

ISSN 1028-821X. Radiofiz. Electron. 2021. Vol. 26, No. 2: 54–66

DOI: <http://doi.org/10.15407/fej2021.02.054>

УДК 621.396.674.3

Н.П. Єлісеєва, С.Л. Бердник, В.О. Катрич

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

4, пл. Свободи, Харків, 61022, Україна

E-mail: nadezhda.p.yelisseyeva@karazin.ua

Спрямовані властивості випромінювання двох імпедансних монополів, розташованих на ідеально провідному прямокутному екрані

Предмет і мета роботи – визначення залежності спрямованих властивостей випромінювання (коефіцієнта спрямованої дії та діаграм направленості) двох імпедансних резонансних монополів з електричною довжиною $0,2 \leq l/\lambda \leq 0,3$, розташованих на ідеально провідному прямокутному екрані перпендикулярно до його поверхні, від відстані між монополями і розмірів та відношення сторін прямокутного екрана.

Методи і методологія роботи. Розв'язок тривимірної векторної задачі дифракції полів двох імпедансних монополів, розташованих на ідеально провідному прямокутному екрані, отримано на основі методу рівномірної геометричної теорії дифракції з використанням асимптотичних виразів для дифрагованих полів з урахуванням вторинної дифракції та для розподілу електричного струму імпедансного диполя, розташованого у вільному просторі.

Результати роботи. Розроблено 3-D програми для обчислення діаграм направленості, коефіцієнта спрямованої дії в максимумі випромінювання D_{\max} , опору випромінювання двох монополів, розташованих на прямокутному екрані, з урахуванням вторинної дифракції на його крайках. Проведено аналіз формування діаграм направленості дифрагованого і повного полів та досліджено вплив на коефіцієнт спрямованої дії D_{\max} відстані між монополями $\xi/\lambda = 0, 1 \dots 1$, розмірів $L/\lambda = 1, 2 \dots 4$ і відношення сторін $W/L = 0, 5 \dots 3$ екрана. Показано, що при знайдених оптимальних $\xi_{\text{opt}} = 0,65\lambda$, розмірах екрана L_{opt} і $(W/L)_{\text{opt}}$ можна збільшити D_{opt} утричі порівняно з мінімальним значенням D_{\max} .

Висновок. Розв'язано тривимірну векторну задачу дифракції полів двох імпедансних монополів, розташованих на ідеально провідному прямокутному екрані. Встановлено, що два монополи при оптимальній відстані між ними ξ_{opt} і розмірі сторони квадратного екрана L_{opt} дають більший опір випромінювання та удвічі більший D_{opt} , ніж один монополь на тому ж екрані. Розроблені програми та отримані числові результати дозволяють моделювати ефективні реальні бездротові системи зв'язку як з ідеально провідними, так і з імпедансними резонансними монополями. Лл. 10. Табл. 1. Бібліогр.: 7 назв.

Ключові слова: імпедансний монополь, поверхневий імпеданс, прямокутний екран, дифраговане поле, діаграма направленості, коефіцієнт спрямованої дії, опір випромінювання.

У рамках методу рівномірної геометричної теорії дифракції (РГТД) в [1] отримано асимптотичний розв'язок тривимірної векторної задачі дифракції поля імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані. З урахуванням дифракційних ефектів на крайках квадратного екрана розраховано резонансні значення поверхневого імпедансу монополів з довжиною $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$ за умови максимальної амплітуди вектора на-

пруженості електричного поля, відповідні значення опору випромінювання та коефіцієнта спрямованої дії (КСД) імпедансного монополя. Встановлено, що крайові ефекти мало впливають на резонансні значення поверхневого імпедансу та резонансну довжину монополя, але КСД у напрямку максимуму випромінювання $D(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})$, самі напрямки та опір випромінювання суттєво залежать від розміру екрана [2]. У випадку двох випромінювачів з'являється

ся додаткова можливість впливати на діаграму направленості (ДН), КСД за рахунок зміни відстані між ними й різниці фаз їх струмів [3–6].

Метою роботи є отримання асимптотично-го розв'язку тривимірної векторної задачі дифракції полів двох синфазних імпедансних монополів, розташованих на ідеально провідному прямокутному екрані, та дослідження ДН, КСД і опору випромінювання залежно від відстані між монополями і розмірів та відношення сторін екрана.

1. Постановка задачі. Випромінююча система являє собою два синфазних ідентичних імпедансних монополя **1** і **2**, які розташовані на ідеально провідному нескінченно тонкому прямокутному екрані з електричними розмірами сторін L/λ і W/λ перпендикулярно до його поверхні. Монополі – відрізки дроту радіусом r/λ і довжиною $0,2 \leq l/\lambda \leq 0,3$, $r/l \ll 1$, $r/\lambda \ll 1$ (λ – довжина хвилі у вільному просторі), з рівномірним розподіленням внутрішнім погонним імпедансом z_i (Ом/м), збуджуються біля своїх основ O_1 і O_2 на екрані електрорушійною силою з амплітудою V_0 . Уведемо загальну декартову систему координат (СК) $X'Y'Z'$ і пов'язану з нею сферичну СК $R'\theta'\varphi'$ з початком відліку O в геометричному центрі екрана і віссю OZ' , спрямованою по нормалі до екрана (рис. 1). Відстань між основами монополів O_1 і O_2 уздовж осі OY' дорівнює $\xi = 2d$. З монополями **1** і **2** пов'яжемо декартові СК $X_1'Y_1'Z_1'$ і $X_2'Y_2'Z_2'$ з початками відліку в точках O_1 і O_2 .

У випадку екрана нескінченних розмірів електродинамічна модель такої випромінюючої системи відповідає моделі з двох синфазних імпедансних диполів довжиною $2l$, розміщених у вільному просторі уздовж осі Y' паралельно осі Z' , які випромінюють тільки у бік додатної Z' . При малій товщині монополів і не занадто малій відстані між їхніми основами ($\xi \gg r$), для монополів довжиною l , можна використати асимптотичний вираз для розподілу струму $I^{Fs}(z')$ в імпедансному диполі довжиною $2l$ у вільному просторі (Fs) з амплітудою $I_0^{Fs}(kr, \tilde{k}l)$ [1]:

$$I^{Fs}(z') = I_0^{Fs}(kr, \tilde{k}l)f(z') = -\alpha V_0 \left(\frac{j\omega}{2\tilde{k}} \right) \frac{\sin \tilde{k}(l - |z'|)}{\cos \tilde{k}l + \alpha P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l)}, \quad (1)$$

де $k = 2\pi/\lambda$; $\alpha = -1/(2\ln[2l/r])$, $|\alpha| \ll 1$; ω – кутова частота коливань; j – уявна одиниця; $P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l)$ – функції власного поля диполя; $\tilde{k} = k + j(\alpha/r)\bar{Z}_S$, $\bar{Z}_S = \bar{R}_S + j\bar{X}_S = 2\pi r z_i / Z_0$, \bar{Z}_S – рівномірно розподілений поверхневий імпеданс диполя, віднесений до хвильового опору вільного простору $Z_0 = 120\pi$ Ом.

У рамках РГТД компоненти поля $E_{\theta, \varphi}(\theta', \varphi')$ двох монополів, розташованих на прямокутному екрані, у наближенні вторинної дифракції подамо на основі принципу суперпозиції полів у загальній СК $X'Y'Z'$ ($R'\theta'\varphi'$) у вигляді суми двох незалежних полів, визначених у СК $X_1'Y_1'Z_1'$ для монополя **1** і у СК $X_2'Y_2'Z_2'$ для монополя **2** (рис. 1):

$$E_{\theta'}(\theta', \varphi') = e^{jkD_1} \left[E_{\theta_1'}^{go}(\theta')\chi_{go} + \sum_{n=1}^4 E_{\theta_1'n}^d(\theta', \varphi')\chi_{d_n} + E_{\theta_1'12}\chi_{12} + E_{\theta_1'21}\chi_{21} + E_{\theta_1'34}\chi_{34} + E_{\theta_1'43}\chi_{43} \right] + e^{jkD_2} \left[E_{\theta_2'}^{go}(\theta')\chi_{go} + \sum_{n=1}^4 E_{\theta_2'n}^d(\theta', \varphi')\chi'_{d_n} + E_{\theta_2'12}\chi'_{12} + E_{\theta_2'21}\chi'_{21} + E_{\theta_2'34}\chi'_{34} + E_{\theta_2'43}\chi'_{43} \right]; \quad (2)$$

$$E_{\varphi'}(\theta', \varphi') = e^{jkD_1} \left[\sum_{n=1}^4 E_{\varphi_1'n}^d(\theta', \varphi')\chi_{d_n} + E_{\varphi_1'12}\chi_{12} + E_{\varphi_1'21}\chi_{21} + E_{\varphi_1'34}\chi_{34} + E_{\varphi_1'43}\chi_{43} \right] + e^{jkD_2} \left[\sum_{n=1}^4 E_{\varphi_2'n}^d(\theta', \varphi')\chi'_{d_n} + E_{\varphi_2'12}\chi'_{12} + E_{\varphi_2'21}\chi'_{21} + E_{\varphi_2'34}\chi'_{34} + E_{\varphi_2'43}\chi'_{43} \right]. \quad (3)$$

У виразах (2), (3) показники $D_{1,2}$ в експонентах визначають різницю ходу променів, що прямують у точку спостереження $M(\theta', \varphi')$ із точок O і $O_{1,2}(0, \pm d, 0)$ (рис. 1), $D_{1,2} = \pm d \sin \theta' \sin \varphi'$. У (2) перші доданки в дужках визначають геометрооптичні (ГО) поля $E_{\theta_1',2}^{go}(\theta', \varphi')$ падаючих хвиль від диполів **1** і **2** довжиною $2l$ у вільному просторі, другі доданки – визначають суму одноразово дифрагованих полів $E_{\theta_n}^d(\theta', \varphi')$, збуджених ГО полями імпедансних диполів **1** і **2** на кожній крайці екрана ($n = 1 \dots 4$). Кросполяризована E_{φ} -компонента поля (3) визнача-

