

О. М. Шарабура

Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України

5, вул. Наукова, Львів, 79060, Україна

E-mail: shom@ipm.lviv.ua

**АНАЛІЗ ВЛАСТИВОСТІ ШИРОКОСМУГОВОСТІ БІКОНУСА
З ОДНИМ СКІНЧЕННИМ ПЛЕЧЕМ**

Біконічні структури є базовими для дослідження електродинамічних характеристик вібраторів, монополів і біконічних антен. Такі структури досліджуються в основному наближеними методами. Тут використано математично строгий підхід для аналізу електродинамічних характеристик металевого біконуса, сформованого зі скінченного та напівнескінченного конусів за довільних значень кутових параметрів та довжини твірної. Досліджено розподіл поля в околі краю біконуса, частотні залежності модулів комплексних амплітуд основних мод та діаграми спрямованості. Отримані результати можливо використовувати для розрахунку параметрів біконічних антен. Л. б. Бібліогр.: 9 назв.

Ключові слова: несиметричний біконус, біконічний рефлектор, широкосмуговість.

Однією з актуальних проблем радіофізики є створення широкосмугових антен малих розмірів [1–3].

Класичною структурою для дослідження широкосмугових властивостей є біконічні розсіювачі, які активно вивчали починаючи з 1940-х рр. Електродинамічний аналіз біконусів проводився в основному наближено [4], а в сучасних працях, як правило, використовують прямі числові методи [5].

У роботі [6] отримали строгий розв’язок осесиметричної задачі дифракції на біконусі з одним скінченим плечем і дослідили поле випромінювання, коли $\gamma_2 = \pi - \gamma_1$, де γ_1, γ_2 – кути розхилу плечей біконуса (рис. 1). Цей підхід використано для аналізу конічних монополів ($\gamma_1 \rightarrow \pi/2$) [7], та дискоконічних розсіювачів ($\gamma_2 \rightarrow \pi/2$) [8]. У роботах [6–8] для розв’язання задачі було використано метод аналітичної регуляризації, що ґрунтується на точному аналітичному оберненні матричних операторів типу згортки. Для розв’язання задач дифракції на розгалуженнях плоских та циліндричних хвилеводів і решітках такі оператори використовувалися у роботі [9].

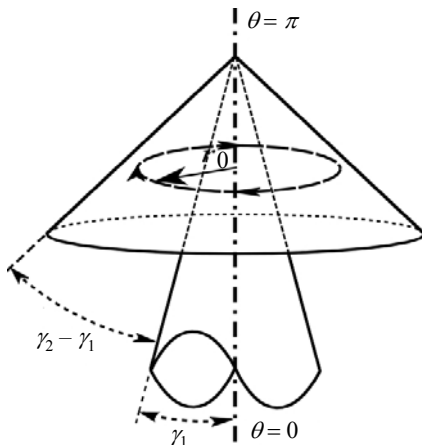


Рис. 1. Геометрична схема задачі

Для глибшого розуміння закономірностей формування широкосмуговості та виявлення потенційних можливостей керування полем випромінювання тут дослідили вплив геометричних параметрів біконуса на особливості трансформації мод його краєм та формування поля випромінювання. При дослідженні вважали, що залежність поля від часу задається множителем $e^{-i\omega t}$, який опускаємо.

1. Постановка та розв’язання задачі.

Розглянемо осесиметричну задачу дифракції ТМ-хвилі на ідеально провідній біконічній поверхні $Q = Q_1 \cup Q_2$, заданій у сферичній системі координат (r, θ, φ) :

$$Q_1 : \{ r \in (0, \infty), \theta = \gamma_1; \varphi \in [0, 2\pi) \},$$

$$Q_2 : \{ r \in (0, a_1), \theta = \gamma_2; \varphi \in [0, 2\pi) \},$$

де $\gamma_2 > \gamma_1$ (рис. 1).

Нехай біконус Q збуджується витком магнітного струму з густиною, заданою у вигляді $J(r, \theta) = I_\varphi^{(m)} \delta(r - r_0) \delta(\theta - \theta_0) / (r_0 \sin \theta_0)$, (1) де $I_\varphi^{(m)}$ – магнітний струм; $\delta(\dots)$ – дельта-функція Дірака; r_0, θ_0 – координати джерела; $0 < r_0 < a_1$; $\gamma_1 \leq \theta_0 \leq \gamma_2$.

