

Література: 1. ISO/IEC 17799:2005. Information technology/ Security techniques. Code for practice for information security management. 2. Закон України «Про державну таємницю». 3. Методичні рекомендації державним експертам з питань таємниць щодо визначення підстав для віднесення відомостей до державної таємниці та ступеня її секретності. Затверджено наказом Держкомсекретів України від 09.11.1998 №22. 4. Захист інформаційних ресурсів України: проблеми і шляхи їх розв'язання / Мастяниця Й. У., Соснін О. В., Шиманський Л. Є. Під редакцією О. В. Сосніна. Національний інститут стратегічних досліджень. – К., 2000. – 100 с. 5. Архипов О. Є., Касперський І. П. Проблеми методичного забезпечення віднесення відомостей до інформації з обмеженим доступом в Україні / Правова інформатика. - № 3(11). – 2005. – С. 61-66. 6. Архипов О. Є., Касперський І. П. Проблеми методики отримання та обробки оціночних суджень членів експертних комісій, створених державними експертами з питань таємниць / Правова інформатика. - № 4(12). – 2006. – с. 80-87. 7. Суппес П., Зиннес Дж. Основи теорії измерений // Психологическое измерение. – М.: Мир, 1976. – 220 с. 8. Пфанцагель И. Теория измерений. – М.: Мир, 1976. – 220 с. 9. Звід відомостей, що становлять державну таємницю. Затверджено наказом СБ України від 12.08.2005 р. № 440. 10. Толстовка Ю. Н. Измерение в социологии. – М.: ИНФРА-М, 1998. – 224 с.. 11. Корченко А. Г. Построение систем защиты информации на нечетких множествах. – К.: МК-Пресс, 2006. – 320 с.

УДК 517.9

ВИБІР МОДЕЛІ ЗОСЕРЕДЖЕНИХ ВИПАДКОВИХ АНТЕН І ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСІВ ЗОН

Віктор Найдено, Михайло Прокоф'єв

НТУУ «КПІ»

Анотація: Обґрунтовується вибір диполя Герца як моделі антени, еквівалентної випромінювачу побічних електромагнітних випромінювань. Приводяться аналітичні залежності для розрахунку границь областей електромагнітних випромінювань.

Summary: It is proved, that as a model of the antenna equal to the radiator electromagnetic radiations, it is expedient to choose the Hertz dipole. Analytical dependences for calculation of boundarys of areas electromagnetic radiations are given.

Ключові слова: Область випромінювання – ближня, проміжна, дальня; модель антени, еквівалентної випромінювачу; диполь Герца.

І Вступ

Питання, пов'язані з вибором моделі антени, еквівалентної випромінювачу побічних електромагнітних випромінювань (ПЕМВ), є «класичними» питаннями системи технічного захисту інформації [1]. Вони актуальні для вирішення задач з розрахунку відношення сигнал/завада при оцінці захищеності засобів електронної обчислювальної техніки.

II Типи моделей антен

Сьогодні відома велика кількість типів антен. Всі антени можна розділити на два класи: антени, що випромінюють енергію в значну частину просторового кута (слабо спрямовані антени), і антени, що концентрують енергію в межах малого просторового кута (гостро спрямовані антени). Розміри антен першого класу сумірні з довжиною хвилі, в той час як розміри антен другого класу більші за довжину хвилі. Весь простір перед антеною ділять на три області [2]. Область простору, що безпосередньо прилягає до антени, називають областю реактивного поля, або ближньою зоною. В цій області переважають реактивні поля. Різні антени мають різну протяжність ближньої зони. Для більшості антен вона не переважає декількох довжин хвиль.

Область випромінювання ділять на дві підобласті – область випромінюваного ближнього поля (проміжна зона) і область дальнього поля (дальня зона). В області випромінюваного ближнього поля відносний кутовий розподіл поля (діаграма спрямованості) залежить від відстані до антени. Зі збільшенням відстані від антени в проміжній зоні амплітуда поля спочатку осцилює, а потім монотонно зменшується. Зрештою, в дальній зоні, зменшення амплітуди поля виявляється обернено пропорційним відстані, а зменшення потужності – обернено пропорційним квадрату відстані від антени.

Наведемо лише основні типи антен: ізотропний точковий випромінювач, дотові (або вібраторні, в тому числі і логоперіодичні, до них можна також віднести диполі Герца – електричний і магнітний), щілинні,

антени біжучої хвилі, апертурні антени, дзеркальні, лінзові, фрактальні і, нарешті, антенні решітки різних типів. Які з цих типів антен можуть бути прийняті за зосереджені випадкові антени?