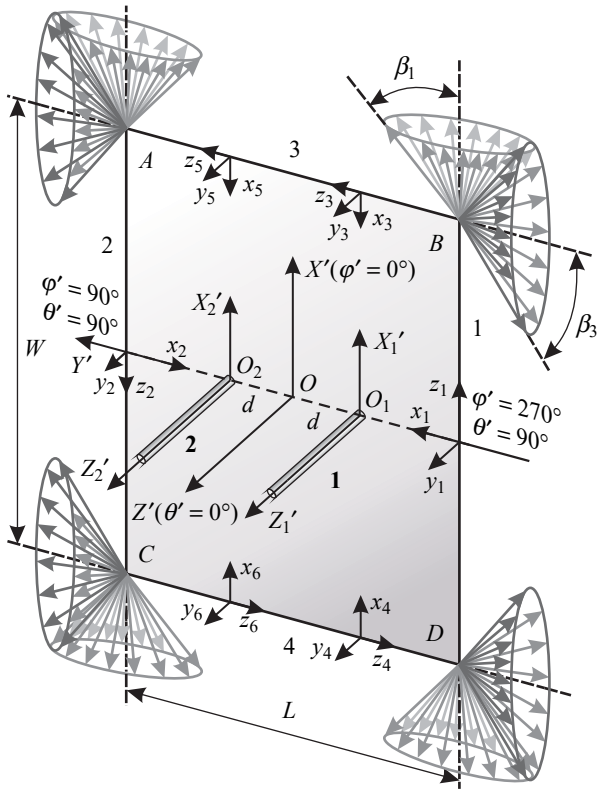


Рис. 1. Геометрія задачі

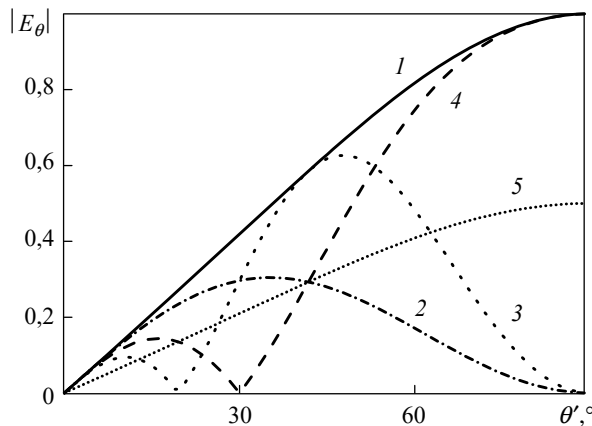


Рис. 2. Діаграми направленості двох монополів з $l = 0,25\lambda$, розташованих на нескінченному екрані при відстанях один від одного $\xi/\lambda = 0,5, 1,5, 1,0$ у різних площинах спостереження: крива 1 – $\varphi' = 0^\circ$; криві 2–4 – $\varphi' = 90^\circ$; крива 5 – ДН одиночного монополя, розташованого на площині

ється тільки дифрагованими полями. У виразі (3) перший доданок – це сума полів первинної дифракції $E_{\varphi_n}^d(\theta', \varphi')$. Дифраговані поля первинної дифракції розраховуються за формулами, наведеними в [1] у локальних СК, які уведено на крайках екрана: $x_{1,2}y_{1,2}z_{1,2}$ – для полів з бічних крайок $n = 1, 2$, поля від поперечних

крайок $n = 3, 4$ розраховуються в СК $x_{3,4}y_{3,4}z_{3,4}$ для диполя 1 і у СК $x_{5,6}y_{5,6}z_{5,6}$ для диполя 2 (рис. 1). Поля вторинної дифракції між паралельними крайками екрана 1, 2 і 3, 4, позначені в (2), (3) як $E_{12}, E_{21}, E_{34}, E_{43}$ й $E'_{12}, E'_{21}, E'_{34}, E'_{43}$ для диполів 1 і 2 відповідно, розраховуються за формулами, наведеними в [7]. Унаслідок скінченності розмірів екрана кожне поле має власні області світла й тіні. У (2), (3) коефіцієнти χ_{go} і χ_{dn} – коефіцієнти «світла–тіні» для кожного поля, що дорівнюють одиниці в області його світла і нулю в області тіні. Межа «світло–тінь» ГО поля збігається з площиною екрана.

2. Поле випромінювання двох імпедансних монополів, розташованих на ідеально провідній площині. У цьому випадку використовуємо електродинамічну модель у вигляді двох ідентичних імпедансних диполів з довжиною плеча l , розташованих у вільному просторі на відстані $\xi = 2d$ на осі OY' паралельно осі OZ' , які випромінюють у бік додатної OZ' . У дальній зоні поле кожного з них у СК $R' \theta' \varphi'$ має одну компоненту:

$$E_{1,2\theta'}^{go}(\theta', \varphi') = E_0 I_0^{Fs} F_{\parallel\theta'}(\theta') \exp(jkD_{1,2}); \quad (4)$$

$$F_{\parallel\theta'}(\theta') = k\tilde{k} \sin \theta' \frac{\cos \tilde{k}l - \cos(kl \cos \theta')}{(k \cos \theta')^2 - \tilde{k}^2}, \quad (5)$$

$$E_0 = j60 \frac{\exp(-jkR')}{R'}, D_{1,2} = \pm d \sin \theta' \sin \varphi'.$$

Підсумовуючи поля (4), з урахуванням формули Ейлера $\cos z = (e^{jz} + e^{-jz})/2$, одержуємо вираз для ДН поля двох імпедансних монополів, розташованих на площині:

$$E_{\theta'(1,2)}(\theta', \varphi') = 2I_0^{Fs} F_{\parallel\theta'}(\theta') \cos(kd \sin \theta' \sin \varphi'). \quad (6)$$

З виразу (6) випливає, що в площині спостереження $\varphi' = 0^\circ$ ДН не залежать від відстані між монополями $\xi = 2d$. Максимум амплітуди E_θ -компоненти для всіх d має місце при $\theta' = 90^\circ$ і дорівнює подвоєній амплітуді поля одиночного монополя (4), (5), розташованого на нескінченній площині в точці O . У площині $\varphi' = 90^\circ$ і $\theta' = 90^\circ$ (вісь OY' , рис. 1), згідно з (6), маємо максимум E_θ -компоненти при $\xi = 2d$ для $d = \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2$ і мінімум для $d = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4$.

На рис. 2 наведено ДН двох резонансних імпедансних монополів з довжиною $l = 0,25\lambda$ і резонансним поверхневим імпедансом $\bar{X}_{Sres} = -0,0144$ (згідно з [1]), розташованих на ідеально провідній площині, які розраховані за виразами (4)–(6), при відстанях між монополями $\xi/\lambda = 0,5, 1,5, 1$ ($d/\lambda = 0,25, 0,75, 0,5$) у площинах $\varphi' = 0^\circ$ (крива 1) і $\varphi' = 90^\circ$ (криві 2–4). При $\varphi' = 90^\circ$ і $\theta' = 90^\circ$ за умови $\xi/\lambda = 0,5, 1,5$ (криві 2, 3) маємо мінімум, а за умови $\xi = \lambda$ (крива 4) – максимум. З рис. 2 видно, що при $\xi/\lambda = 0,5, 1,5$ амплітуди ГО полів суттєво менші в площині $\varphi' = 90^\circ$, ніж в площині $\varphi' = 0^\circ$. Діаграма направленості розташованого на нескінченній площині одиночного монополя (крива 5) симетрична в площинах $\varphi' = 0, 90^\circ$.

Просторові ДН двох імпедансних монополів при $\xi/\lambda = 0,5, 1,0$ і $1,5$ показані на рис. 3. Усі ДН нормовані до максимуму амплітуди поля у всьому просторі спостереження. У площині екрана $\theta' = 90^\circ$ кількість максимумів і мінімумів залежить від відстані між монополями ξ/λ .

3. Вплив розмірів квадратного екрана й відстані між монополями ξ/λ на формування ДН двох імпедансних монополів у головних площинах спостереження. На основі асимптотичного розв'язку задачі дифракції полів двох імпедансних монополів, розташованих на прямокутному ідеально провідному екрані, розроблено швидкодіючі програми для обчислення просторових ДН компонент поля $\vec{E}_{\theta', \varphi'}(\theta', \varphi')$ за формулами (2), (3) та їх аналізу залежно від відстані між монополями $\xi = 2d$ і розмірів сторін екрана L і W . На рис. 4 наведено ДН $E_{\theta'}$ -компоненти поля двох резонансних імпедансних монополів з довжиною $l = 0,25\lambda$, $\bar{X}_{Sres} = -0,0144$ при відстані між ними $\xi/\lambda = 0,5$ і $1,0$ та розмірах квадратного екрана $L = W = \lambda$ і 2λ у головних площинах спостереження. Діаграма направленості повного поля $|E_{\theta}|$ (крива 1), нормована до максимуму амплітуди $E_{\theta_{max}}$ у всьому просторі, подана за її складовими: ГО полем (крива 2), дифрагованим полем від крайок $n = 1, 2$ (крива 3) та $n = 3, 4$ (крива 4), полем вторинної дифракції (крива 5), повним дифрагованим полем (крива 6). Розглянемо вплив розмірів екрана й відстані між монополями ξ/λ на формування ДН.

