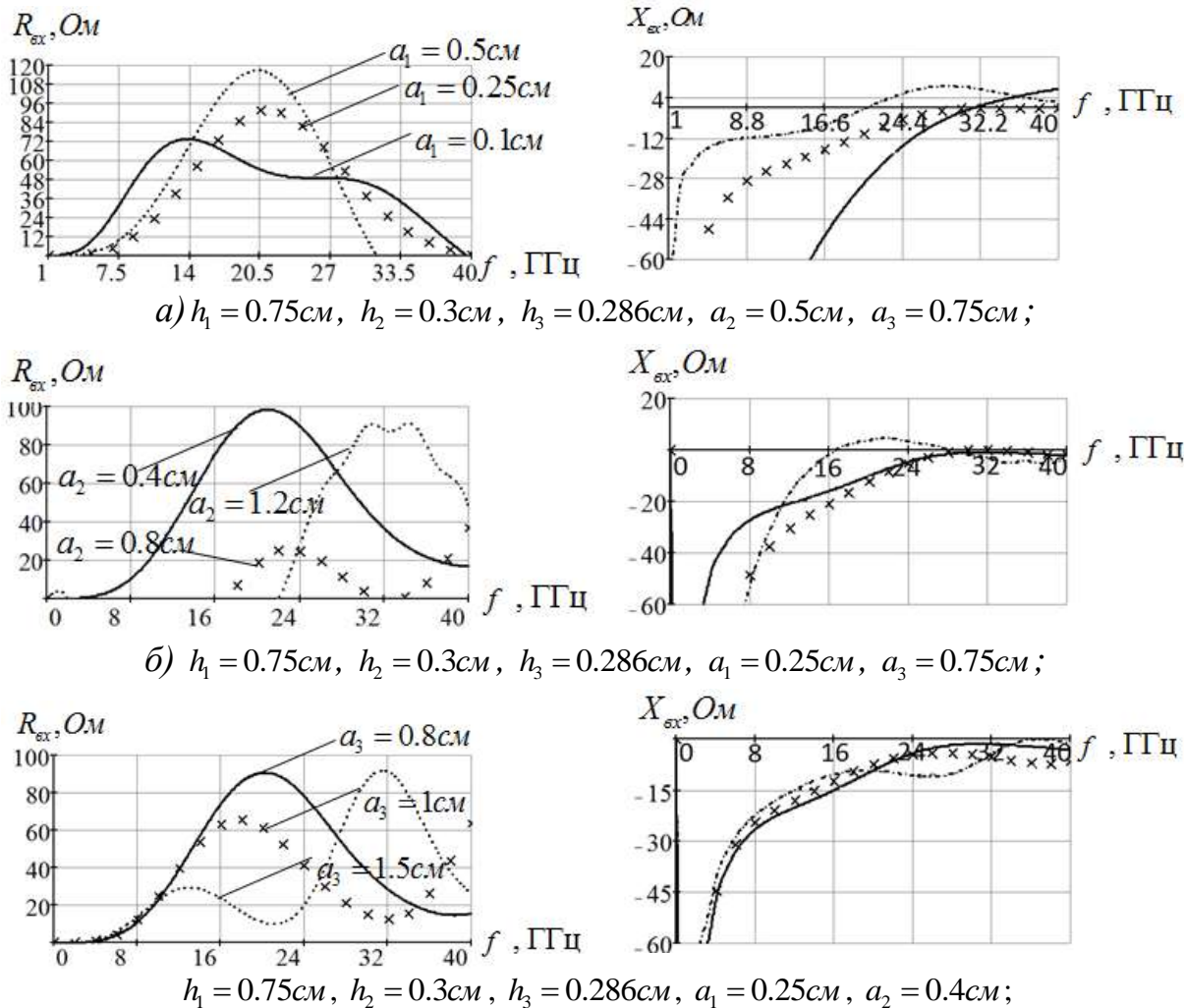


Рис. 4. Частотні залежності активної та реактивної частин вхідного опору несиметричного вібратора при різних значення діаметрів відповідних часткових областей.

На основі отриманих результатів можна сказати, що зі зміною відповідних геометричних розмірів можна отримати розширення смуги робочих частот вібратора відповідно до заданої.

Порівняльний аналіз отриманих результатів показує, що дані, отримані при використанні розробленої методики, збігаються з результатами експериментів та теоретичними результатами авторів. Із графіків видно, що частотна залежність опору несиметричного вібратора слабше виражена при збільшенні діаметру поперечного перерізу. Тому при проектуванні широкопasmового штиря із складною геометрією необхідним є врахування даної залежності для забезпечення його роботи із заданими показниками у всьому діапазоні частот.