Антина у вигляді ізотропного точкового випромінювача мала б залежність густини потужності від відстані до неї обернено пропорційну r^2 . Але в силу векторного характеру електромагнітного поля створити ізотропну точкову антену (антену, що випромінює рівномірно в усі боки) неможливо.

Далі, треба відкинути гостро направлені антени – антенні решітки різних типів, бо їх важко віднести до випадкових: це складні, не дешеві пристрої, розміри яких, як правило, складають велике число довжин хвиль. Фрактальні антени тільки розробляються. Це над широкосмугові антени. Їх розміри більші за половину найбільшої довжини хвилі. Фрактальні антени мають специфічні форми, наприклад, ковдри Серпінського. Важко уявити, що така форма може виникнути випадково. Те ж саме можна сказати стосовно дзеркальних і лінзових антен. Антени біжучої хвилі не є зосередженими, це є розподілені антени. Щілинні антени можна розглядати як специфічну реалізацію вібраторних антен. Найбільш вірогідними кандидатами на роль моделі зосереджених випадкових антен є апертурні антени і дратові (або вібраторні) антени.

III Апертурні антени

Серед апертурних антен найбільшу увагу, як еквівалент випромінювача ПЕМВ, слід приділити антені з постійними за амплітудою і фазою розподілами струму на апертурі. Така антина випромінює в напрямі, перпендикулярному апертурі. Як апертурна антина може розглядатися корпус комп'ютера, корпус монітора, клавіатури тощо, що мають деякий потенціал відносно землі.

На рис. 1 показано зміну густини потужності квадратної апертури (з постійними за амплітудою і фазою розподілами струму на апертурі) на осі променя з відстанню від неї, нормовану на густину потужності при

$m = 1$. Параметр $m = \frac{r}{2L^2/\lambda}$, де L – розмір апертури, λ – довжина випромінюваної хвилі. Видно, що крива

осцилює навколо значення 4.5, а максимальне значення дорівнює 13. Точковою лінією нанесена залежність $1/m^2$. Така залежність спостерігається не тільки на осі променя, але й поблизу неї [3, 4].

Подібні зміни густини потужності спостерігаються і для інших направлених антен. На рис. 2 наведена зміна густини потужності лінійної антени (дроту), що випромінює уздовж осі антени (для цього необхідно мати розподіл струму уздовж дроту у вигляді біжучої зі швидкістю світла у вакуумі хвилі), з відстанню від

неї. Параметр $m = \frac{r}{2L^2/\lambda}$, як і в квадратній антені, але тепер L – довжина дроту.

Наприклад, для корпусу системного блока комп'ютера з розмірами 44×44 см² на частотах 1, 10, 100 і 1000 МГц параметр $2L^2/\lambda = 0.0012906, 0.012906, 0.12906, 1.2906$ відповідно. Якщо прийняти, що границя ближньої зони визначається значенням параметра $m = 0.17093$ (де густина потужності квадратної апертури дорівнює 12.980404 – в останньому максимумі функції $\Pi(m)$, див. рис. 1), то величина радіуса ближньої зони буде дорівнювати відповідно 0.000220602, 0.00220602, 0.0220602, 0.220602 м від геометричного центра досліджуваного пристрою.