У просторі спостереження кутів θ' , φ' гранична площина «світло–тінь» ГО поля (кри-

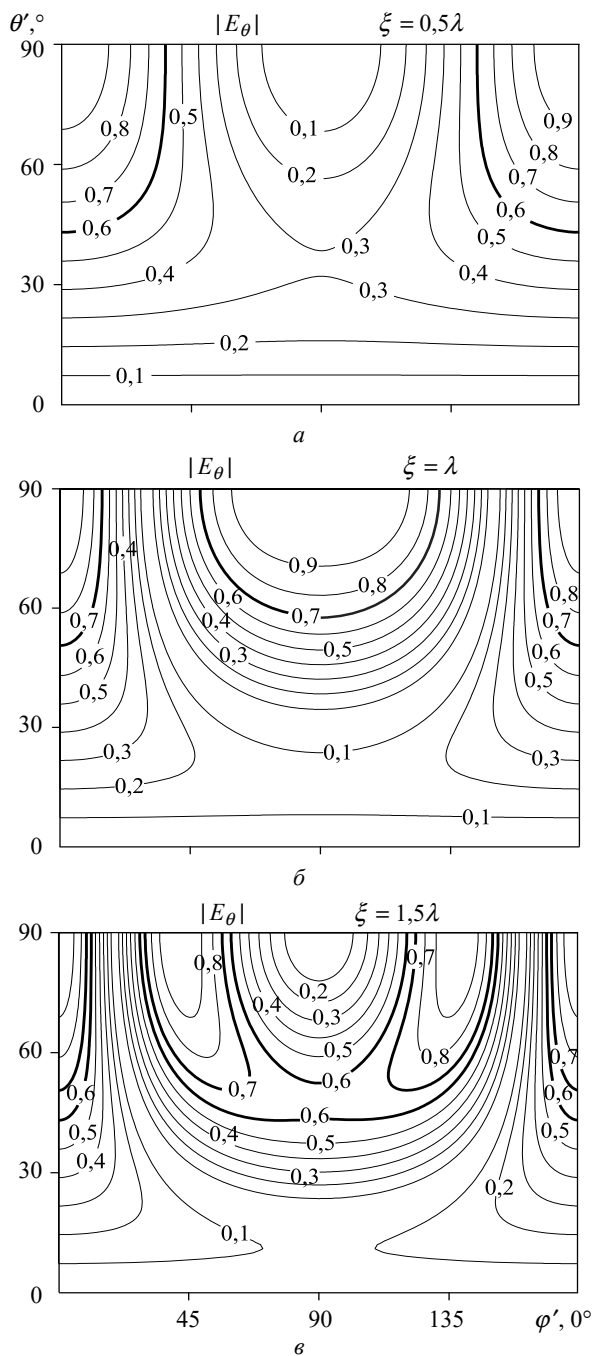


Рис. 3. Ізолінії нормованої амплітуди поля двох імпедансних монополів з $l = 0,25\lambda$ у системі координат θ' , φ' при відстанях один від одного ξ/λ : а – 0,5; б – 1,0; е – 1,5

ва 2) збігається із площиною екрана $\theta' = 90^\circ$. Область тіні дифрагованого поля від крайки екрана перебуває у середині конусів тіні з віссю на самій крайці, утворених крайніми дифрагованими променями, що виходять із кінців крайок екрана AB ($n = 3$), CD ($n = 4$), AC ($n = 2$), BD ($n = 1$) (рис. 1). З урахуванням симетрії геометрії задачі, кути розтинів конусів тіні β_n диф-

рагованих променів первинної дифракції із крайок $n = 1, 2$ ($\beta_{1(A,B)}$) та $n = 3, 4$ ($\beta_{3(A,B)}$) для монополів **1** і **2** визначаються їх геометричним положенням на екрані за такими формулами:

$$\beta_{1(A,B)} = \arctg\left(\frac{2L_{2,1}}{W}\right),$$

$$\beta_{3(A,B)} = \arctg\left(\frac{W}{2L_{2,1}}\right),$$
(7)

де для монополя **1** $L_1 = L/2 - d$, $L_2 = L/2 + d$, для монополя **2** $L_1 = L/2 + d$, $L_2 = L/2 - d$.

У таблиці наведено розраховані за виразами (7) кути розтинів конусів тіні дифрагованих променів β_n у випадках екранів з $L = W = \lambda$ і $L = W = 2\lambda$ за відстані між монополями $\xi = 0,5\lambda$. Ці кути визначають області світла й тіні крайової хвилі з n -ї крайки в головних площинах і у всьому просторі спостереження (рис. 4–6). Проаналізуємо, як впливає розмір конуса тіні на амплітудні ДН дифрагованих і повного полів у головних площинах.

З даних таблиці для $L = W = \lambda$, $\xi = 0,5\lambda$ і рис. 4, а (крива 3) маємо: в площині $\varphi' = 0^\circ$ граничні кути $\theta'_{гр}$ області тіні дифрагованих хвиль ($\chi_{d_n} = 0$ відносно $\theta' = 90^\circ$) від монополя **1** на крайці 1 ($\beta_{1B} = 27^\circ$) дорівнюють $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 27^\circ$ і на крайці 2 ($\beta_{1A} = 56^\circ$) – $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 56^\circ$. Граничні кути області тіні від монополя **2** на крайці 1 ($\beta_{1B} = 56^\circ$) – $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 56^\circ$ і на крайці 2 ($\beta_{1A} = 27^\circ$) – $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 27^\circ$ відносно $\theta' = 90^\circ$. Через це виникають стрибки в ДН дифрагова-

Кути розтинів конусів тіні β_n дифрагованих хвиль первинної дифракції з крайок $n = 1, 2$ ($\beta_{1(A,B)}$) і $n = 3, 4$ ($\beta_{3(A,B)}$) для монополів **1, 2, розташованих на квадратних екранах з $L = W = \lambda$ і $L = W = 2\lambda$ за умови $\xi = 0,5\lambda$**

Сторони екрана	Монополь 1		Монополь 2	
	$n = 1, 2$	$n = 3, 4$	$n = 1, 2$	$n = 3, 4$
$L = W = \lambda$	$\beta_{1A} = 56^\circ$	$\beta_{3A} = 34^\circ$	$\beta_{1A} = 27^\circ$	$\beta_{3A} = 63^\circ$
	$\beta_{1C} = 56^\circ$	$\beta_{3C} = 34^\circ$	$\beta_{1C} = 27^\circ$	$\beta_{3C} = 63^\circ$
	$\beta_{1B} = 27^\circ$	$\beta_{3B} = 63^\circ$	$\beta_{1B} = 56^\circ$	$\beta_{3B} = 34^\circ$
	$\beta_{1D} = 27^\circ$	$\beta_{3D} = 63^\circ$	$\beta_{1D} = 56^\circ$	$\beta_{3D} = 34^\circ$
$L = W = 2\lambda$	$\beta_{1A} = 51^\circ$	$\beta_{3A} = 39^\circ$	$\beta_{1A} = 36^\circ$	$\beta_{3A} = 53^\circ$
	$\beta_{1C} = 51^\circ$	$\beta_{3C} = 39^\circ$	$\beta_{1C} = 36^\circ$	$\beta_{3C} = 53^\circ$
	$\beta_{1B} = 36^\circ$	$\beta_{3B} = 53^\circ$	$\beta_{1B} = 51^\circ$	$\beta_{3B} = 39^\circ$
	$\beta_{1D} = 36^\circ$	$\beta_{3D} = 53^\circ$	$\beta_{1D} = 51^\circ$	$\beta_{3D} = 39^\circ$

ного поля від крайок 1, 2 при кутах $\theta'_{гр}$ (крива 3) і в ДН повного поля (крива 1). Поля від крайок 3, 4 спостерігаються у всій площині $\varphi' = 0^\circ$ (крива 4).

З даних таблиці для $L = W = \lambda$, $\xi = 0,5\lambda$ і рис. 4, б (крива 4) маємо: в площині $\varphi' = 90^\circ$ граничні кути $\theta'_{гр}$ області тіні дифрагованих хвиль від монополя **1** на крайках 3, 4 ($\beta_{3B, D} = 63^\circ$, $\beta_{3A, C} = 34^\circ$) дорівнюють $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 63^\circ$ і $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 34^\circ$. Граничні кути $\theta'_{гр}$ області тіні дифрагованих полів від монополя **2** на крайках 3, 4 – $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 34^\circ$ і $\theta'_{гр} = 90^\circ \pm 63^\circ$. Поля від крайок 1, 2 (крива 3) маємо у всій площині $\varphi' = 90^\circ$. У цій площині стрибки в ДН повного поля (крива 1), поля від крайок 3, 4 (крива 4) менші, ніж від крайок 1, 2 в площині $\varphi' = 0^\circ$, оскільки амплітуди ГО поля (рис. 4, а, б, крива 2) і поля від крайок 3, 4 (крива 4) є меншими.

Зі збільшенням розміру сторони квадратного екрана L , як видно з рис. 4, а, в, у площині $\varphi' = 0^\circ$ збільшується кут розтину конуса тіні від крайок 1, 2 (крива 3), а в площині $\varphi' = 90^\circ$ (рис. 4, б, г, крива 4) – кут розтину конуса тіні від крайок 3, 4, і амплітуда поля від цих крайок зменшується.

Зі збільшенням відстані ξ між монополями **1, 2**, як видно з рис. 4, в, д, у площині $\varphi' = 0^\circ$ зменшуються кути розтинів конусів тіні від крайок 1, 2 (крива 3), і амплітуда полів від цих крайок збільшується. Амплітуда поля від крайок 1, 2 збільшується й у площині $\varphi' = 90^\circ$ (рис. 4, г, е, крива 3) внаслідок залежності амплітуди поля монополя від відстані між монополями і крайкою екрана. Діаграма направленості поля від крайок 3, 4 (крива 4) у площині $\varphi' = 90^\circ$ не залежить від відстані ξ .

