

УДК 621.39

Антенна Вівальді на основі симетричних щілинних ліній

Каращук Н. М.¹, Манойлов В. П.², Морозов Д. С.², Сидорчук О. Л.¹

¹Житомирський військовий інститут імені С. П. Корольова
²Житомирський державний технологічний університет

E-mail: morozovds@ztu.edu.ua

Розроблено широкосмугову антену НВЧ - діапазону хвиль для роботи в складі різних радіосистем. Отримана антенна Вівальді має рівень КСХН на вході не більше 2. Показана можливість функціонування антени в смузі частот з коефіцієнтом перекриття більше 18. Запропоновано метод розрахунку поля випромінювання двосторонньої щілинної антени. Показано, що поле випромінювання визначається за допомогою поля розсіювання плоскої хвилі на суцільній металевій пластині, в якій виконано щілину. Отримано теоретичні та експериментальні результати дослідження широкосмугової антени Вівальді, виконаної у вигляді щілинної лінії передачі з шириною розкриття, що змінюється за експоненціальним законом.

Ключові слова: широкосмугова антена; антена Вівальді; щілинна антена; діаграма спрямованості

DOI: [10.20535/RADAR.2018.73.5-10](https://doi.org/10.20535/RADAR.2018.73.5-10)

Вступ

В останні роки з'явилась тенденція використання антенних систем, провідники яких утворюють криволінійну щілину вздовж напрямку максимуму випромінювання (випромінювач Вівальді) [1, 2]. У теорії таких антен широко використовується поняття ідеальної двосторонньої щілинної антени, під якою розуміється щілина в ідеально провідній нескінченній площині [3, 4]. Практичний інтерес представляє питання відповідності діаграми спрямованості (ДС) ідеальної двосторонньої щілинної антени, виконаної в металевій пластині заданої товщини випромінювача Вівальді, виготовленого на основі симетричних щілинних ліній, розташованих на тонкій діелектричній підкладці. Строгий електродинамічний аналіз в цьому випадку вимагає великих обчислювальних витрат, тому перехід до асимптотичних оцінок поля випромінювання в фіксованих площинах для більш простих двовимірних моделей дозволяє розглядати складніші питання проектування щілинних антен.

Мета роботи – показати, що ДС антени Вівальді відповідає ДС двосторонньої щілинної антени, виконаної в металевій пластині.

1 Постановка задачі

В якості моделі для випромінювача Вівальді використовуємо математичну модель двосторонньої щілинної антени розглянутої в роботі [5] і наведемо

короткі математичні викладки. Припустимо, що є плоска нескінченна ідеально провідна прямокутна пластина, в якій прорізана тонка щілина шириною a ($a \ll \lambda$) і довжиною L (рис. 1).

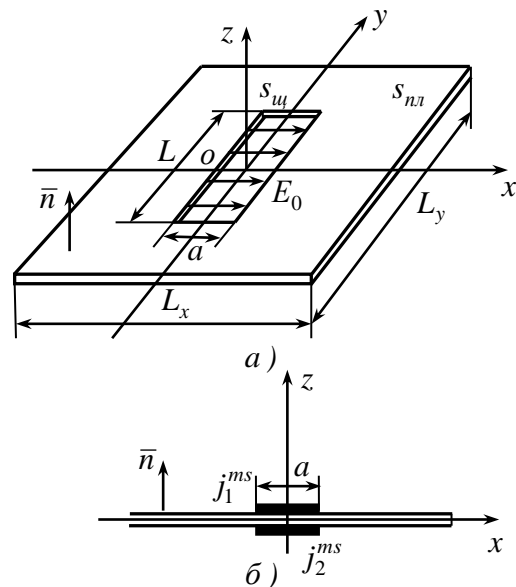


Рис. 1. Геометрія задачі

Центр щілини приймаємо за початок системи координат, введемо одиничні орти $(\vec{i}_r, \vec{i}_\theta, \vec{i}_\phi)$ сферичної системи координат (r, θ, ϕ) і одиничні орти $(\vec{i}_x, \vec{i}_y, \vec{i}_z)$ декартової системи координат (x, y, z) . Вісь Oy направимо паралельно щілині. На поверхні щілини