Поле магнітного струму (1) має ненульові компоненти E_r, E_θ, H_φ . Електричні компоненти поля виражаються через H_φ -складову за допомогою співвідношень

$$E_r = -\frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\varphi),$$

$$E_\theta = \frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi). \tag{2}$$

де ϵ – діелектрична проникність середовища.

Для дослідження використовуємо основні рівняння, отримані в роботах [6–8]. Магнітну компоненту повного поля подаємо рядом власних функцій і записуємо у вигляді

$$H_{\varphi}^i(r, \theta) = \begin{cases} H_{\varphi}^i(r, \theta) + \frac{i\omega\varepsilon}{\sqrt{\rho}} \sum_{n=1}^{\infty} x_n^{(1)} \Psi_{v_n-1/2}(\cos \theta) \frac{I_{v_n}(\rho)}{I_{v_n}(\rho_1)}, \\ D_1 : \{r \in (0, a_1), \theta \in [\gamma_1, \gamma_2]\}, \\ \frac{i\omega\varepsilon}{\sqrt{\rho}} \sum_{n=1}^{\infty} x_n^{(2)} \frac{\partial}{\partial \theta} P_{\mu_n-1/2}(-\cos \theta) \frac{I_{\mu_n}(\rho)}{I_{\mu_n}(\rho_1)}, \\ D_2 : \{r \in (0, a_1), \theta \in (\gamma_2, \pi]\}, \\ \frac{i\omega\varepsilon}{\sqrt{\rho}} \sum_{n=1}^{\infty} x_n^{(3)} \frac{\partial}{\partial \theta} P_{z_n-1/2}(-\cos \theta) \frac{K_{z_n}(\rho)}{K_{z_n}(\rho_1)}, \\ D_3 : \{r \in (a_1, \infty), \theta \in (\gamma_1, \pi]\}. \end{cases} \quad (1)$$

Тут $x_n^{(1)}$, $x_n^{(2)}$, $x_n^{(3)}$ – невідомі коефіцієнти розкладу; $H_{\varphi}^i(r, \theta)$ – магнітна складова первинного поля, визначена в роботі [6]; $I_v(\rho)$, $K_v(\rho)$ – відповідно модифікована функція Бесселя та функція Макдональда; $\rho = sr$; $\rho_1 = sa_1$; $s = -ik$; k – хвильове число; $k = k' + ik'' = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$; μ – магнітна проникність середовища; $k', k'' > 0$; $P_{\chi-1/2}(-\cos \theta)$ – функції Лежандра;

$$\Psi_{v_n-1/2}(\cos \theta) = \begin{cases} 1/\sin \theta & \text{при } n = 1, \\ \partial / \partial \theta [R_{v_n-1/2}(\cos \theta)] & \text{при } n > 1, \end{cases}$$

де

$$R_{v_n-1/2}(\cos \theta) = P_{v_n-1/2}(\cos \theta) P_{v_n-1/2}(-\cos \gamma_1) - P_{v_n-1/2}(-\cos \theta) P_{v_n-1/2}(\cos \gamma_1).$$

Індекси $\{z_n\}_{n=1}^{\infty}$, $\{\mu_n\}_{n=1}^{\infty}$, $\{v_n\}_{n=1}^{\infty}$ – зростаючі послідовності дійсних додатних коренів трансцендентних рівнянь:

$$P_{z_n-1/2}(-\cos \lambda_1) = 0, \quad P_{\mu_n-1/2}(-\cos \gamma_2) = 0, \\ R_{v_n-1/2}(\cos \gamma_2) = 0.$$

Методом спряження E_{θ} - і H_{φ} -компонент повного поля на сферичному сегменті $\{r = a_1, \gamma_1 < \theta \leq \pi\}$ задачу зводимо до нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь (НСЛАР) другого роду, яку запишемо так:

$$\vec{X} - \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{A} - \mathbf{A}_{11})\vec{X} = \mathbf{A}^{-1}\vec{F}. \quad (2)$$

Тут $\vec{X} = \{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ – невідомий вектор,

$$x_n = x_n^{(3)} q(z_n, \gamma_2);$$

$q(z_n, \gamma_2) = (z_n^2 - 0,25) P_{z_n-1/2}(-\cos \gamma_2)$; \mathbf{A}_{11} – матричний оператор з елементами

$$a_{jn} = \frac{\rho_1 W[K_{z_n} I_{\xi_j}]_{\rho_1}}{\Delta_{jn} I_{\xi_j}(\rho_1) K_{z_n}(\rho_1)},$$