Висновки

Запропоновано новий підхід до розрахунку широкопasmових збуджу-

ючих елементів хвилеводів зі складним поперечним перерізом. Він ґрунтується на представленні векторного потенціалу загальної складної області збуджуючого елемента як суми потенціалів часткових областей із врахуванням особливостей поля на стиках вібратор-горизонтальна часткова область.

На основі отриманих числових результатів можна зробити висновок, що побудована теоретична модель розрахунку відповідає класичній теорії електродинамічного представлення розподілу струму по геометрії штиря, а також залежності вхідного опору R_{ex} від робочої частоти $f_{роб}$. Дану методику можна використовувати при інженерних розрахунках елементів збудження ширококутових хвилеводів.

Перелік посилань

1. Рудаков В.А. Широкополосные ультракомпактные переходы с коаксиального на прямоугольный и H-образный волноводы сантиметрового диапазона / В.А. Рудаков, В.А. Следков, А.П. Майоров, М.Б. Мануилов // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии : матер. 23-й Межд. конф. КрыМиКо 2013, Севастополь, 8-13 сент. 2013. – С. 699-700.
2. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн / Г. З. Айзенберг. – М. : Связь, 1957. – 698с.
3. Степук Я. В. Основы радиотехники и радиолокации / Я. В. Степук, А. М. Калашников. – М. : Воениздат, 1962. – 368с.
4. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ / Д. М. Сазонов. – М. : Высшая школа, 1988. – 432 с.
5. Бова Н.Т. Антенны и устройства СВЧ / Н. Т. Бова, Г. Б. Резников. – Вища школа, 1982. – 278 с.
6. Оптимизация электрических характеристик микрополосковых рупорных излучателей и переходов // Технично-технологическая база развития региональной науки : сб. тез. межрег. науч.-практ. конф., 15-16 окт. 2002. – Ростов-на-Дону. – С. 2.
7. Электрические характеристики микрополосковых рупорных излучателей диаграммообразующих устройств // III межрегиональная науч.-практ. конф. : сб. тез. ; ФГУП ВНИИ «Градиент», 21-23 мая 2003. – С.10.
8. Миттра Р. Вычислительные методы в электродинамике / Р. Миттра. – М. : Мир, 1974. – 488с.
9. Гальченко Н. А. Электрические характеристики излучающих элементов диаграммообразующих устройств на основе линзы Ротмана / Н. А. Гальченко, А. Б. Клещенков // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2005. – № 5. – С. 24-29.
10. Оптимизация электрических характеристик микрополосковых рупорных излучателей диаграммообразующих устройств // ТелекомТранс-2004 : сб. докл. 2-й межвед. научно-практ. конф. ; апрель 2004 г. – Сочи. – С. 87-91.
11. Численно-аналитическое решение интегрального уравнения электрического вибратора в двухслойной среде с потерями // ТелекомТранс-2005 : Сб. докл. 3-й междунауч.-практ. конф. ; апрель 2005 г. – Сочи. – С. 129-134.
12. Радциг Ю. Ю. Исследование методом моментов интегральных уравнений вибратора с точными и приближенными ядрами / Ю.Ю. Радциг, А.В. Социлин, С.И. Эминов // Радиотехника. – 1995. – №3. – С.55-57.
13. Стрижков В. А. Особенности численной реализации метода моментов при ре-

шении интегральных уравнений проволочных систем / В. А. Стрижков // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т. 34, № 5. – С. 961- 964.

14. Казанский Л. С. Способ расчета прямых антенн с помощью обобщенной эквивалентной цепи: провод переменного радиуса / Л. С. Казанский // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, №2. – с.175-179.

15. Казанский Л. С. Способ расчета проволочных антенн произвольной конфигурации с помощью обобщенной эквивалентной цепи. / Л. С. Казанский // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, №6. – с.705-709.

16. Минкин М. А. Анализ параметрической чувствительности излучающих структур на основе метода обобщенной эквивалентной цепи / М. А. Минкин // Радиотехника. – 2001. – № 11. – с. 86-89.

17. Конев А. В. Методика электродинамического анализа вибраторных антенн с большими поперечными размерами на основе метода обобщенной эквивалентной цепи / А. В. Конев // Радиотехника. – 2001. – №11. – с. 69-71.