$s_{\text{ш}}$ будемо розрізняти верхню сторону $z = 0 + 0$ і нижню сторону $z = 0 - 0$. У разі вирішення задачі вважатимемо відомим розподіл електромагнітного поля вздовж щілини $\vec{E}_0 = \vec{i}_x E_0(x, y)$, яке може бути представлено стороннім магнітним джерелом \vec{j} , утвореним магнітними струмами на верхній і нижній сторонах $\vec{j}_1^{ms}(z = 0 + 0)$ і $\vec{j}_2^{ms}(z = 0 - 0)$:

$$\vec{j}_{cm}^m = \begin{cases} \vec{j}_1^{ms} = [\vec{n}\vec{E}_0] = -\vec{j}_y E_0(x, y) & z = 0 + 0; \\ \vec{j}_2^{ms} = [\vec{n}\vec{E}_0] = \vec{j}_y E_0(x, y) & z = 0 - 0. \end{cases} \quad (1)$$

Так як джерела поля і ідеально провідна пластина розміщені на скінченній відстані від початку координат, то залежність поля від відстані при $r \rightarrow \infty$ має структуру сферичної хвилі, що віддаляється [6]:

$$\vec{E} = W [\vec{H}\vec{r}_0];$$

$$E_\theta(\theta, \phi) = WH_\phi(\theta, \phi) = E_{m\theta} \frac{\exp(jkr)}{kr} F_1(\theta, \phi) \left[1 + O\left(\frac{\rho}{r}\right) \right]; \quad (2)$$

$$E_\phi(\theta, \phi) = -WH_\theta(\theta, \phi) = E_{m\phi} \frac{\exp(-jkr)}{kr} F_2(\theta, \phi) \left[1 + O\left(\frac{\rho}{r}\right) \right],$$

де H_θ, H_ϕ – складові вектору напруженості магнітного поля \vec{H} ; $W = 120\pi$ – хвильовий опір вільного простору; $r_0 = r/|r|$ – одиничний орт радіус-вектора точки спостереження \vec{r} ; $r_0 = \vec{i}_x \sin \theta \cos \phi + \vec{i}_y \sin \theta \sin \phi + \vec{i}_z \cos \theta$; $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число вільного простору; λ – довжина хвилі в повітрі; $F_1(\theta, \phi), F_2(\theta, \phi)$ – комплексні ДС антени; ρ – найбільша відстань від початку координат, що розміщений в області джерел, до точки джерела; O – символ Ландау.

Припустимо, що в кожній точці деякої області V , що обмежена поверхнею s , що утворена поверхнями пластини $s_{\text{пл}}$ і сфери s_R , так, що $s = s_{\text{пл}} + s_R$ – визначені електромагнітні поля \vec{E}_1, \vec{H}_1 і \vec{E}_2, \vec{H}_2 , утворені незалежними один від одного розподілами густини об'ємних магнітних сторонніх струмів $\vec{j}_{1cm}^m, \vec{j}_{2cm}^m$.

2 Основна частина

Для вирішення задачі використаємо інтегральну форму леми Лоренца [7], що пов'язує комплексні амплітуди двох електромагнітних полів. В якості першого поля розглянемо шукане поле двосторонньої щілинної антени. Тоді вектори \vec{E}_1, \vec{H}_1 і \vec{E}_2, \vec{H}_2 зв'язані між собою інтегральним співвідношенням

$$\int_s [\vec{E}_1 \vec{H}_2] - [\vec{E}_2 \vec{H}_1] \vec{n} ds = \int_V (\vec{j}_{1cm}^m \vec{H}_2 - \vec{j}_{2cm}^m \vec{H}_1) dV, \quad (3)$$

де \vec{n} – одиничний вектор зовнішньої нормалі до поверхні s .