де $\Delta_{jn} = \xi_j^2 - z_n^2$; $\{\xi_j\}_{j=1}^{\infty} : \{v_j\}_{j=1}^{\infty} \cup \{\mu_j\}_{j=1}^{\infty}$ –

зростаюча послідовність; $\vec{F} = \{f_j\}_{j=1}^{\infty}$ – відомий вектор,

$$f_j = \begin{cases} \sqrt{\rho_0} I_{\varphi}^{(m)} \bar{b}_j \Psi_{\xi_j-1/2}(\cos \theta_0) \frac{I_{\xi_j}(\rho_0)}{I_{\xi_j}(\rho_1)}, \\ \xi_j \in \{v_p\}_{p=1}^{\infty}, \\ 0, \\ \xi_j \notin \{v_p\}_{p=1}^{\infty}, \end{cases}$$

де $\rho_0 = sr_0$;

$$\bar{b}_j = \begin{cases} 1, & j = 1, \\ [\sin \gamma_2 \partial / \partial \gamma R_{v_j-1/2}(\cos \gamma_2)]^{-1}, & j > 1. \end{cases}$$

Вирази для матричних елементів регуляризованих операторів \mathbf{A} , \mathbf{A}^{-1} наведено в роботі [6]. НСЛАР (2) допускає розв'язок у класі послідовностей $x_n = O(n^{-1/2})$ при $n \rightarrow \infty$, що забезпечує виконання умови Мейкснера на краю Q_2 .

Невідомі коефіцієнти розкладу в (1) визначаємо за розв'язком НСЛАР (2), використовуючи формули:

$$x_j^{(1)} = -\alpha_j(\gamma_1, \gamma_2) K_{v_j}(\rho_1) I_{v_j}(\rho_1) \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_n^{(3)} q(z_n, \gamma_2)}{v_j^2 - z_n^2} \frac{\rho_1 W[K_{v_j} K_{z_n}]_{\rho_1}}{K_{v_j}(\rho_1) K_{z_n}(\rho_1)}, \quad (3)$$

$$x_j^{(2)} = \bar{\alpha}(\mu_j, \gamma_2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_n^{(3)} q(z_n, \gamma_2)}{\mu_j^2 - z_n^2}, \quad (4)$$

$$x_n^{(3)} = x_n / q(z_n, \gamma_2). \quad (5)$$

Тут

$$\alpha_j(\gamma_1, \gamma_2) = \begin{cases} -[\ln(\operatorname{ctg}(\gamma_1/2) \operatorname{tg}(\gamma_2/2))]^{-1} \\ \text{при } j = 1, \\ -2v_j[(v_j^2 - 0,25) \partial / \partial v R_{v_j-1/2}(\cos \gamma_2)]^{-1} \\ \text{при } j > 1; \end{cases}$$

$$\bar{\alpha}(\mu_j, \gamma_2) = -2\mu_j[(\mu_j^2 - 0,25) \partial / \partial \mu P_{\mu_j-1/2}(-\cos \gamma_2)]^{-1}.$$

Розв'язки НСЛАР (2), а також співвідношення (3)–(5) і (1) використано для електродинамічного аналізу біконуса Q .

2. Аналіз числових результатів. Для підтвердження достовірності результатів перевірили виконання умов спряження на поверхні сферичного сегмента $\{r = a_1, \gamma_1 \leq \theta \leq \pi\}$.

Співставляли H_{φ} -компоненту повного поля, розраховану при $kr = ka_1 \pm 0,01$ (H_{φ} -компоненту нормували на величину $I_{\varphi}^{(m)} k Z^{-1}$ і обчис-

лювали безрозмірні величини). Криві, наведені на рис. 2, ілюструють добре виконання умови спряження для H_φ -компонент поля практично в усьому кутовому діапазоні для різних значень параметрів біконуса, за винятком околу краю.