Повне дифраговане поле збільшується в площині $\varphi' = 0^\circ$ (рис. 4, в, д, крива б) в області світла поля від крайок 1, 2. Це приводить до того, що на відміну від випадку з нескінченним екраном, ДН у площині $\varphi' = 0^\circ$ відрізнятимуться, якщо зміниться і відстань ξ між монополями. Спостерігається збільшення стрибка в амплітуді повного поля (рис. 4, д, крива 1) на межі «світло–тінь» дифрагованого поля від крайок 1, 2. У площині $\varphi' = 90^\circ$ повне поле безперервне при всіх кутах спостереження θ' (рис. 4, б, г, е, крива 1) внаслідок присутності поля від крайок 1, 2 у всій цій площині (крива 3) і малості амплітуди поля від крайок 3, 4 (крива 4).

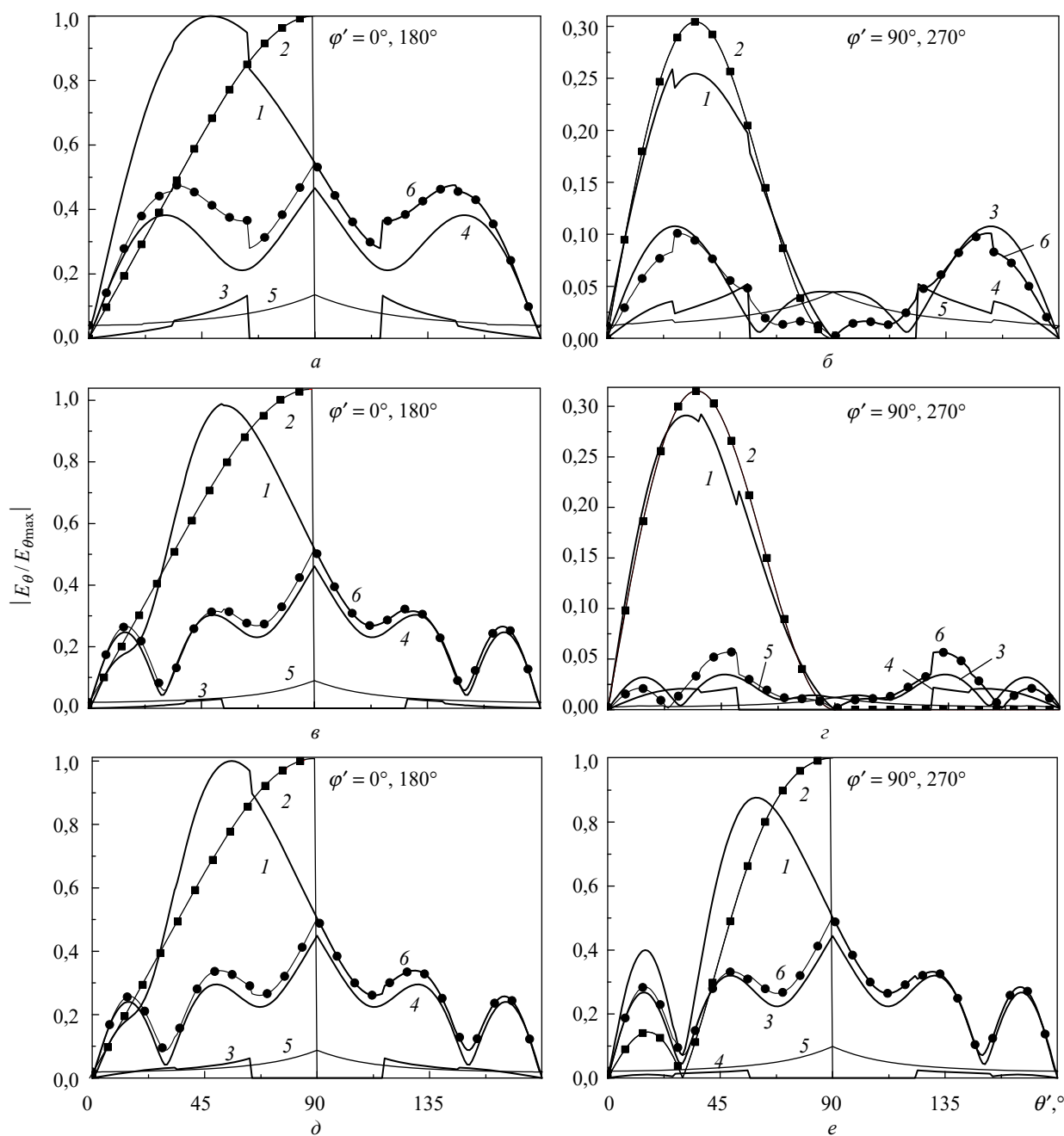


Рис. 4. Діаграми направленості повного й дифрагованих полів двох монополів, розташованих на квадратних екранах з $L = \lambda$, $\xi = 0,5\lambda$ (а, б); $L = 2\lambda$, $\xi/\lambda = 0,5$ (в–г); $L = 2\lambda$, $\xi/\lambda = 1,0$ (д–е) у площині $\varphi' = 0^\circ, 180^\circ$ (а, в, д) і $\varphi' = 90^\circ, 270^\circ$ (б, г, е): крива 1 – повне поле; крива 2 – ГО поле; крива 3 – поле від крайок $n = 1, 2$; крива 4 – поле від крайок $n = 3, 4$; крива 5 – вторинна дифракція; крива 6 – повне дифраговане поле

З порівняння кривих на рис. 4, в–е випливає, що для відстаней $\xi = 0,5\lambda$ ($1,5\lambda, 2,5\lambda\dots$) амплітуди ГО й дифрагованих полів (криві 2–4) суттєво менші в площині $\varphi' = 90^\circ$, ніж в площині $\varphi' = 0^\circ$ і ДН повного поля значно різняться в головних площинах спостереження. За умови $\xi = \lambda$ ($2\lambda, 3\lambda\dots$) ДН повного поля відрізняються в області світла ГО поля ($\theta' < 90^\circ$) і майже одна-

кові за екраном ($\theta' > 90^\circ$), де повне поле визначається тільки дифрагованим полем.

На рис. 5 для тих самих монополів, розташованих на квадратних екранах з $L/\lambda = 1, 2, 3$ при відстані між монополями $\xi = 0,5\lambda$ (рис. 5, а, в, д), $L/\lambda = 2, 3$ при відстані $\xi = \lambda$ (рис. 5, г, е) і на екрані з $L = 2\lambda$, $W = \lambda$ при $\xi = 0,5\lambda$ (рис. 5, б), наведено ДН E_θ -компоненти поля у площинах