Поля \vec{E}_1, \vec{H}_1 і \vec{E}_2, \vec{H}_2 задовільняють систему рівнянь Максвелла і граничним умовам, якщо кожне з рішень полів містить одну плоску хвилю або сукупність плоских хвиль [8].

В подальшому вважатимемо, що поле \vec{E}_1, \vec{H}_1 в (3) є шуканим полем, що створюється щілинною антеною з відомим розподілом магнітних струмів \vec{j}_{cm}^m . Нижній індекс “1” відкинемо. Це поле задовільняє граничним умовам на поверхні $s_{\text{пл}}$ і умові випромінювання на нескінченності. Вважатимемо, що поле \vec{E}_2, \vec{H}_2 створено елементарним магнітним диполем, розміщеним в точці \vec{r}_1 , з одиничним моментом

$$\vec{j}_{2cm}^m = \vec{a} \delta_3(\vec{r} - \vec{r}_1), \quad (4)$$

де \vec{a} – одиничний вектор, що задає орієнтацію допоміжного джерела; $\delta_3(\vec{r} - \vec{r}_1)$ – тривимірна дельта-функція.

Допоміжне поле, обумовлене дією магнітного диполя \vec{j}_{2cm}^m , позначимо \vec{E}^m, \vec{H}^m . Підставляючи (4) в (3), отримуємо, що проекція шуканого поля на напрямок вектора \vec{a} рівна

$$\vec{a} \vec{H}(\vec{r}_1) = \int_V \vec{j}_{cm}^m dv + \int_s \{ [\vec{E} \vec{H}^m] - [\vec{E}^m \vec{H}] \} \vec{n} ds. \quad (5)$$

Будемо шукати ДС в дальній зоні, тобто поведінку $\vec{H}(\vec{r}_1)$ при $r_1 \rightarrow \infty$. Введемо поле, що збуджує допоміжним джерелом функцію Гріна \vec{E}^m, \vec{H}^m як сумарне поле плоскої хвилі \vec{E}_p, \vec{H}_p і поля розсіювання \vec{E}_s, \vec{H}_s при падінні плоскої хвилі на пластину без щілини:

$$\vec{E}^m = \vec{E}_p + \vec{E}_s,$$

$$\vec{H}^m = \vec{H}_p + \vec{H}_s,$$

$$\vec{H}_p = H_{mp} \exp(i\vec{k}_p \vec{r}) = (\vec{i}_\theta H_{mp\theta} + \vec{i}_\phi H_{mp\phi}) \exp(i\vec{k}_p \vec{r})$$

$$\vec{E}_p = W [\vec{r}_p \vec{H}_p]$$

$$\vec{k}_p = k \vec{r}_p = k (\vec{i}_x \sin \theta_p \cos \phi_p + \vec{i}_y \sin \theta_p \sin \phi_p + \vec{i}_z \cos \theta_p) \quad (6)$$

де \vec{k}_p – хвильовий вектор, що характеризує напрямок $\vec{r}_p(\theta_p, \phi_p)$ приходу плоскої хвилі, до того ж хвиля рухається в напрямку одиничного вектора $-\vec{r}_p$.

Плоска хвиля \vec{E}_p, \vec{H}_p є рішенням однорідної системи рівнянь Максвелла, тому в усіх точках обмеженої частини простору ліва частина рівняння (5) буде рівна нулю, як наслідок має місце рівняння:

$$-\int_V \vec{j}_{cm}^m \vec{H}^m dv = \int_s \{ [\vec{E} \vec{H}^m] - [\vec{E}^m \vec{H}] \} \vec{n} ds. \quad (7)$$

Використання стороннього джерела у вигляді плоскої хвилі призводить до порушення умов випромінювання. Однак, якщо поле \vec{E}_p, \vec{H}_p відняти від поля \vec{E}^m, \vec{H}^m , то поле розсіювання буде задовільняти умові випромінювання, так як це поле є рішенням