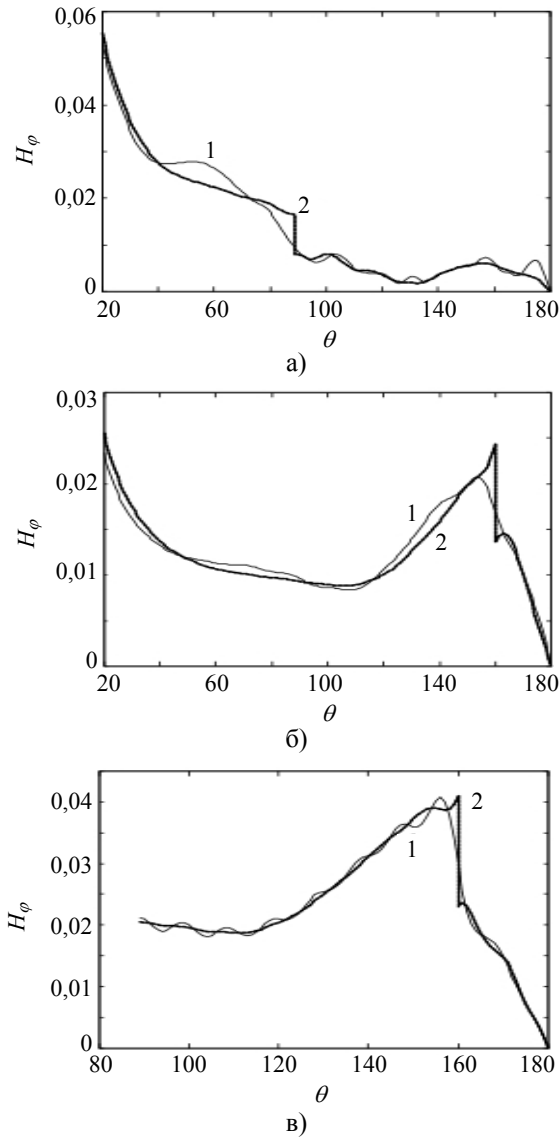


Рис. 2. Розподіл H_φ -компоненти повного поля на поверхнях сферичних сегментів для параметрів $kr_0 = 0,2$; $ka_1 = 6,28$; $\theta_0 = 89^\circ$; 1 – $kr = ka_1 + 0,01$, 2 – $kr = ka_1 - 0,01$; а) – $\gamma_1 = 20^\circ$; $\gamma_2 = 89^\circ$; б) – $\gamma_1 = 20^\circ$; $\gamma_2 = 160^\circ$; в) – $\gamma_1 = 89^\circ$; $\gamma_2 = 160^\circ$

На рис. 3 приведено залежності модуля комплексних амплітуд TM -мод в області D_3 $T_n = |x_n^{(3)} / K_{z_n}(\rho_1)|$ ($n = 1, 2, 3$) від хвильової довжини скінченного плеча біконуса ka_1 при різних значеннях кута розхилу γ_2 . Джерело збудження поміщали на поверхню Q_1 , поблизу вершини, коли основний вклад у формування поля вносить збудження TEM -моди в області D_1 .

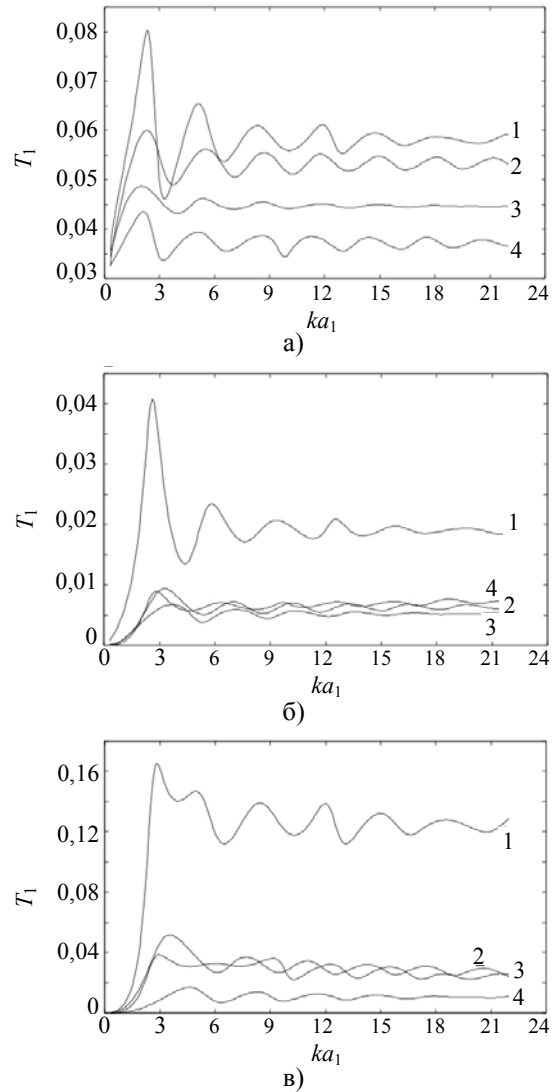


Рис. 3. Залежності модуля комплексних амплітуд TM -мод від ka_1 при $\gamma_1 = 20^\circ$; $\theta_0 = \gamma_1$; $kr_0 = 0,2$; 1 – $\gamma_2 = 40^\circ$; 2 – $\gamma_2 = 89^\circ$; 3 – $\gamma_2 = 130^\circ$; 4 – $\gamma_2 = 160^\circ$; а) – перша мода; б) – друга мода; в) – третя мода