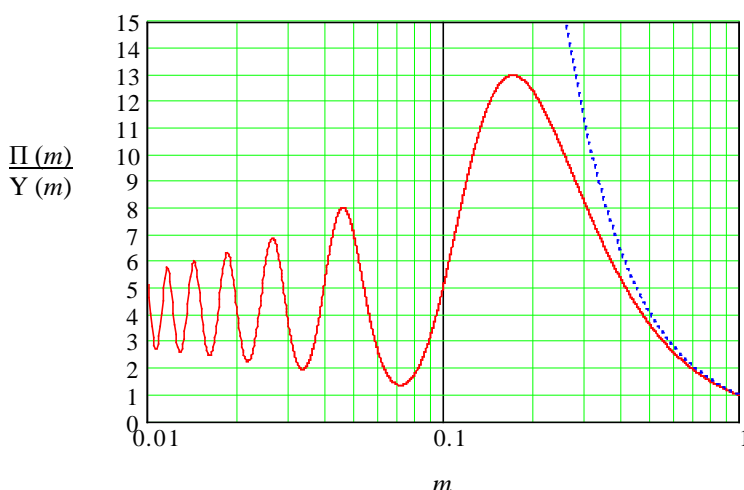


Рисунок 1 – Зміна густини потужності квадратної апертури з відстанню від неї

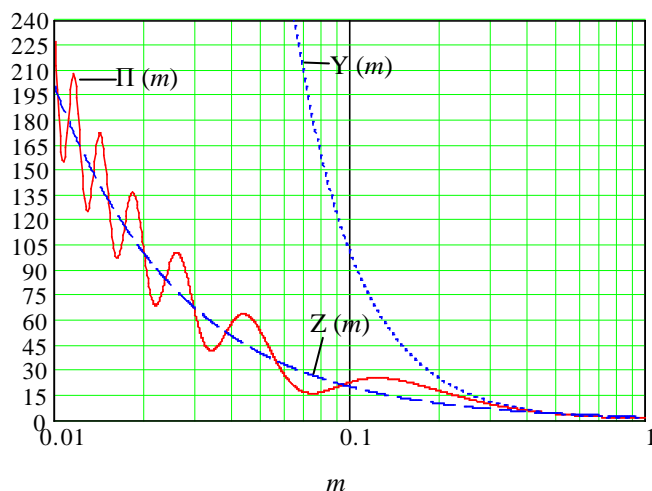


Рисунок 2 – Зміна густини потужності лінійної антени з відстанню від неї

IV Елементарний електричний випромінювач (електричний диполь Герца)

Серед дротових антен на найбільшу увагу заслуговують диполі Герца – електричний і магнітний. Це обумовлено тим, що розміри диполів Герца значно менші за довжину хвилі, а їх просторові характеристики не залежать від частоти, спрямованість незначна, випромінювання розходить у усі боки відносно осі рівномірно (про це детально далі). Не випадково вони найчастіше розглядаються в літературі, присвяченій захисту інформації від ПЕМВ [1]. Вібраторні антени можна вважати розвитком диполів Герца, покликаних підвищити інтенсивність випромінювання і тому збільшених в розмірах до половини довжини хвилі. При цьому вони стають в певному сенсі резонансними і втрачають у смугі робочих частот.

Враховуючи наведені міркування, розглянемо електричний диполь Герца, або, як його ще називають – елементарний електричний випромінювач (вібратор). Розподіл полів, випромінюваних елементарним магнітним випромінювачем, можна знайти на основі принципу переставної двоїстості [2]. Нижче ми наведемо вирази для компонент полів, випромінюваних елементарним магнітним випромінювачем, а далі такий випромінювач розглядати не будемо.

Елементарний електричний випромінювач є одним з характерних елементів сучасної класичної електродинаміки [2]. Вивчення процесів, що відбуваються в найпростіших (елементарних) випромінювачах електромагнітних хвиль має важливе значення для розуміння процесу випромінювання. Відомо, наприклад, що поле випромінювання складної антенної системи можна розглядати на основі принципу суперпозиції як суму полів деякої множини елементарних випромінювачів.

Елементарний електричний випромінювач – це відрізок лінійного провідника довжиною $l \ll \lambda$ (λ - довжина хвилі), яким тече змінний струм I , величина і фаза якого за довжиною провідника не змінюється. Такий струм, згідно з законом збереження заряду, може текти провідником в тому разі, якщо на його кінцях містяться точкові заряди $+q$ і $-q$, які змінюються з часом.

Фізичною моделлю елементарного електричного випромінювача є короткий відрізок провідника з металевими кулями на кінцях – диполь (вібратор) Герца. Через те, що металеві кулі на кінцях провідника мають досить значні ємності, які перезаряджаються зарядами $\pm q$, значення і фаза струму I за довжиною провідника залишаються незмінними.

Введемо сферичну систему координат r, θ, φ , одиничні орти якої позначимо як $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$. Полярна вісь – вісь Oz – збігається з віссю випромінювача, а сам випромінювач знаходиться в центрі системи координат (рис. 3).