відповідної крайової задачі. Тоді вираз (7) приймає вигляд

$$\begin{aligned} - \int_V \bar{j}_{cm}^m \bar{H}^m dv &= \int_s [\bar{E} \bar{H}_{mp} \exp(i\bar{k}_p \bar{r})] - \\ &- [\bar{E}_{mp} \exp(i\bar{k}_p \bar{r}) \bar{H}] \bar{n} ds + \\ &+ \int_s \{ [\bar{E} \bar{H}_s] - [\bar{E}_s \bar{H}] \} \bar{n} ds, \quad (8) \end{aligned}$$

де \bar{k} – хвилевий вектор, $\bar{k} = k\bar{r}_0$; поле \bar{E}_s, \bar{H}_s має характер сферичної хвилі, що прямує від площини в нескінченність.

Так як вектори \bar{H}_s і \bar{H} в дальній зоні розміщені ортогонально до напрямку розповсюдження, що задається одиничним вектором \bar{r}_0 , то підінтегральний вираз поверхневого інтегралу, що містить поле розсіювання, перетворюється на нуль. Тоді в функції Гріна \bar{E}^m, \bar{H}^m необхідно враховувати тільки доданки, що включають плоску хвилю $\bar{E}_{mp}, \bar{H}_{mp}$:

$$\begin{aligned} - \int_V \bar{j}_{cm}^m \bar{H}^m dv &= \int_s \{ [\bar{E} \bar{H}^m] - [\bar{E}^m \bar{H}] \} \bar{n} ds + \\ + \int_{sR} \{ [\bar{E} \bar{H}_{mp} \exp(i\bar{k}_p \bar{r})] - [\bar{E}_{mp} \exp(i\bar{k}_p \bar{r}) \bar{H}] \} \bar{n} ds. \quad (9) \end{aligned}$$

Проводячи обчислення інтегралів виразу (9) з врахуванням представлення полів (2), отримаємо

$$\begin{aligned} W [-H_{mp\theta} H_{m\theta} F_2(\theta, \phi) + H_{mp\phi} H_{m\phi} F_1(\theta, \phi)] &= \\ = i \frac{k^2}{4\pi} \int_{S_{щ}} [\bar{j}_1^m \bar{H}_m(x, y, 0+0) - \bar{H}^m(x, y, 0-0)] ds. \quad (10) \end{aligned}$$

З (10) випливає, що для виділення ДС $F_2(\theta, \phi)$ в якості допоміжного поля необхідно вибрати поле плоскої хвилі, поляризованої в напрямку орту \bar{i}_ϕ . При цьому $E_{mp\phi} = 1$, тоді $E_{mp\theta} = 0$, $H_{mp\phi} = 0$, $H_{mp\theta} = 1/W$ і в лівій частині залишиться тільки доданок, що містить функцію $F_2(\theta, \phi)$. Враховуючи, що граничне значення різниці векторів напруженості магнітного поля плоскої хвилі на протилежних сторонах пластини прямує до нуля, отримаємо

$$\begin{aligned} F_2(\theta, \phi) &= -i \frac{k^2}{4\pi} \int_{s_{щ}} \bar{j}_1^{ms} [H_{s\theta}(x, y, 0+0) - \\ &- H_{s\theta}(x, y, 0-0)] ds, \quad (11) \end{aligned}$$

де густина струму \bar{j}_1^{ms} і вектори $H_{s\theta}(x, y, 0+0)$ і $H_{s\theta}(x, y, 0-0)$ є безрозмірними величинами, нормованими до амплітуди еквівалентного магнітного струму і напруженості магнітного поля падаючої плоскої хвилі.