18. Марков Г. Т. Возбуждение электромагнитных волн / Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. – М. : Радио и связь, 1983. – 296 с.

19. Тихонов А. Н. Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. – М. : Наука, 1977. – 735 с.

20. Просвирнин С. Л. Характеристики короткого вибратора, нагруженного дисками / С. Л. Просвирнин, Л. Н. Литвиненко, В. Н. Кочин, Г. В. Кекелия, П. Г. Кобиашвили // Радиофизика и астрономия. – 2011. – Т. 16, №2. – с. 183-191. — Режим доступа: <http://journal.rian.kharkov.ua/index.php/ra/article/view/444>.

21. Федоров Н. Н. Основы электродинамики / Н. Н. Федоров. – М. : Высшая школа, 1980. – 399 с.

22. Кочин В. Н. Моделирование несимметричного вертикального вибратора конечной толщины при осесимметричном возбуждении / В. Н. Кочин // Радиофизика и астрономия. – 2002. – Т.7, №1. – с. 17-28. — Режим доступа: <http://journal.rian.kharkov.ua/index.php/ra/article/view/858>

References

1. Rudakov V.A., Sledkov V.A., Mayorov A.P. and Manuilov M.B. (2013) Wide-band ultra-compact coaxial-to-rectangular waveguide and coaxial-to-double ridged waveguide transitions. *Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo), 2013 23rd International Crimean Conference*, pp. 699-700.

2. Aizenberg G. Z. (1957) *Antenny ul'trakovotkikh voln [VHF antennas]*. Moscow, Svyaz' Publ., 698 p.

3. Stepuk Ya. V. and Kalashnikov A. M.(1962) *Osnovy radiotekhniki i radiolokatsii [Basics of radio engineering and radar systems]*. Moscow, Voenizdat, 368 p.

4. Sazonov D. M. (1988) *Antenny i ustroystva SVCh [Antennas and microwave devices]*. Moscow, Vysshaya shkola, 432 p.

5. Bova N.T. and Reznikov G. B. (1982) *Antenny i ustroystva SVCh [Antennas and microwave devices]*. Kiev, Vishcha shkola, 278 p.

6. (2002) *Optimizatsiya elektricheskikh kharakteristik mikropoloskovykh rupornykh izluchatelei i perekhodov [Optimization of the electrical characteristics of microstrip horn radiators and transitions]*. Tekhniko-tekhnologicheskaya baza razvitiya regional'noi nauki. Rostov-na-Donu, p. 2.

7. (2003) *Elektricheskie kharakteristiki mikropoloskovykh rupornykh izluchatelei diagrammoobrazuyushchikh ustroystv [Electrical characteristics of microstrip horn emitters of beam devices]*. FGUP VNII «Gradient», pp. 10.