Як видно з поведінки кривих на рис. 3, функція $T_n(ka_1)$ має осциляційний характер, а основний вклад у формування поля випромінювання в D_3 вносить перша TM -мода. Максимальні осциляції спостерігаємо для $T_1(ka_1)$, коли $ka_1 < 6$, які спадають зі зростанням ka_1 . Із поведінки кривих на рис. 3 бачимо, що розширення біконічної області (при фіксованому γ_1 еквівалентно зростанню γ_2) приводить до зменшення рівня осциляцій функції $T_n(ka_1)$. Якщо, наприклад, співставити криві 1–4 на рис. 3, а, то бачимо, що крива 3 має мінімальні осциляції в усьому діапазоні зміни ka_1 , а отже, біконус з кутовими параметрами $\gamma_1 = 20^\circ$, $\gamma_2 = 130^\circ$ забезпечує максимальну широкополосність першої TM -моди.

Оскільки вищі моди дають суттєво слабший вклад у формування поля випромінювання (див. рис. 3, б, в), а параметр γ_2 максимально впливає на рівень осциляцій функції $T_1(ka_1)$, то γ_2 можна використовувати для регулювання діапазону ширококутності біконічного розсіювача Q .

Для перевірки цього твердження дослідили вплив параметра ka_1 на форму діаграм спрямованості (ДС) біконуса Q з кутовими параметрами $\gamma_1 = 20^\circ$, $\gamma_2 = 130^\circ$. Відповідні діаграми показані на рис. 4, а. Із поведінки кривих на цьому рисунку спостерігаємо слабу залежність ДС від параметра ka_1 , що підтверджує формування ширококутності властивостей біконуса Q . При дальшому зростанні γ_2 спостерігаємо незначне погіршення ширококутності, що пов'язано з глибшими осциляціями $T_1(ka_1)$ зі зростанням γ_2 (див. криві на рис. 3, а) і проявляється у незначному зростанні розмаху осциляцій ДС (рис. 4, б). Тобто криві на рис. 4 ілюструють слабкий вплив параметра ka_1 ($ka_1 \geq 6$) на форму ДС, коли $130^\circ \leq \gamma_2 \leq 160^\circ$.

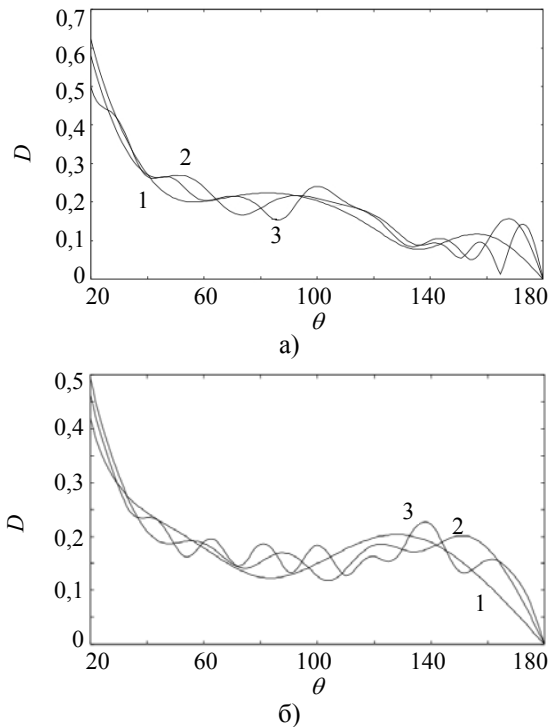


Рис. 4. Вплив параметра ka_1 на ДС при $\gamma_1 = 20^\circ$; $\theta_0 = \gamma_1$; $kr_0 = 0,2$; а) $\gamma_2 = 130^\circ$; б) $\gamma_2 = 160^\circ$; 1 - $ka_1 = 6$; 2 - $ka_1 = 12$; 3 - $ka_1 = 18$

Суттєві зміни форми ДС біконуса Q можна досягти за допомогою зміни кутового параметра γ_1 , оскільки така зміна приводить до перебудови модової структури поля в D_3 . Тому

з'ясуємо, як впливає зміна кута розхилу скінченного кінцевого екрану γ_2 на ширококутні властивості біконусів з різними значеннями параметра γ_1 .