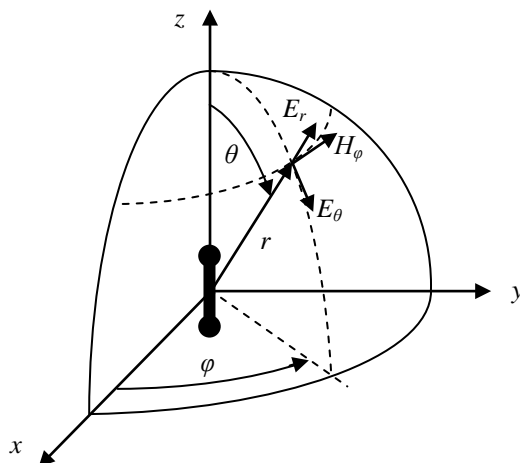


Рисунок 3 – Диполь Герца, система координат і компоненти полів

Компоненти полів, що збуджуються елементарним електричним випромінювачем у вільному просторі, можна записати у вигляді:

$$H_{\varphi} = i \frac{Ilk^2}{4\pi} \left(\frac{1}{kr} - \frac{i}{(kr)^2} \right) \sin \theta e^{-ikr}, \quad (1)$$

$$E_r = i \frac{Ilk^2}{2\pi\epsilon_0 c} \left(-\frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \cos \theta e^{-ikr} \quad (2)$$

$$E_{\theta} = i \frac{Ilk^2}{4\pi\epsilon_0 c} \left(\frac{1}{kr} - \frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \sin \theta e^{-ikr} \quad (3)$$

де I – амплітуда струму елементарного електричного випромінювача, l – його довжина, $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число, c – електродинамічна стала, ϵ_0 – електрична стала. Залежність від часу $e^{i\omega t}$ тут і далі не виписується.

Компоненти векторів полів \vec{E} і \vec{H} елементарного електричного випромінювача показані на рис. 3. Компоненти E_{φ} , H_r і H_{θ} дорівнюють нулю тотожно. Силві лінії електричного поля – це меридіональні лінії, силві лінії магнітного поля – кола в площинах, паралельних екваторіальній площині.

Компоненти полів, що збуджуються елементарним магнітним випромінювачем можна записати у вигляді:

$$E_{\varphi} = -i \frac{Vlk^2}{4\pi} \left(\frac{1}{kr} - \frac{i}{(kr)^2} \right) \sin \theta e^{-ikr},$$

$$H_r = i \frac{Vlk^2}{2\pi\mu_0 c} \left(-\frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \cos \theta e^{-ikr}$$

$$H_{\theta} = i \frac{Vlk^2}{4\pi\mu_0 c} \left(\frac{1}{kr} - \frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \sin \theta e^{-ikr}.$$

Компоненти E_r , E_{θ} і H_{φ} дорівнюють нулю тотожно. Силві лінії магнітного поля – це меридіональні лінії, силві лінії електричного поля – кола в площинах, паралельних екваторіальній площині.

З (1) – (3) видно, що окремі складові компонент полів пропорційні r^{-1} , r^{-2} або й r^{-3} . На цьому факті і ґрунтується можливість ввести поняття ближньої зони, проміжної зони і дальньої зони.

Ближня зона елементарного електричного випромінювача, або зона індукції – це область, в якій доданок, пропорційний r^{-3} у виразах для полів, має перевагу над іншим доданком. Це область, де $kr \ll 1$ (тобто $r \ll \frac{\lambda}{2\pi} = 0.16\lambda$). Дальня зона, або зона випромінювання – це область, в якій доданок, пропорційний r^{-1} у виразах для полів, має перевагу над іншими доданками. Це область, де $kr \gg 1$ (тобто $r \gg 0.16\lambda$). Проміжна зона – зона, що знаходиться між двома названими зонами.

Звертаємо увагу на подвійні знаки нерівності для границь ближньої і дальньої зон. Не можна вважати, що $kr < 1$ і $kr > 1$, тим більше не можна вважати $kr = 1$. В останньому випадку зникає проміжна зона. Подвійні знаки нерівності – це математичні поняття, а не конкретні значення границь зон. Той факт, що подвійні знаки нерівності є математичними поняттями часто забувається і їх приймають (ставлячи ті чи інші значення kr) за конкретні значення границь зон.

В зоні випромінювання компонента E_θ значно більша за компоненту E_r , а компоненти E_θ і H_ϕ синфазні, що свідчить про існування біжучої хвилі, тобто про наявність випромінювання. Дійсно, в зоні випромінювання реальна частина вектора Пойнтинга $\vec{P} = \frac{1}{2} \text{Re}(E_\theta \times H_\phi^*) \vec{e}_r > 0$ і має напрямок уздовж радіуса.

Як видно з (1) – (3) діаграма спрямованості за потужністю не залежить від азимуту ϕ , а як функція кута θ записується наступним чином:

$$F(\theta) = \sin^2 \theta = \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) = \cos^2 \alpha = D(\alpha),$$

де α – кут підйому радіуса.