За допомогою (11) ДС обчислюється з точністю до постійного множника, що залежить від постійної нормування. Для обраної орієнтації векторів з урахуванням граничних умов ДС

$$\begin{aligned} F_2(\theta, \phi) &= \\ = -i \frac{k^2}{4\pi} \cos \theta \sin \phi \int_{s_{щ}} \bar{j}_1^{ms}(x, y) [H_{sy}(x, y, 0+0) - \\ &- H_{sy}(x, y, 0-0)] dx dy. \quad (12) \end{aligned}$$

Аналогічно для визначення ДС $F_1(\theta, \phi)$ необхідно вибрати плоску хвилю, поляризовану в напрямку орту \bar{i}_θ . Нехай при цьому $E_{mp\theta} = 1$, тоді $E_{mp\phi} = 0$, $H_{mp\phi} = 1/W$, $H_{mp\theta} = 0$. Як наслідок,

$$\begin{aligned} F_1(\theta, \phi) &= -i \frac{k^2}{4\pi} \int_{s_{щ}} \bar{j}_1^{ms}(x, y) [H_{s\phi}(x, y, 0+0) - \\ &- H_{s\phi}(x, y, 0-0)] ds = \\ = i \frac{k^2}{4\pi} \cos \phi \int_{s_{щ}} \bar{j}_1^{ms}(x, y) [H_{sy}(x, y, 0+0) - \\ &- H_{sy}(x, y, 0-0)] dx dy. \quad (13) \end{aligned}$$

Таким чином, якщо відомо поле розсіювання, створене плоскою хвилею, що падає на суцільну пластину з деякої відстані (θ, ϕ) , то можливо знайти значення ДС двосторонньої щільової антени в цьому напрямку в результаті інтегрування по верхній щілині різниці граничних значень векторів напруженості магнітного поля розсіювання в місті розміщення джерел $\bar{j}_1^{ms}, \bar{j}_2^{ms}$ на протилежних сторонах пластини при їх направленості до поверхні. При цьому роль вагового коефіцієнта в підінтегральному виразі грає функція збудження джерела.

3 Результати експерименту

На рис. 2 представлена конструкція випромінювача Вівальді на основі симетричних щілинних ліній, що працює в полосі робочих частот від 1 до 20 ГГц.

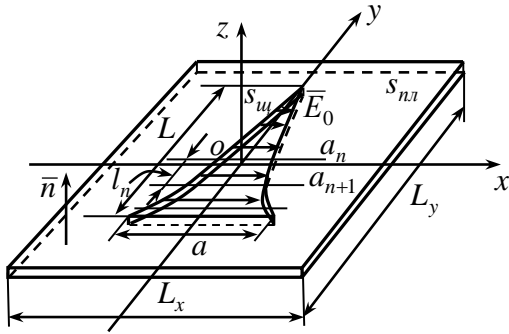


Рис. 2. Випромінювач Вівальді на основі нерегулярних симетричних щілинних ліній

Побудова строгих математичних моделей для таких випромінювачів є досить складним завданням [9]. Однак, якщо уявити, що в направляючій структурі поширюється тільки один тип хвилі (Е або Н), який не змінюється в наслідок зміни площі перетину щілини, то для аналізу випромінювання антен з криволінійними щілинами можна використовувати відомі результати для розрахунку параметрів симетричною щілинний лінії. В даному випадку, коли зміна поперечного перерізу вздовж направляючої структури антени є плавною, може бути проведена її регуляризація для кінцевого числа ділянок, що дозволяє застосувати для кожної регулярної ділянки відомі модельні рівняння (??) і по їх сумарному внеску розрахувати ДС всієї антени.

Представимо щілинну антену (рис. 2) у вигляді окремих ділянок регулярних щілинних антен з постійною шириною розкриття. Для такої ступінчастої апроксимації нерегулярної структури передбачається, що крок збільшення ширини щілини набагато менший чверті довжини хвилі

$$a_{n+1} - a_n = \Delta a \leq \lambda_0/4, \quad (14)$$

де a_n – ширина щілини n -ої регулярної ділянки направляючої структури антени; λ_0 – довжина хвилі електромагнітних коливань на виході антени.

Результуюча ДС антени в дальній зоні визначається сумарним вкладом кожної регулярної ділянки

$$F_1(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N F_{1n}(\theta, \phi), \quad (15)$$

$$F_2(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N F_{2n}(\theta, \phi),$$

де $F_{1n}(\theta, \phi)$, $F_{2n}(\theta, \phi)$ – вклад n -ї регулярної ділянки направляючої структури антени в полі дальньої зони.