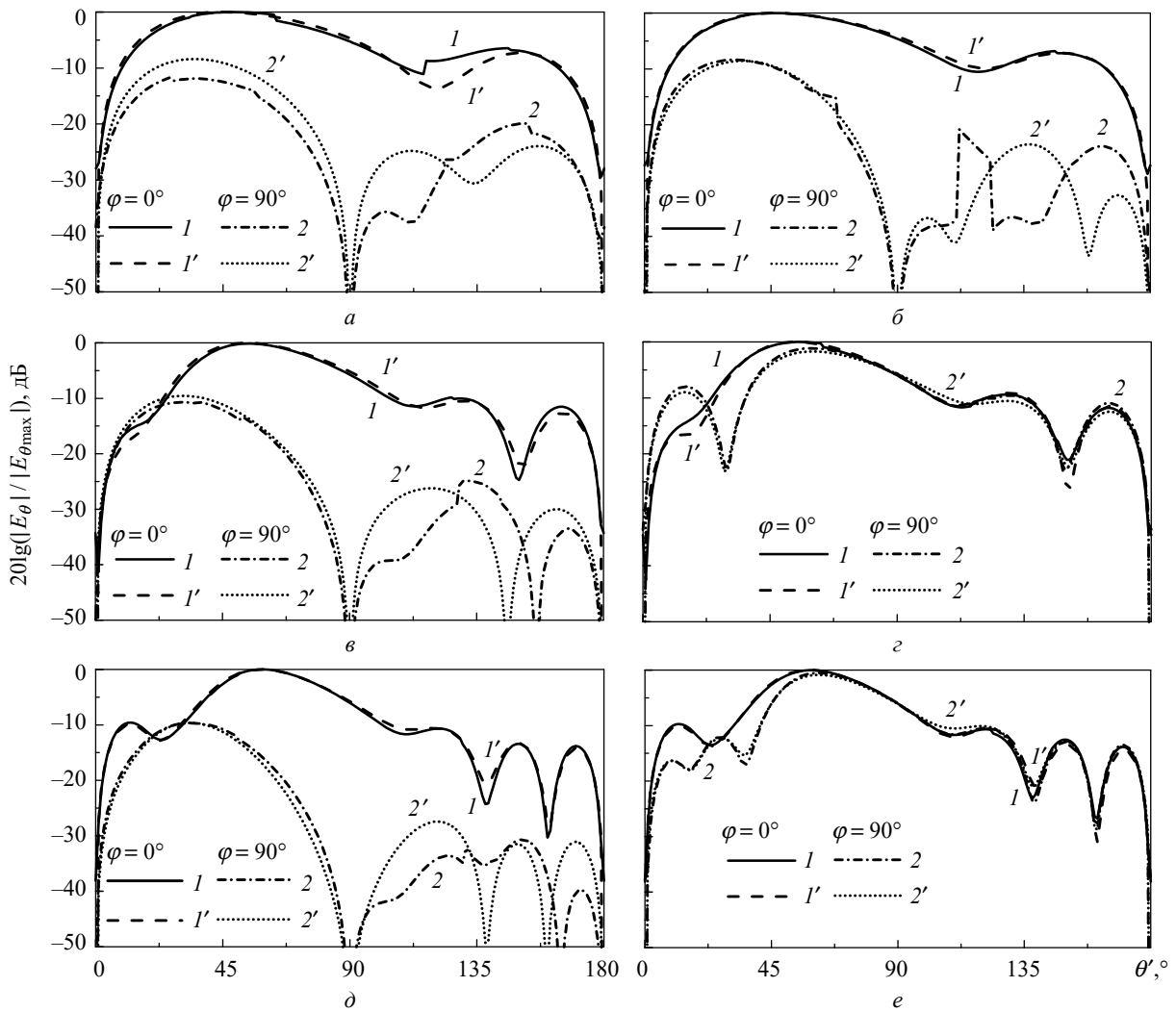


Рис. 5. Діаграми направленості E_{θ} -компоненти поля двох монополів, розташованих на екранах з $L = W = \lambda, 2\lambda, 3\lambda$ при $\xi = 0,5\lambda$ (а, в, д), $L = W = 2\lambda, 3\lambda$ при $\xi = \lambda$ (г, е), $L = 2\lambda, W = \lambda$ при $\xi = 0,5\lambda$ (б), у головних площинах спостереження $\varphi' = 0^\circ$ (криві 1, 1') і $\varphi' = 90^\circ$ (криві 2, 2'). Криві 1, 2 – розрахунки методом РГТД, криві 1', 2' – розрахунки за програмою *Feko*

спостереження $\varphi' = 0^\circ$ і $\varphi' = 90^\circ$, розраховані за розробленою авторами програмою (криві 1 і 2) і за програмою *Feko* (пунктирні криві 1', 2'). З порівняння ДН у випадках прямокутного й квадратного екранів з $W = \lambda$ (рис. 5, б, в) видно ефект впливу відношення сторін екрана W/L на ДН у площині $\varphi' = 0^\circ$ (крива 1) і відсутність впливу на ДН у площині $\varphi' = 90^\circ$ (крива 2). Діаграми направленості поля в головних площинах спостереження значно різняться за відстані між монополями $\xi = 0,5\lambda$, а якщо $\xi = \lambda$ – різняться при $\theta' < 90^\circ$ і майже однакові при $\theta' > 90^\circ$, де ДН визначаються тільки дифрагованим полем. Зазначимо добре узгодження між усіма ДН, розрахованими за нашою програмою і за програмою *Feko*.

Аналіз просторових ДН ортогональних компонент поля двох монополів, розташованих на квадратному екрані. Просторові ДН ортогональних компонент поля $E_{\theta',\varphi'}(\theta',\varphi')$ двох імпедансних монополів, розташованих на квадратному екрані з $L = 2\lambda$ при відстанях $\xi = 0,5\lambda$ і $\xi = \lambda$, розраховані за виразами (2), (3), наведено на рис. 6, а, б і 7, а, б. З рис. 6, а, б видно, що ДН E_{θ} -компоненти для $\xi = 0,5\lambda$ має максимуми при $\varphi'_{\max} = 0, 180^\circ$ і $\theta' = 54^\circ$, а для $\xi = \lambda$ має 6 максимумів випромінювання: при $\varphi'_{\max} = 0, 180^\circ, \theta' = 57^\circ$ і поблизу кутів спостереження $\varphi'_{\max} = 74, 106, 254, 286^\circ$ при $\theta' = 59^\circ$, симетричних відносно $\varphi' = 90, 270^\circ$. У порівнянні з ДН при нескінченному екрані (рис. 3, а, б) максимум відхилився від площини екрана, з'яви-

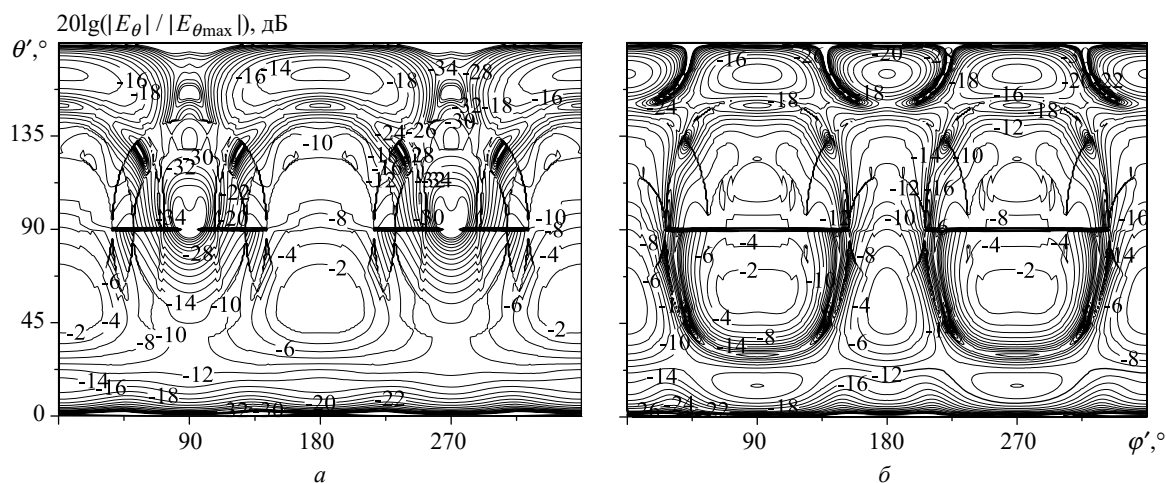


Рис. 6. Просторові ДН E_{θ} -компоненти поля двох імпедансних монополів з $l = 0,25\lambda$, розташованих на квадратному екрані з $L = 2\lambda$ при $\xi = 0,5$ (а) і $\xi = \lambda$ (б), в СК θ', φ' (метод РГТД)

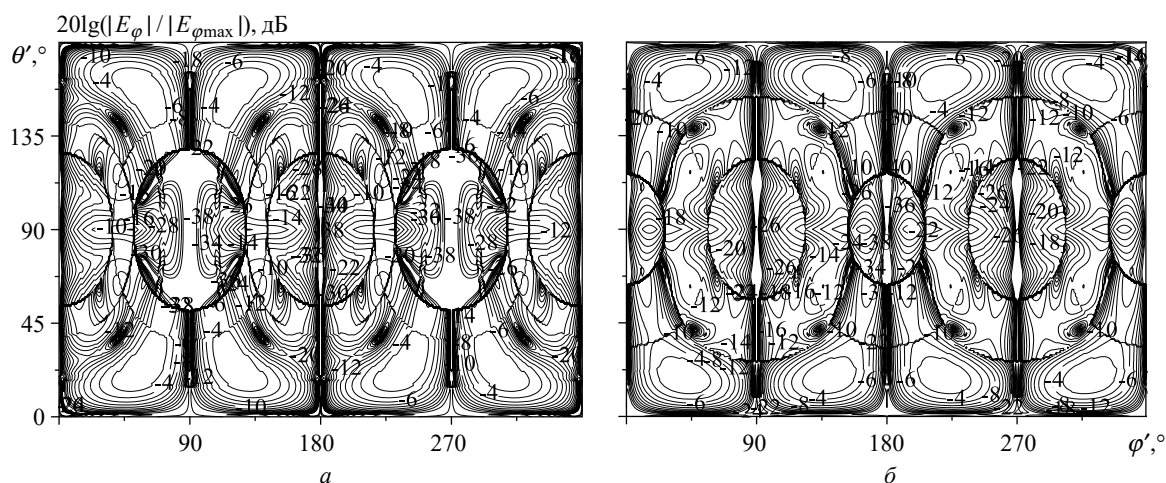


Рис. 7. Просторові ДН E_{φ} -компонент поля двох імпедансних монополів з $l = 0,25\lambda$, розташованих на квадратному екрані з $L = 2\lambda$ при $\xi = 0,5$ (а) і $\xi = \lambda$ (б), в СК θ', φ' (метод РГТД)

лись додаткові максимуми за рахунок дифрагованих полів. Напрямки максимумів просторових ДН обох компонент добре узгоджуються з максимумами ДН, розрахованими за програмою *Feko*. Компонента E_{φ} -поля визначається тільки дифрагованим полем від крайок екрана згідно з виразом (3), амплітуда якого збільшується із збільшенням відстані між монополями.