На рис. 5 показано вплив параметра γ_2 на залежність $T_1(ka_1)$ для біконуса Q з ширшим кінцевим екраном γ_2 ($\gamma_1 = 60^\circ$, рис. 5, а) та для біконуса Q з кінцевим рефлектором ($\gamma_1 = 100^\circ$, рис. 5, б). Мінімальні осциляції $T_1(ka_1)$ спостерігаємо для біконусів Q з кутами $\gamma_1 = 60^\circ$, $\gamma_2 = 140^\circ$ (крива 2, рис. 5, а) і $\gamma_1 = 100^\circ$, $\gamma_2 = 160^\circ$ (крива 3, рис. 5, б).

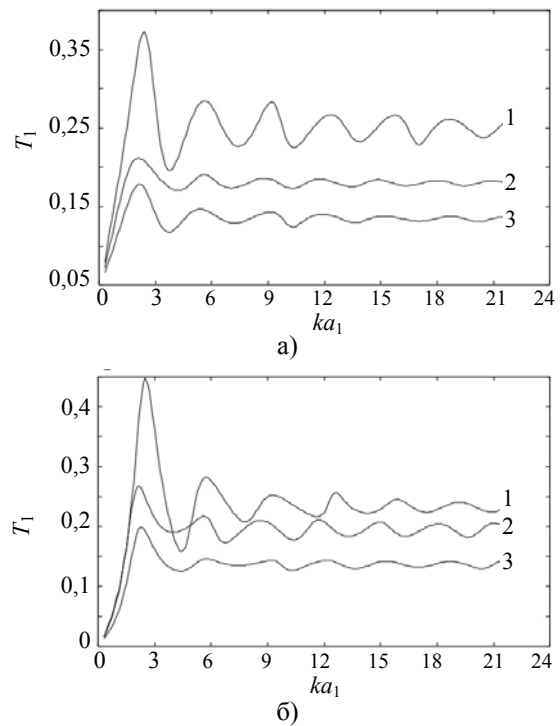


Рис. 5. Залежності $T_1(ka_1)$ при $\theta_0 = \gamma_1$; $kr_0 = 0,2$; а) $\gamma_1 = 60^\circ$; 1 - $\gamma_2 = 89^\circ$; 2 - $\gamma_2 = 140^\circ$; 3 - $\gamma_2 = 160^\circ$; б) $\gamma_1 = 100^\circ$; 1 - $\gamma_2 = 120^\circ$; 2 - $\gamma_2 = 140^\circ$; 3 - $\gamma_2 = 160^\circ$

Аналіз поведінки $T_n(ka_1)$ для вищих мод ($n > 1$) вказує, що їх вклад у формування поля є значно меншим, проте не всі вищі моди володіють властивістю ширококутності. Тому можна припустити, що такі біконуси можуть забезпечувати хорошу ширококутність ДС у вузькому діапазоні значень параметрів. Наведені на рис. 6 графіки дозволяють виявити діапазон зміни ka_1 , за яких зберігається ширококутність, а також вплив кутових параметрів біконуса на форму ДС.

Криві на рис. 6, а ілюструють залежність форми ДС від ka_1 для біконуса з $\gamma_1 = 60^\circ$ і $\gamma_2 = 140^\circ$. Для цього випадку функція $T_1(ka_1)$ показана на рис. 5, а (крива 2).