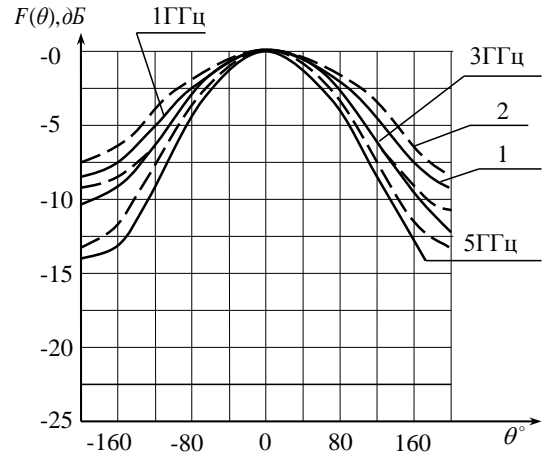


Рис. 3. ДС антени Вівальді в площині Е

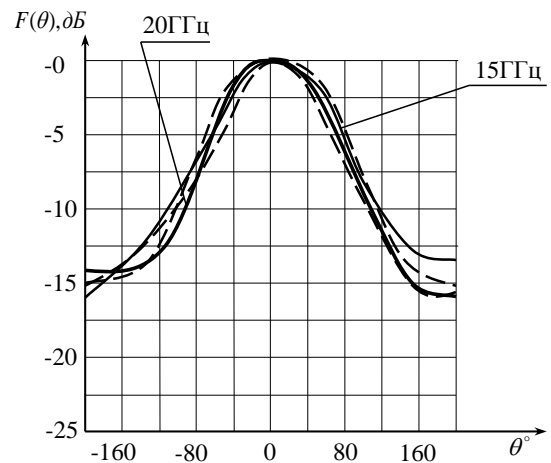


Рис. 4. ДС антени Вівальді в площині Е

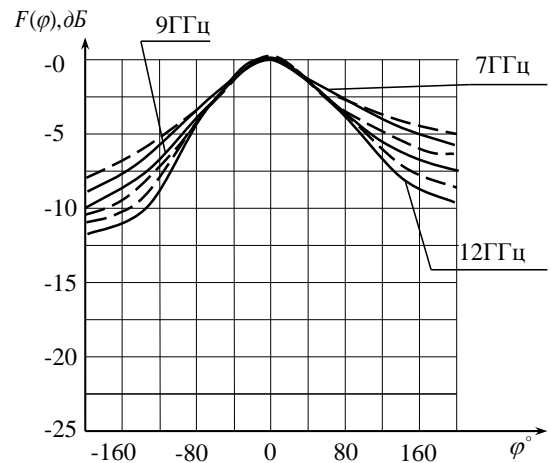


Рис. 5. ДС антени Вівальді в площині Н

На рис. 3 і рис. 4 представлені результати розрахунку (криві 1) і вимірювань (криві 2) діаграми

¹Вимірювач параметрів антен модуляційний ПК7-15 - ПК7-22.

спрямованості антени Вівальді в площині E^1 . На рис. 5 – результати дослідження ДС антени Вівальді в площині H .

Теоретичні розрахунки ДС проводилися за формулами (12), (13) і (15) відповідно до вищевказаної методики. Розбіжність теоретичних та експериментальних результатів дослідження не перевищують 10%.

Параметри і форма ДС в площині E і H в робочій смузі частот 1-20 ГГц не мають істотних змін.

На рис. 6 показані результати розрахунку і експериментального дослідження зміни коефіцієнта стоячої хвилі по напрузі в робочій смузі частот.

КСХН не перевищує 2, антена узгоджена у всій смузі робочих частот.