4. Аналіз коефіцієнта спрямованої дії й опору випромінювання двох імпедансних монополів, розташованих на прямокутному екрані. На основі методу вектора Пойнтинга і алгоритмів для обчислення просторових ДН ортогональних компонент поля двох імпедансних монополів, розташованих на прямокутному ідеально провідному екрані, розроблено програми для обчислення опору випроміню-

вання R_{Σ} і коефіцієнта спрямованої дії D_{\max} у напрямку максимального випромінювання $\theta'_{\max}, \varphi'_{\max}$ у СК кутів θ', φ' за формулами

$$R_{\Sigma} = \frac{30I_{\Sigma}}{\pi |I_0^{Fs}|^2};$$

$$D_{\max}(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max}) = \frac{4\pi |f(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})|^2}{I_{\Sigma}} = \frac{120 |f(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})|^2}{R_{\Sigma} |I_0^{Fs}|^2}, \quad (8)$$

де

$$I_{\Sigma} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi} |f(\theta', \varphi')|^2 \sin \theta' d\theta',$$

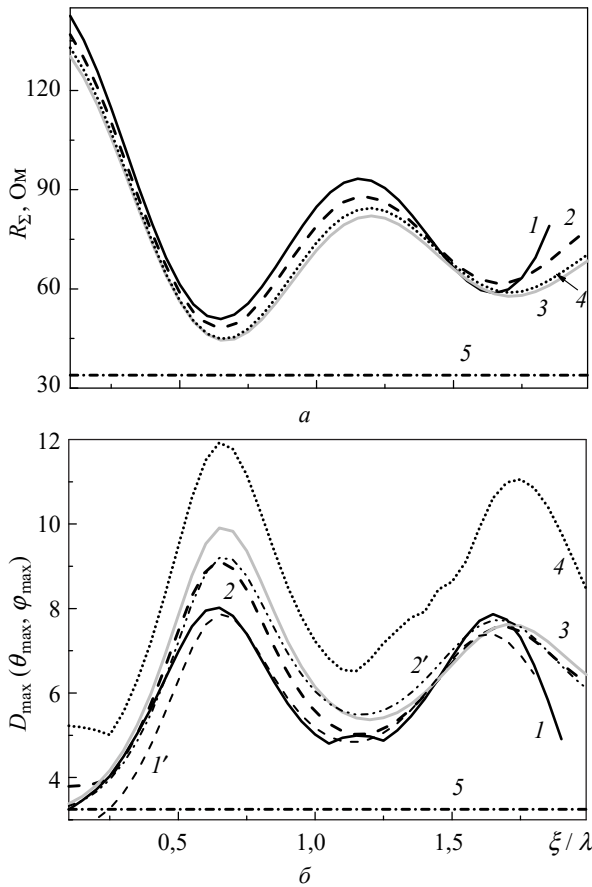


Рис. 8. Графіки залежностей R_{Σ} (а) і D_{\max} (б) двох монополів з $l = 0,25\lambda$ від відстані ξ/λ з урахуванням крайових ефектів на квадратному екрані: криві 1, 2, 4 – $L/\lambda = 2, 3, 10$ (метод РГТД); криві 1', 2' – $L/\lambda = 2, 3$ (за програмою *Feko*); крива 3 – нескінченна площина; лінія 5 – один монополі на площині

$|f(\theta', \varphi')|^2$ – нормована ДН випромінюючої системи за потужністю, квадрат модуля поля –

$$|f(\theta', \varphi')|^2 = |f_{\theta}(\theta', \varphi')I_0^{Fs}|^2 + |f_{\varphi}(\theta', \varphi')I_0^{Fs}|^2,$$

$f_{\theta}(\theta', \varphi')$, $f_{\varphi}(\theta', \varphi')$ – ДН ортогональних компонент поля, визначені за виразами (2), (3).

У процесі моделювання на основі розроблених програм визначались максимально досяжні КСД, для чого було досліджено їх залежність від відстані між монополями ξ/λ й розмірів квадратного екрана L/λ та відношення сторін прямокутного екрана W/L .

Залежність КСД від відстані між монополями й розмірів квадратного екрана. Для резонансних монополів з довжиною $l = 0,25\lambda$ і

поверхневим імпедансом $\bar{X}_{Sres} = -0,0144$ на рис. 8, а, б наведено залежності опору випромінювання R_{Σ} (а) і КСД (б) у напрямку максимального випромінювання D_{\max} (б) від відстані між монополями ξ/λ , яка змінюється в інтервалі $0,1 \dots 2,0$, з урахуванням крайових ефектів у випадку квадратних екранів з $L/\lambda = 2, 3, 10$ (криві 1, 2, 4), та для нескінченної площини (крива 3). З рис. 8, а видно, що найбільші значення R_{Σ} досягаються при мінімальній відстані $\xi = 0,1\lambda$ між монополями й становлять $R_{\Sigma} = 142$ Ом і 136 Ом при $L = 2\lambda$ і 3λ відповідно. У випадку нескінченного екрана й $L = 10\lambda$ маємо $R_{\Sigma} = 130$ Ом. Перший мінімум R_{Σ} має місце при $\xi = 0,65\lambda$ для всіх розмірів екрана.

Аналізуючи залежність КСД від відстані між монополями ξ/λ (рис. 8, б), зазначимо, що з формули (8) зв'язку коефіцієнта спрямованої дії D_{\max} і опору випромінювання R_{Σ} випливає, що залежність КСД від ξ/λ у площині $\varphi' = 0^\circ$ визначається тільки залежністю R_{Σ} від цього параметра, тому перший максимум – оптимальний КСД, D_{opt} , маємо за умови $\xi_{opt} = 0,65\lambda$ при всіх розмірах квадратного екрана (рис. 8, б). Для екранів з $L/\lambda = 2, 3, 10$ (рис. 8, б, криві 1, 2, 4) маємо відповідно $D_{opt} = 8,02$ ($\theta_{opt} = 54^\circ$, $R_{\Sigma} = 44,9$ Ом), $D_{opt} = 9,12$ ($\theta_{opt} = 60^\circ$, $R_{\Sigma} = 44,5$ Ом) і $D_{opt} = 11,92$ ($\theta_{opt} = 70^\circ$) у напрямках, наближених до $\varphi_{\max} = 0, 180^\circ$. Залежності D_{\max} для $L = 2\lambda$ і $L = 3\lambda$ верифіковано за програмою *Feko* (рис. 8, б, пунктирні криві 1', 2'). У випадку двох монополів на нескінченній площині (рис. 8, б, крива 3) за оптимальної відстані $\xi_{opt} = 0,65\lambda$ маємо $D_{opt\infty} = 9,9$ у напрямку максимального випромінювання $\varphi_{\max} = 0, 180^\circ$, $\theta_{\max} = 90^\circ$ та $R_{\Sigma\infty} = 44,5$ Ом. Для одного монополя, розташованого на нескінченному екрані (рис. 8, а, б, лінія 5), маємо $D_{\max\infty} = 3,2$ і $R_{\Sigma\infty} = 34$ Ом. Таким чином, у випадку двох монополів, розташованих на площині, шляхом оптимального вибору відстані між ними можна збільшити КСД у три рази при збільшенні опору випромінювання на 27 % порівняно з $R_{\Sigma\infty}$ одного монополя.

Для резонансних імпедансних монополів довжиною $l/\lambda = 0,2, 0,25$ і $0,3$, з поверхневим імпедансом $\bar{X}_{Sres} = 0,0232$, $\bar{X}_{Sres} = -0,0144$, $\bar{X}_{Sres} = -0,043$ відповідно [1], з метою оптимізації випромінюючої системи за максимальними досяжними значеннями КСД розраховані D_{\max} та опору випромінювання R_{Σ} як функ-

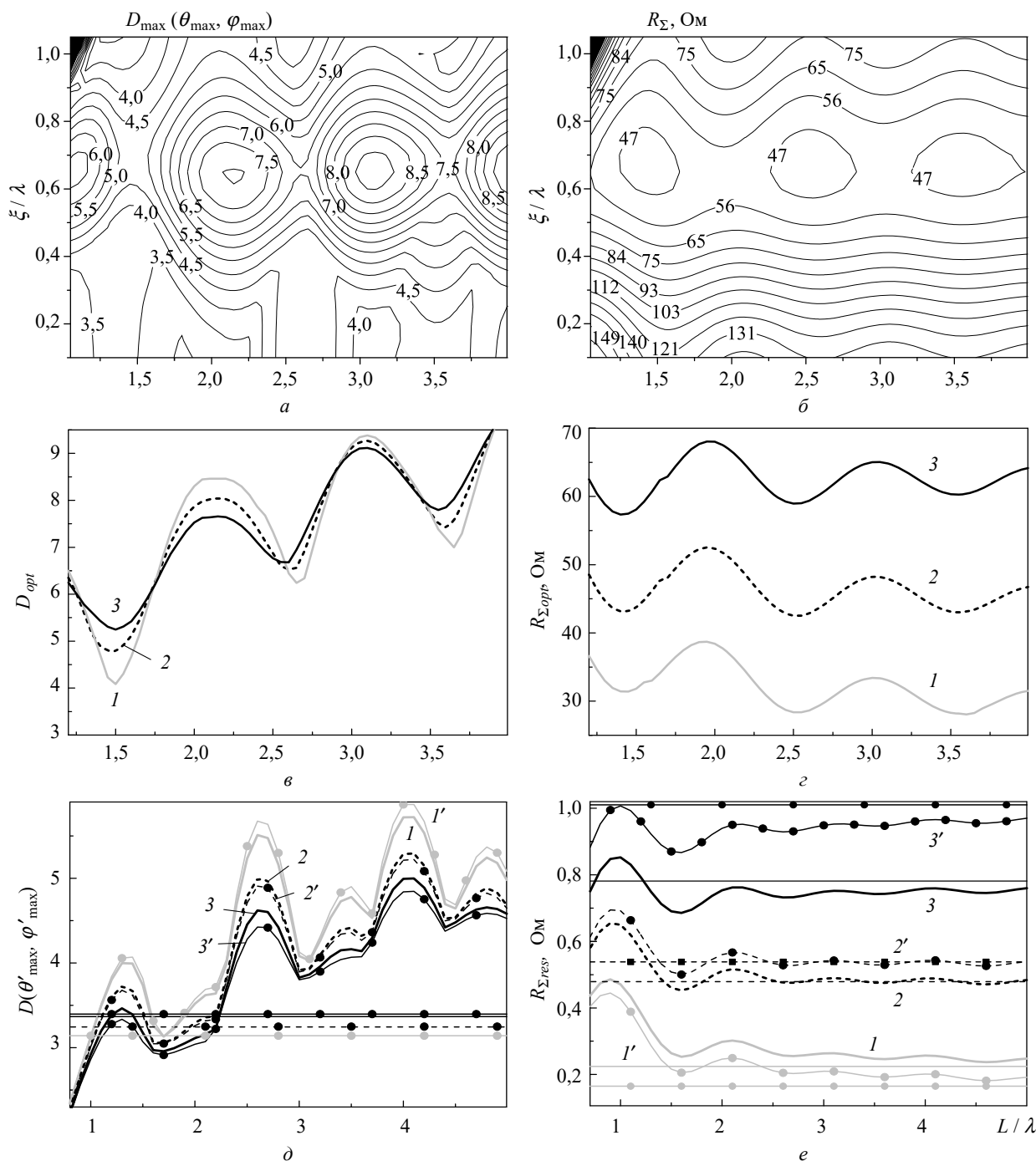


Рис. 9. До оптимізації випромінювання за максимумом КСД: лінії однакових значень D_{\max} (а) і R_{Σ} (б) у СК ξ/λ і L/λ для монополів з $l = 0,25\lambda$; графіки залежностей D_{opt} (в), $R_{\Sigma opt}$ (г) двох та одного D_{\max} (д), $R_{\Sigma res}$ (е) імпедансних монополів з $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3\lambda$ (криві 1–3) від ширини екрана L/λ