Діаграма спрямованості за потужністю елементарного електричного випромінювача показана на рис. 4.

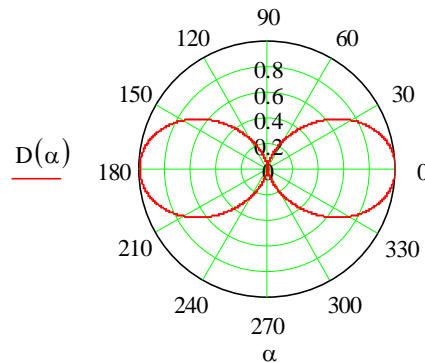


Рисунок 4 – Діаграма спрямованості диполя Герца

Як видно на рис. 4 інтенсивність поля при куті підйому в $\pm 45^\circ$ зменшується лише вдвічі. Це означає також, що при нахилі диполя Герца на кут в $\pm 45^\circ$ інтенсивність поля на горизонті зменшиться також лише вдвічі і з'явиться випромінювання навіть в вертикальній площині. Цей факт, а також простота конструкції і незалежність діаграми спрямованості від азимуту ϕ є важливими аргументами для вибору елементарного електричного випромінювача (диполя Герца) як моделі антени, еквівалентної випромінювачу ПЕМВ.

V Передавальна функція чотириполюсника

Об'єм простору, в якому поширюється електромагнітне поле будь-якого випромінювача, можна розглядати як деякий чотириполюсник, на вході якого існує поле, визначене на вході в об'єм (на першій відстані), а на виході – поле, визначене на виході з об'єму (на другій відстані).

Нас цікавитиме коефіцієнт передачі як відношення напруженості електричного поля на виході такого чотириполюсника до напруженості електричного поля на його вході, тобто

$$K_E = \frac{E_{вих}}{E_{вх}} = \frac{E_2}{E_1}.$$

Аналогічно можна розглянути коефіцієнт передачі як відношення напруженості магнітного поля на виході чотириполосника до напруженості магнітного поля на його вході.

Оскільки напруга є інтеграл від напруженості електричного поля уздовж деякого шляху

$$U = \int_L \vec{E} d\vec{l},$$

то в виразі для коефіцієнта передачі можна перейти до відношення напруг і записати

$$K_U = \frac{U_{\text{вих}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{U_2}{U_1}.$$

В теорії чотириполосників використовується комплексна форма коефіцієнта передачі – як відношення зображень за Лапласом вихідної і вхідної напруг:

$$K_U(p) = \frac{U_{\text{вих}}(p)}{U_{\text{вх}}(p)} = \frac{U_2(p)}{U_1(p)}.$$

Покладаючи $p = i\omega$ отримуємо передавальну функцію в комплексній формі, тобто частотну характеристику чотириполосника – відношення частотних спектрів вихідної і вхідної напруг:

$$K_U(i\omega) = \frac{U_2(i\omega)}{U_1(i\omega)}.$$

Надалі індекс U в формулах для коефіцієнта передачі опускатимемо.

Передавальну функцію $K(p)$ можна представити в операторній формі як відношення багаточленів:

$$K(p) = \frac{b_m p^m + b_{m-1} p^{m-1} + \dots + b_0}{a_n p^n + a_{n-1} p^{n-1} + \dots + a_0},$$

де m і n – цілі числа.

VI Нулі і полюси передавальної функції

Розкладемо чисельник і знаменник передавальної функції $K(p)$ на множники:

$$K(p) = c \frac{(p - p_1)(p - p_3)\dots(p - p_m)}{(p - p_2)(p - p_4)\dots(p - p_n)},$$

де p_1, p_3, \dots, p_m – нулі передавальної функції, p_2, p_4, \dots, p_n – полюса передавальної функції, $c = b_m/a_n$.

З [5 – 7] відомі вимоги щодо розташування нулів і полюсів передавальної функції на комплексній площині. При врахуванні резистивних (теплових, або джоулевих) втрат усі корені знаменника (тобто, полюси передавальної функції $K(p)$) лежать у лівій півплощині, тобто дійсні частини коренів негативні. Тільки за цих умов усі вільні складові струмів і напруг чотириполосника згасають. За відсутності втрат усі корені знаменника (тобто, полюси передавальної функції $K(p)$) будуть чисто уявними.