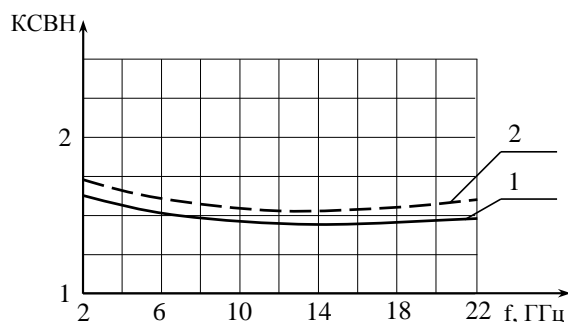


Рис. 6. Графік залежності КСВН антени в діапазоні частот

Висновки

Із застосуванням леми Лоренца отримані співвідношення для обчислення поля випромінювання в дальній зоні для двосторонньої щілинної антени, розташованої на ідеально провідній пластині. Отримані співвідношення застосовні для випадку довільної форми контуру пластини, довільної поляризації поля і будь-яких розмірів і форми щілини з відомим розподілом поля збудження.

Наведені результати моделювання та експериментальних досліджень антени свідчать про можливість створення на її базі антенних систем, які не поступаються за ефективністю об'ємним випромінювачам.

Перелік посилань

- Gibson B. The Vivaldi Aerial / B. Gibson // 9th European Microwave Conference Proceedings. — 1979. — pp. 101–105.
- Kerarti D. Z. (2012) New tapered slot vivaldi antenna for UWB applications / D.Z. Kerarti, F.Z Marouf, S.M. Meriah // 24th International Conference on Microelectronics (ICM). — 2012. — Algiers, Algeria.

- Сомов А. М. Проектирование антенно-фидерных устройств / А. М.Сомов, Р. В. Кабетов. — М.: Горячая линия — Телеком., 2015. — 290 с.
- Иларионов Ю. А. Устройства СВЧ и КВЧ-диапазонов / Ю. А. Иларионов, А. С. Раевский, С. Б. Раевский, А. Ю. Седаков. — М. : Радиотехника, 2013. — 750 с.
- Войтович Н. Н. Метод определения поля излучения двухсторонней щелевой антенны в дальней зоне / Н. Н. Войтович, Д. С. Клыгач, А. Б. Хатимов // Антенны. — 2013. — № 8 (195). — С. 3–11.
- Драбкин А. Л. Антенно-фидерные устройства / А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко, А. Г. Кислов. — М. : Сов. Радио, 1974. — 535 с.
- Sharma, A. K. An Experimental investigations of Millimeter-Wave Fin Antennas / A. K. Sharma, R. M. Wilson, A. Rosen / IEEE Antennas & Propagation Society APS. — 1985. — Vol. 6. — P. 97–100.
- Bhat B. Analysis, design and applications of fin lines / B. Bhat, S. Koln. — ArtechHouse, 1987.
- Саломатов Ю. П. Антенны в режиме излучения негармонических сигналов / Г. А. Костиков, А. Ю. Одинцов, Ю. П. Саломатов, М. И. Сугак; Под ред. Ю. П. Саломатова и М. И. Сугака. — СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2012. — 170 с.

References

- Gibson P. (1979) The Vivaldi Aerial. *1979 9th European Microwave Conference*. DOI: 10.1109/euma.1979.332681
- Kerarti D.Z., Marouf F. and Meriah S. (2012) New tapered slot vivaldi antenna for UWB applications. *2012 24th International Conference on Microelectronics (ICM)*. DOI: 10.1109/icm.2012.6471419
- Somov A.M. and Kabetov R.V. (2015) *Proektirovanie antenno-fidernykh ustroystv* [Design of antenna-feeder devices] Moscow, Goryachaya liniya-Telekom, 290 p.
- Iparionov Yu.A., Raevskii A.S., Raevskii S.B. and Sedakov A.Yu. (2013) *Ustroystva SVCh i KVCh-diapazonov* [Microwave and SHF-band devices]. Moscow, Radiotekhnika, 750 p.
- Voytovich N.I., Klygach D.S. and Khashimov A.B. (2013) The method for determination of radiation far-field of the bilateral slot antenna. *Antenny*, No 8 (195), pp. 3–11. (In Russian)
- Drabkin A.L., Zuzenko V.L. and Kislov A.G. (1974) *Antenno-fidernye ustroystva* [Antenna-feeder devices]. Moscow, Soviet Radio, 1974, 535 p.
- Sharma A., Wilson R. and Rosen A. (1985) An experimental investigation of millimeter-wave fin antennas. *Antennas and Propagation Society International Symposium*. DOI: 10.1109/aps.1985.1149549 97–100.
- Bhat B. and Koln S. (1987) *Analysis, design and applications of fine lines*. ArtechHouse, 475 p.
- Kostikov G. A., Odintsov A. Yu., Salomatov Yu. P., Sugak M. I. (2012) *Antenny v rezhime izlucheniya negarmonicheskikh signalov* [Antennas in the mode of emission of nonharmonic signals], St. Petersburg, SPbGETU LETI, 170 p.