8. Mittra R. eds. (1973) Computer Techniques for Electromagnetics. Pergamon Press, 488 p.
9. Gal'chenko N.A. and Kleshchenkov A.B. (2005) Electrical characteristics of irradiating elements of beam former devices based on Rotman lens. *Elektromagnitnye volny i elektronnyye sistemy*, No 5, pp. 24–29.
10. (2004) Optimizatsiya elektricheskikh kharakteristik mikropoloskovykh rupornykh izluchatelei diagrammoobrazuyushchikh ustroystv [Optimization of the electrical characteristics of microstrip horn emitters of beam devices]. *TelekomTrans-2004*, Sochi, pp. 87–91.
11. (2005) Chislenno-analiticheskoe reshenie integral'nogo uravneniya elektricheskogo vibratora v dvukhsloinoi srede s poteryami [Numerical and analytical solution of the integral equation of the electric vibrator in the two-layered medium with losses]. *TelekomTrans-2005*, Sochi, pp. 129–134.
12. Radtsig Yu. Yu., Sochilin A.V. and Eminov S.I. (1995) Issledovanie metodom momentov integral'nykh uravnenii vibratora s tochnimi i priblizhennymi yadrami [The study of integral equations by the moment method vibrator with exact or approximate cores]. *Radiotekhnika*, No 3, pp. 55-57.
13. Strizhkov V. A. (1989) Osobennosti chislennoi realizatsii metoda momentov pri reshenii integral'nykh uravnenii provolochnykh sistem [Especially numerical implementation of the method of moments for solving integral equations wire systems]. *Radiotekhnika i elektronika*, Vol. 34, No 5, pp. 961- 964.
14. Kazanskii L. S. (1998) Sposob rascheta pryamykh antenn s pomoshch'yu obobshchennoi ekvivalentnoi tsepi: provod peremennogo radiusa [Method for calculating direct antennas using a generalized equivalent circuit: wire variable radius]. *Radiotekhnika i elektronika*, Vol. 43, No 2, pp. 175-179.
15. Kazanskii L. S. (1999) Sposob rascheta provolochnykh antenn proizvol'noi konfiguratsii s pomoshch'yu obobshchennoi ekvivalentnoi tsepi [A method of calculating the wire antenna arbitrary configuration by a generalized equivalent circuit]. *Radiotekhnika i elektronika*, Vol. 44, No 6, pp.705-709.
16. Minkin M. A. (2001) Analiz parametricheskoi chuvstvitel'nosti izluchayushchikh struktur na osnove metoda obobshchennoi ekvivalentnoi tsepi [Parametric sensitivity analysis of radiating structures on the basis of the generalized equivalent circuit]. *Radiotekhnika*, No 11, pp. 86-89.
17. Konev A. V. (2001) Metodika elektrodinamicheskogo analiza vibratornykh antenn s bol'shimi poperechnymi razmerami na osnove metoda obobshchennoi ekvivalentnoi tsepi [Method electrodynamic analysis dipole antennas with large transverse dimensions on the basis of the generalized equivalent circuit]. *Radiotekhnika*, No 11, pp. 69-71.
18. Markov G. T. and Chaplin A. F. (1983) Vozbuzhdenie elektromagnitnykh voln [Excitation of electromagnetic waves]. Moscow, Radio i svyaz', 296 p.
19. Tikhonov A. N. and Samarskii A. A. (1977) Uravneniya matematicheskoi fiziki [Equations of mathematical physics]. Moscow, Nauka, 735 p.
20. Prosvirnin S. L., Litvinenko L. M., Kochin V. N., Kekelia G. V. and Kobiashvili P. G. (2011) Characteristics of Short Dipole Loaded with Disks. *Radiofizika i radioastronomiya*, Vol 16, No 2, pp. 183-191.
21. Fedorov N. N. (1980) Osnovy elektrodinamiki [Fundamentals of electrodynamics]. Moscow, Vysshaya shkola, 399 p.
22. Kochin V. N. (2002) Modeling Non-Symmetrical Vertical Vibrator of Finite Thickness upon Axially Symmetric Excitation. *Radiofizika i radioastronomiya*, Vol. 7, No 1, pp. 17-27.

Ставісюк Р. Л. **Методика розрахунку ширококутового несиметричного вібратора зі змінним радіусом вздовж осі симетрії.** В статті запропоновано новий підхід до розрахунку ширококутового штиря зі змінним радіусом вздовж аксіальної осі, що базується на поданні складної області як сукупності послідовних часткових областей. Розроблена методика дозволяє оцінити внесок радіальної складової струму у загальний результат при розрахунках. Представлено графічні залежності абсолютного значення струму, активної та реактивної частин вхідного опору від робочої частоти.

Ключові слова: коаксіально-хвилеводний перехід, електричний штир, вхідний опір, ширококуговість.

Ставісюк Р. Л. **Методика расчета широкополосного несимметрического штыря с переменным радиусом вдоль оси симметрии.** В статье предложен новый подход к расчету широкополосного штыря со сменным радиусом вдоль оси аксиальной оси, что базируется на представлении сложной области, как совокупности последовательных частичных областей. Разработанная методика позволяет оценить вклад радиальной составляющей тока в общий результат при расчетах. Представлены графические зависимости абсолютного значения тока, активной и реактивной частей входящего сопротивления от рабочей частоты.

Ключевые слова: коаксиально-волноводный переход, электрический штырь, входящее сопротивление, широкополосность.

R. L. Stavisjuk. **Method of calculation broadband asymmetric vibrator with variable radius along the axis of symmetry.**

New approach to calculation of the bandwidth of microwave elements for antenna system is offered. It is necessary to develop a method of calculating the basic CWT element, namely broadband pin for optimum performance, coaxial-waveguide transitions.

The main part of the article is devoted to the explanation of the sequence of actions when calculating broadband electrical pin with a variable radius along the axis Z . The proposed method allows to estimate the contribution of the radial component of the current in the overall result of the calculations. The graphic depending of absolute value of the current, active and reactive parts of the input impedance on the frequency are submitted.

Keywords: coaxial-waveguide transitions, electrical pin, input impedance, broadband.