ції двох параметрів – відстані між монополями $\xi/\lambda = 0,1 \dots 1$ і розміру сторони квадратного екрана в межах $L/\lambda = 1,2 \dots 4$. На рис. 9, а, б подані лінії однакових значень КСД D_{\max} (а) в напрямках максимуму φ'_{\max} , θ'_{\max} і опорів випромінювання R_{Σ} (б) для монополів з $l = 0,25\lambda$ у СК ξ/λ і L/λ . З розрахунків (рис. 9, а, б) для

кожного розміру екрана L/λ визначалися максимальний (оптимальний) КСД, D_{opt} , відповідні йому кути спостереження θ_{opt} , φ_{opt} , відстань між монополями ξ_{opt}/λ і опір випромінювання $R_{\Sigma opt}$. На рис. 9, в, г наведено графіки залежностей D_{opt} і $R_{\Sigma opt}$ від L/λ для імпедансних монополів з $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$ за умови опти-

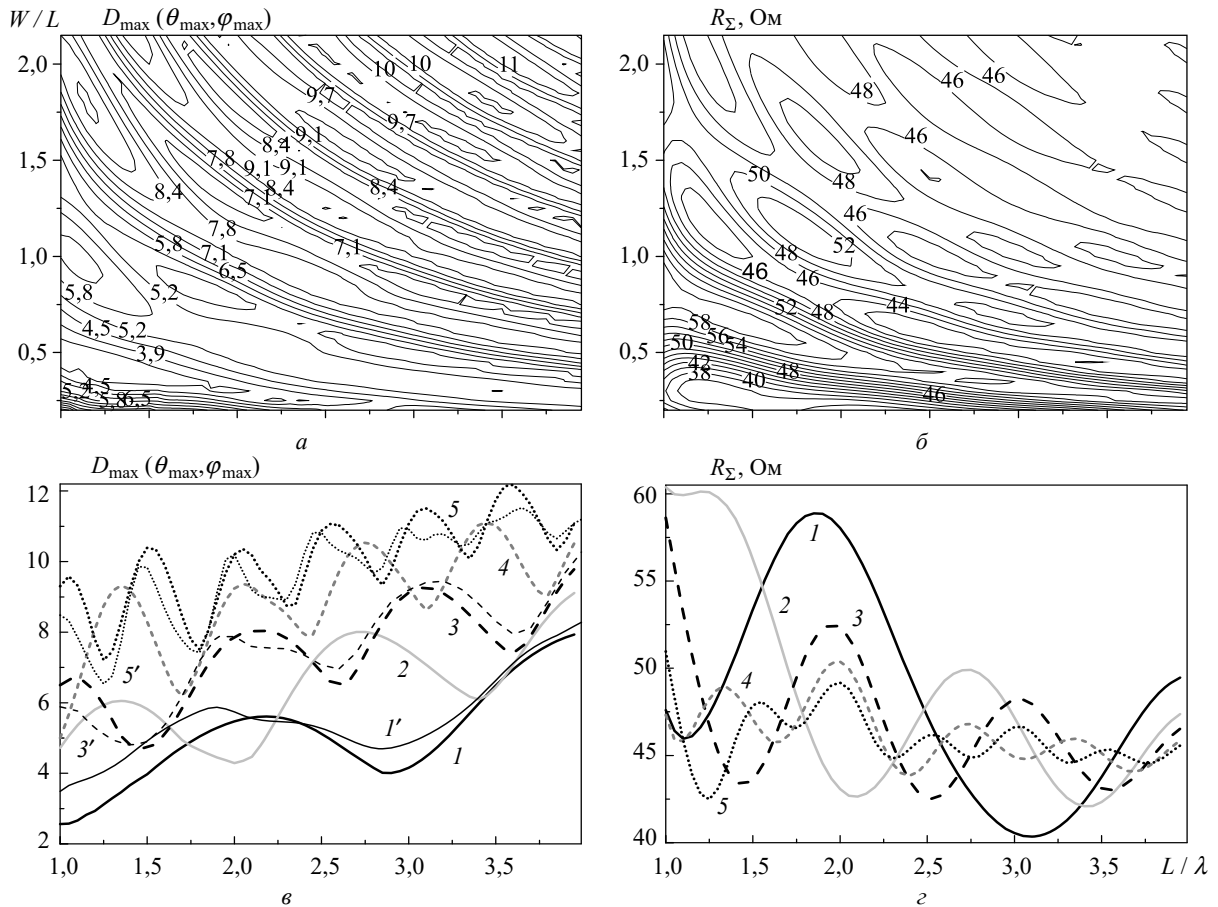


Рис. 10. До оптимізації випромінювання двох імпедансних монополів з $l = 0,25\lambda$ за відстані $\xi = 0,65\lambda$: лінії однакових значень D_{\max} (а) і R_{Σ} (б) у СК $W/L, L/\lambda$; графіки залежностей D_{\max} (в) і R_{Σ} (г) від ширини екрана L/λ для $W/L = 0,5, 0,75, 1,0, 1,5, 2,0$ (криві 1–5 – РГТД, криві 1', 3', 5' – розрахунок у Feko) при $\xi = 0,65\lambda$

мальної відстані $\xi_{opt} = 0,7\lambda$ при $L/\lambda = 1,2 \dots 1,65$ і $\xi_{opt} = 0,65\lambda$ при $L/\lambda = 1,65 \dots 4$ і більше.

Для порівняння на рис. 9, д, е наведено залежності $D(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})$ і $R_{\Sigma res}$ від L/λ для одного імпедансного монополя з $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$ (криві 1–3) та одного ідеально провідного монополя (лінії 1', 2', 3' відповідно), розташованих на квадратному ідеально провідному екрані. У випадку нескінченного екрана (рис. 9, д, е, прямі лінії) КСД дорівнює подвоєному КСД диполя у вільному просторі (для $l = 0,25\lambda - D_{\infty} = 3,24$, для $l = 0,2\lambda - D_{\infty} = 3,14$), а опір випромінювання $R_{\Sigma res}$ у два рази менший. У випадку скінченних розмірів екрана значення $D(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})$ осцилюють, причому з більшою амплітудою осциляцій у випадку монополя довжиною $l = 0,2\lambda$. Перший максимум $D_{opt} = 4$ ($R_{\Sigma res} = 24,5$ Ом) формується для одного монополя при $L = 1,4\lambda$ (рис. 9, д, крива 1), для двох монополів $D_{opt} = 6,5$ ($R_{\Sigma opt} = 36,6$ Ом) –

при $L = 1,2\lambda$ (рис. 9, в, крива 1). Другий максимум для одного монополя при $L = 2,6\lambda$ становить $D_{opt} = 5,5$ ($R_{\Sigma res} = 22,8$ Ом), для двох монополів при $L = 2,2\lambda - D_{opt} = 8,5$ ($R_{\Sigma opt} = 34,2$ Ом). Третій максимум формується для одного монополя при $L = 3,5\lambda$ і становить $D_{opt} = 4,9$ ($R_{\Sigma res} = 22,3$ Ом), для двох монополів при $L = 3,1\lambda$ маємо $D_{opt} = 9,4$ ($R_{\Sigma opt} = 33$ Ом). У четвертому максимумі при $L = 4\lambda$ (рис. 9, в, д, крива 1) для одного монополя – $D_{opt} = 5,7$ ($R_{\Sigma res} = 22,8$ Ом), для двох – $D_{opt} = 10,2$ ($R_{\Sigma opt} = 31,5$ Ом). З порівняння випливає, що шляхом оптимального вибору відстані між монополями і розміру квадратного екрана можна збільшити КСД у першому максимумі на 62 %, у другому – на 54 %, у третьому і четвертому максимумах на 90 % і 80 % при зростанні опору випромінювання R_{Σ} на 40 %.

Залежність КСД від відношення сторін прямокутного екрана. Дослідимо вплив відношення сторін прямокутного екрана W/L на

КСД у максимумі випромінювання – D_{\max} і опір випромінювання R_{Σ} на прикладі двох резонансних імпедансних монополів довжиною $l = 0,25\lambda$ за відстані між монополями $\xi = 0,65\lambda$. У випадку нескінченної площини за умови $\xi = 0,65\lambda$ маємо $D_{opt\infty} = 9,9$ при $R_{\Sigma\infty} = 44,5$ Ом (рис. 8, а, б, крива 3). На рис. 10, а, б показано лінії однакових значень D_{\max} і R_{Σ} як функцій ширини екрана $L/\lambda = 1 \dots 4$ і відношення сторін екрана $W/L = 0,2 \dots 2,0$. На рис. 10, в, г наведено графіки залежностей D_{\max} і R_{Σ} від L/λ при $W/L = 0,5, 0,75, 1,0, 1,5, 2,0$. З аналізу рис. 10 випливає, що вибором оптимальних розміру екрана L_{opt} і відношення сторін $(W/L)_{opt}$ можна збільшити D_{opt} утричі порівняно з мінімальним значенням D_{\max} .