Антенна Вивальди на основе симметричных щелевых линий

Каращук Н. Н., Манойлов В. Ф., Морозов Д. С., Сидорчук О. Л.

Разработана широкополосная антенна СВЧ – диапазона волн для работы в составе различных радиосистем, представляющая собой излучатель Вивальди, при этом уровень КСВН на ее входе не превышает двух. Показана возможность функционирования антенны в полосе частот с коэффициентом перекрытия более 18. Предложен метод расчёта поля излучения двусторонней щелевой антенны и показано, что поле излучения определяется с помощью поля рассеяния плоской волны на сплошной металлической пластине, в которой выполнена щель. Получены теоретические и экспериментальные результаты исследования широкополосной антенны Вивальди, выполненной в виде щелевой линии передачи с шириной раскрытия, измеряющегося по экспоненциальному закону.

Ключевые слова: широкополосная антенна; антенна Вивальди; щелевая антенна; диаграмма направленности

Vivaldi antenna based on symmetrical slit lines

Karashchuk N. M., Manoylov V. P., Morozov D. S., Sydorhuk O. L.

Introduction. In recent years, the trend has been to use antenna systems whose conductors form a curvilinear slit along the direction of the maximum radiation of the Vivaldi antenna. A rigorous electrodynamic analysis in this case requires large computational costs, so the transition to asymptotic estimates of the radiation field in fixed planes for simpler two-dimensional models allows us to consider the more complex issues of designing slot antennas.

Formulation of the problem. As the model for the antenna Vivaldi, we use the mathematical model of the two-sided slit antenna. The antenna model is flat, non-finite, ideally conducting rectangular plate in which there

is a thin slit. The field sources and an ideally conducting plate are located at a finite distance from the origin, the field dependence from the distance has the structure of the spherical waves that are removed.

Main part. The method is based on the application of the Lorentz lemma to obtain a ratio by calculating the far-field radiation field for a two-way slit antenna located on an ideally conducting plate. In this case, when the variation of the slot antenna is smooth, it was represented in the form of slits of a regular slit line with a constant opening width for a finite number of sections. To do this, we used well-known representations of models that make it possible to calculate the antenna pattern. The relations are applicable to the case of an arbitrary shape of the contour of the plate, arbitrary polarization of the field, and of any size and shape of the gap with a known distribution of the exciting field.

Results of the experiment. Theoretical and experimental results obtained during the study of the Vivaldi broadband antenna made in the form of a slit transmission line with an opening width measured exponentially allow us to speak of the correctness of the proposed assumptions. The results of modeling and experimental researches of the antenna testify to the possibility of creating on its base antenna systems that are not inferior in efficiency to volumetric radiators. Using the method of mathematical modeling, samples of the Vivaldi antenna with variable geometric dimensions were calculated and examined. Several variants of the Vivaldi antenna design are considered and their characteristics of the directional pattern in the frequency band 1-18 GHz are examined.

Conclusions. The obtained relations are applicable to the case of the arbitrary contour shape of the plate, the arbitrary polarization of the field, and any size and shape of the gap with a known distribution of the excitation field. The given results of simulation and experimental research of antenna testify to the possibility of creating on its basis antenna systems, which are not inferior to the effectiveness of bulk emitters.

Key words: broadband antenna; Antenna Vivaldi; slit antenna; radiation pattern