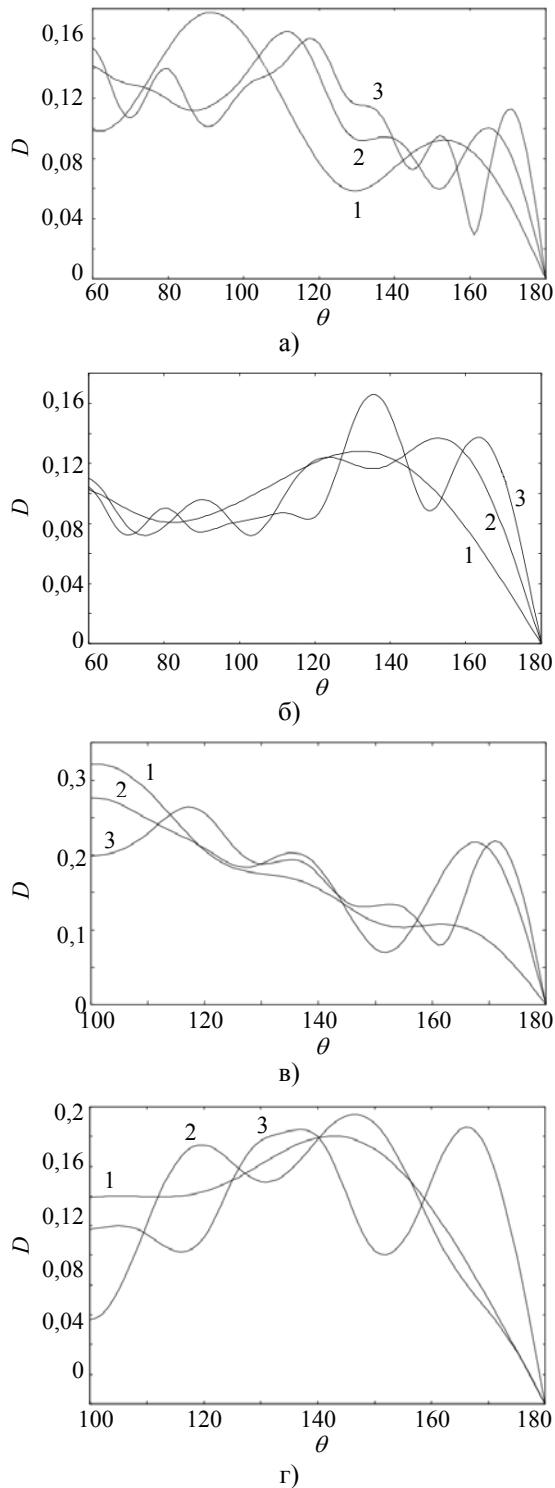


Рис. 6. Вплив параметра γ_2 на ДС при $kr_0 = 0,2$; $\theta_0 = \gamma_1$; 1 – $ka_1 = 6$; 2 – $ka_1 = 12$; 3 – $ka_1 = 18$; а) $-\gamma_1 = 60^\circ$; $\gamma_2 = 140^\circ$; б) $-\gamma_1 = 60^\circ$; $\gamma_2 = 160^\circ$; в) $-\gamma_1 = 100^\circ$; $\gamma_2 = 140^\circ$; г) $-\gamma_1 = 100^\circ$; $\gamma_2 = 160^\circ$

Як видно з поведінки кривих на рис. 6, а, ширококуговість ДС тут забезпечується при $ka_1 \geq 12$ (криві 2, 3, рис. 6, а) в освітленій області ($60^\circ < \theta < 140^\circ$). З розширенням біконічної області

(рис. 6, б) спостерігаємо, що ширококуговість ДС проявляється вже при $ka_1 \geq 6$, але у вужчому кутовому діапазоні θ ($60^\circ < \theta < 110^\circ$).

На рис. 6, в, г наведено ДС біконусів, близьких за формою до рефлекторних антен ($\gamma_1 > 90^\circ$). З поведінки кривих на рис. 6, в бачимо, що ДС проявляють хорошу ширококуговість при $ka_1 > 6$ для $110^\circ < \theta < 150^\circ$, а на рис. 6, г спостерігаємо, що незважаючи на збільшення ширини біконічної області Q , хорошої ширококуговості на ДС не вдається досягти. Проте маємо якісну зміну форми ДС, де максимальне випромінювання зосереджено в області $115^\circ < \theta < 155^\circ$.

Порівняння кривих на рис. 6, в, г показує, що у випадку біконічного рефлектора ($\gamma_1 > 90^\circ$) при фіксованому ka_1 за допомогою параметра γ_2 можна суттєво впливати на форму ДС, зокрема, змінювати напрям максимуму випромінювання. Наприклад, коли $ka_1 = 6$, то при $\gamma_2 = 140^\circ$ максимум випромінювання зосереджений вздовж поверхні нескінченного конуса $\theta = \gamma_1$, а при $\gamma_2 = 160^\circ$ максимум випромінювання зсувається більш як на 40° і зосереджується при $\theta \approx 145^\circ$.