Залежності D_{\max} двох монополів з $l = 0,25\lambda$, розташованих на прямокутному екрані, від ширини екрана L/λ при різних відношеннях сторін екрана $W/L = 0,5, 1, 2$ верифіковано за програмою *Feko* (рис. 10, в, пунктирні криві 1', 3', 5'). Має місце добре узгодження між результатами розрахунку, отриманими різними методами.

Висновок. Розв'язано тривимірну векторну задачу дифракції поля двох імпедансних монополів, розташованих на ідеально провідному прямокутному екрані, в рамках методу РГТД з використанням асимптотичних виразів для дифрагованих полів і електричного струму імпедансного диполя, розташованого у вільному просторі. Розроблено швидкодіючі алгоритми і програми для обчислення просторових ДН, КСД і опору випромінювання. Досліджено вплив розмірів екрана й відстані між монополями ξ/λ на формування ДН у всьому просторі. Розраховані кути розтинів конусів тіні дифрагованих променів β_n , які визначають області світла й тіні крайової хвилі з n -ї крайки в головних площинах і у всьому просторі спостереження. Із аналізу ДН у головних площинах спостереження випливає, що при постійних розмірах квадратного екрана амплітуда поля від бокових крайок екрана 1, 2 зі збільшенням відстані між

монополями ξ збільшується в обох площинах спостереження, амплітуда дифрагованого поля від поперечних крайок екрана 3, 4 практично не залежить від відстані ξ . Якщо відстань між монополями фіксована, то амплітуда дифрагованих полів зменшується зі збільшенням розмірів екрана. Таким чином, в обох головних площинах спостереження рівень дифрагованого поля при малих розмірах сторін екрана суттєво залежить від відстані між монополями й розмірів екрана. Діаграми направленості поля в головних площинах спостереження значно відрізняються між собою за відстані між монополями $\xi = 0,5\lambda, 1,5\lambda, 2,5\lambda$, а для $\xi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda$ різняться при кутах спостереження $\theta' < 90^\circ$ і майже однакові при $\theta' > 90^\circ$, де визначаються тільки дифрагованим полем.

Досліджено вплив розмірів екрана, відношення його сторін і відстані між монополями на коефіцієнт спрямованої дії D_{\max} у напрямку максимуму випромінювання. Із аналізу числових результатів випливає, що максимум КСД, D_{opt} , має місце за відстані між монополями $\xi_{opt} = 0,7\lambda$ для квадратних екранів з $L/\lambda = 1,2 \dots 1,65$ і $\xi_{opt} = 0,65\lambda$ для більших розмірів екрана; значення D_{\max} осцилюють і D_{opt} збільшуються зі зростанням розмірів екрана. Шляхом оптимального вибору відстані між монополями ξ_{opt} і розміру квадратного екрана L_{opt} можна збільшити D_{opt} порівняно зі значенням для одного монополя від 54 до 100 % при зростанні опору випромінювання на 40 %. Показано, що в заданих межах розмірів екрана при знайдених оптимальних відстані між монополями ξ_{opt} і розмірах екрана L_{opt} і $(W/L)_{opt}$ можна збільшити D_{opt} утричі порівняно з мінімальним значенням D_{\max} . Значимо добре узгодження між результатами розрахунків ДН і КСД, отриманими за розробленими програмами і за програмою *Feko*. Таким чином, отримані результати дозволяють моделювати ефективні реальні бездротові системи зв'язку як з ідеально провідними, так і з імпедансними монополями.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Єлісеєва Н.П., Бердник С.Л., Катрич В.О. Резонансні властивості імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані. *Радіофізика та електроніка*. 2020. Т. 25, № 3. С. 3–15.
2. Yeliseyeva N., Berdnik S., Katrich V. Analysis of Directional Properties of Radiation of Impedance Monopole Located on Finite Size Screen. *Proc. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*. Kharkiv, Ukraine, 21–25 Sept. 2020. P. 217–221. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252675.

3. Balanis C.A. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Inc., 2016. 1104 p.
4. Burghignoli P., Lovat G., Araneo R., and Celozzi S. Time-domain shielding of a thin conductive sheet in the presence of vertical dipoles. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 2018. Vol. 60, Iss. 1. P. 157–165. DOI: 10.1109/TEMC.2017.2702560.
5. Naser-Moghadasi M., Roustaf H., and Virdee B.S. Compact UWB Planar Monopole Antenna. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2009. Vol. 8. P. 1382–1385. DOI: 10.1109/LAWP.2009.2039111.
6. Karandikar Y. Pattern studies of two parallel dipoles above ground plane in eleven configuration as feed for reflector antenna. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2010. Vol. 9. P. 558–561. DOI: 10.1109/LAWP.2010.2051657.
7. Yeliseyeva N., Berdник S., Katrich V. *The Radiation Characteristics of Two Coupled Vertical Dipoles with a Finite Size Screen*. In: Ilchenko M., Uryvsky L., Globa L. (eds). *Advances in Information and Communication Technology and Systems*. MCT 2019. Lecture Notes in Networks and Systems. Springer, Cham. 2021. Vol. 152. P. 342–358.

Стаття надійшла 08.02.2021

REFERENCES

1. Yeliseyeva, N.P., Berdник, S.L., Katrich, V.A., 2020. Resonant properties of an impedance monopole located on a perfectly conducting rectangular screen. *Radiofiz. Elektron.*, **25**(3), pp. 3–15 (in Ukraine). DOI: 10.15407/rej2020.03.003.
2. Yeliseyeva, N., Berdник, S., Katrich, V., 2020. Analysis of Directional Properties of Radiation of Impedance Monopole Located on Finite Size Screen. In: *Proc. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*, Kharkiv, Ukraine, 21–25 Sept. P. 217–221. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252675.
3. Balanis, C.A., 2016. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Inc.
4. Burghignoli, P., Lovat, G., Araneo, R., and Celozzi, S., 2018. Time-domain shielding of a thin conductive sheet in the presence of vertical dipoles. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **60**(1), pp. 157–165. DOI: 10.1109/TEMC.2017.2702560.
5. Naser-Moghadasi, M., Roustaf, H., and Virdee, B.S., 2009. Compact UWB Planar Monopole Antenna. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, **8**, pp. 1382–1385. DOI: 10.1109/LAWP.2009.2039111.
6. Karandikar, Y., 2010. Pattern studies of two parallel dipoles above ground plane in eleven configuration as feed for reflector antenna. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, **9**, pp. 558–561. DOI: 10.1109/LAWP.2010.2051657.
7. Yeliseyeva, N., Berdник, S., Katrich, V., 2021. *The Radiation Characteristics of Two Coupled Vertical Dipoles with a Finite Size Screen*. In: Ilchenko M., Uryvsky L., Globa L. (eds), 2021. *Advances in Information and Communication Technology and Systems*. MCT 2019. Lecture Notes in Networks and Systems. Springer, Cham. Vol. 152. P. 342–358.

Received 08.02.2021

N.P. Yeliseyeva, S.L. Berdник and V.A. Katrich

V.N. Karazin Kharkiv National University
4, Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

DIRECTIONAL RADIATION PROPERTIES OF TWO IMPEDANCE MONOPOLES MOUNTED ON A PERFECTLY CONDUCTING RECTANGULAR SCREEN

Subject and Purpose. Two impedance resonant monopoles of electric length $0.2 \leq l/\lambda \leq 0.3$ are mounted on a rectangular screen perpendicularly to the screen surface and studied for the directional radiation properties (directive gain and radiation patterns) depending on the monopole separation and the side length and aspect ratio of the screen.

Methods and Methodology. A three-dimensional diffraction vector problem of two impedance monopoles mounted on a perfectly conducting rectangular screen is solved in terms of the uniform geometric theory of diffraction. Allowances are made for the diffracted field asymptotics of the secondary diffraction at the screen edges and for the electric current distribution asymptotics of a thin impedance dipole in the free space.

Results. For a lattice of two impedance monopoles mounted on a rectangular screen, 3-D programs have been developed for calculating its radiation patterns, directive gain D_{\max} at a radiation maximum, and radiation resistance in view of the secondary diffraction at the screen edges. The radiation pattern shaping for the diffraction and total fields and the directive gain D_{\max} have been analyzed depending on the monopole separation $\xi/\lambda = 0.1 \dots 1$, the screen side length $L/\lambda = 1.2 \dots 4$, and the screen aspect ratio $W/L = 0.5 \dots 3$. It has been shown that the so obtained optimum separation $\xi_{opt} = 0.65\lambda$, optimum length L_{opt} and optimum ratio $(W/L)_{opt}$ make D_{opt} three times greater than the lowest D_{\max} value.

Conclusions. The three-dimensional vector problem of field diffraction of two impedance monopoles mounted on an ideally conducting rectangular screen has been solved. It is of interest that given an optimum monopole separation ξ_{opt} and an optimum side length L_{opt} of the square screen, a lattice of two monopoles offers a greater radiation resistance and a two times larger D_{opt} than a single monopole on the same screen does. The developed computational programs and the obtained numerical results enable efficient actual wireless communication systems to be modelled for both ideally conducting and impedance resonant monopoles.

Key words: impedance monopole, surface impedance, rectangular screen, diffracted field, radiation pattern, directive gain, radiation resistance.