Висновки. Показано, що ширококуговість ДС біконуса Q визначається шириною біконічної області та хвильовою довжиною твірної ka_1 . При малих значеннях параметра γ_1 ($\gamma_1 = 20^\circ$) і $ka_1 > 6$ властивість ширококуговості спостерігаємо практично в усьому діапазоні кутів спостереження θ , коли $\gamma_2 \geq 130^\circ$. Зі зростанням параметра γ_1 ($\gamma_1 = 60^\circ$) діапазон ширококугових властивостей біконуса Q звужується і спостерігається при $ka_1 \geq 12$ для $60^\circ < \theta < 140^\circ$.

Для біконічного рефлектора Q $\gamma_1 > 90^\circ$ встановили можливість суттєвої зміни форми ДС за допомогою зміни значень кутового параметра скінченного плеча біконуса в діапазоні $140^\circ \leq \gamma_2 \leq 160^\circ$. Проілюстровано виконання умов спряження поля на межі підобластей практично в усьому кутовому діапазоні, за винятком околу краю.

Бібліографічний список

1. *О возможности расширения полосы пропускания малогабаритных излучателей* / В. П. Беличенко, И. Ю. Буянов, В. И. Кошелев, В. В. Плиско // Радиотехника и электрон. – 1999. – 44, № 2. – С. 178–184.
2. *Макурин М. Н.* Расчет характеристик биконической антенны методом частичных областей / М. Н. Макурин, Н. П. Чубинский // Радиотехника и электрон. – 2007. – 52, № 10. – С. 1199–1208.
3. *Design of a Compact Biconical Antenna for UWB Applications* / R. Kudpik, K. Meksamoot, N. Siripon, S. Kosulvit // Intern. Symp. on Intelligent Signal Processing and Communication Systems (ISPACS), 2011. – P. 1–6.

4. *Smith P. D. P.* The Conical Dipole of Wide Angle / P. D. P. Smith // J. App. Phys. – 1948. – 19, № 1. – P. 11–23.
5. *Ghosh D.* Design of a wide-angle biconical antenna for wideband communications / D. Ghosh, T. K. Sarkar // PIER B. – 2009. – 16. – P. 229–245.
6. *Куриляк Д. Б.* Електромагнітне збудження біконуса, сформованого із напівнескінченної та скінченної зі зрізаною вершиною конічних поверхонь / Д. Б. Куриляк, О. М. Шарабура // Радиофизика и радиоастрономия. – 2013. – 18, № 2. – С. 138–146.
7. *Куриляк Д. Б.* Осесиметричне поле випромінювання конічного монополя / Д. Б. Куриляк, О. М. Шарабура // Радиофизика и радиоастрономия. – 2013. – 18, № 4. – С. 323–330.
8. *Куриляк Д. Б.* Осесиметричне електромагнітне збудження металевого дискоконічного розсіювача / Д. Б. Куриляк, О. М. Шарабура // Радиофизика и электрон. – 2014. – 5(19), № 2. – С. 3–9.
9. *Шестопалов В. П.* Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции / В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов. – К.: Наук. думка, 1984. – 294 с.

Рукопис надійшов 26.06.2014.

О. М. Sharabura

ANALYSIS OF THE WIDE-BAND PROPERTIES OF BICONE FORMED BY THE FINITE AND SEMI-INFINITE SHOULDERS

Bicone is the basic structure for study of the electrodynamic properties of vibrators, monopoles and biconical antennas. The approximate methods are usually applied for

analysis of these structures. Here, the electrodynamic characteristics of the metallic bicone formed by the finite and semi-infinite cones with arbitrary values of angular parameters and the length of the shoulder. The field distribution in the vicinity of the edge, the frequency dependence of the main mode magnitudes and the far-field patterns for a number of the bicone configurations are investigated. The results may be used for numerical analysis of the biconical antenna parameters.

Key words: unsymmetrical bicone, biconical reflector, wide-band.

О. М. Шарабура

АНАЛИЗ СВОЙСТВА ШИРОКОПОЛОСНОСТИ БИКОНУСА С ОДНИМ КОНЕЧНЫМ ПЛЕЧОМ

Биконические структуры являются базовыми для исследования электродинамических характеристик вибраторов, монополей и биконических антенн. Такие структуры исследуются в основном приближенными методами. Здесь использован математически строгий подход к анализу электродинамических характеристик металлического биконуса, сформированного конечным и полубесконечным конусами, с произвольными значениями угловых параметров и длины образующей. Исследовано распределение поля вблизи ребра биконуса, частотные зависимости модулей комплексных амплитуд основных мод и диаграммы направленности. Полученные результаты могут быть использованы для расчета параметров биконических антенн.

Ключевые слова: несимметричный биконус, биконический рефлектор, широкополосность.