Нулі передавальної функції $K(p)$ можуть знаходитися у будь-якій частині комплексної площини. За відсутності втрат усі корені чисельника (тобто, нулі передавальної функції $K(p)$) будуть чисто уявними, тобто розташованими на уявній осі. За наявності втрат жодний з коренів чисельника, а, отже, і $K(\omega)$, не дорівнює нулю при зміні частоти ω від 0 до ∞ . Всі нулі передавальної функції $K(p)$ мають знаходитися в лівій півплощині комплексної площини, якщо коло є мінімально-фазовим.

Об'єм простору, в якому поширюється електромагнітне поле, не можна розглядати як чотириполосник без втрат, бо густина потоку потужності (тобто потужність, що проходить через одиницю поверхні) внаслідок розширення хвилі, зменшується. Потік енергії, що залишає межі виділеного об'єму, можна вважати як такий, що поглинений певними резисторами, тобто обумовлений резистивними втратами. Тоді чотириполосник не можна вважати таким, що не має втрат. Отже, полюси передавальної функції $K(p)$ мають знаходитися в лівій півплощині комплексної площини.

VII Коефіцієнт передачі елементарного електричного випромінювача (диполя Герца) за електричним полем

Під коефіцієнтом передачі елементарного електричного випромінювача (диполя Герца) за електричним полем K_p , згідно з попереднім пунктом, будемо розуміти відношення компонент E_θ напруженості електричного поля в деякій точці з радіусом r і в точці з радіусом r_1 . Як видно з (3) коефіцієнт передачі в комплексній формі можна записати як:

$$Kp = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \frac{1 - (kr)^2 + ikr}{1 - (kr_1)^2 + ikr_1} e^{-ik(r-r_1)}. \quad (4)$$

Модуль коефіцієнта передачі елементарного електричного випромінювача (диполя Герца)

$$|Kp| = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \sqrt{\frac{(kr)^4 - (kr)^2 + 1}{(kr_1)^4 - (kr_1)^2 + 1}} \quad (5)$$

як функція kr (при $r_1=1$ м) наведений на рис. 5 кривою, позначеною як *Del* (диполь електричний). Функції

$$F_1 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \frac{(kr)^2}{\sqrt{1 - (kr_1)^2 + (kr_1)^4}},$$

$$F_2 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \frac{kr}{\sqrt{1 - (kr_1)^2 + (kr_1)^4}},$$

$$F_3 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \frac{1}{\sqrt{1 - (kr_1)^2 + (kr_1)^4}}.$$

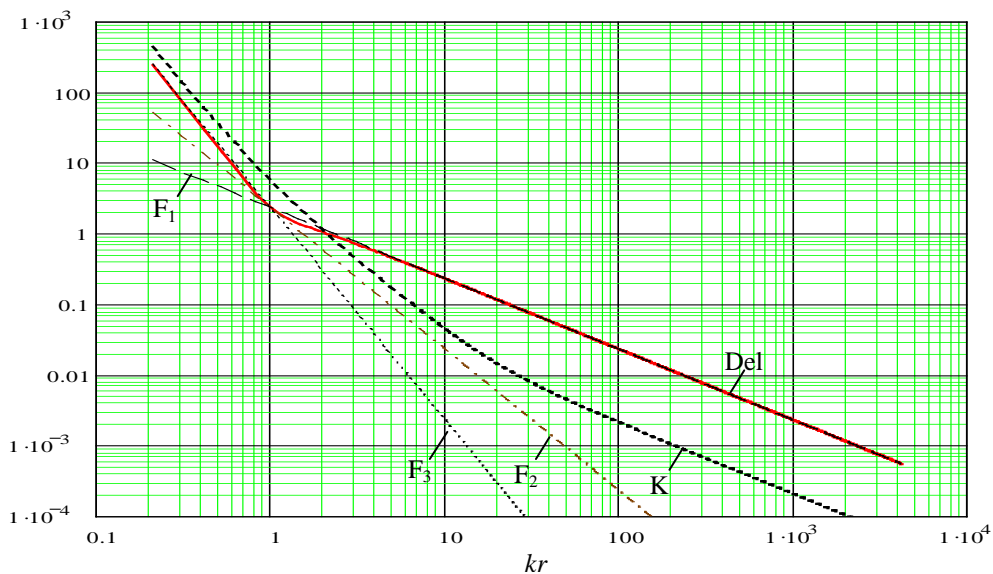


Рисунок 5 – Модуль коефіцієнта передачі диполя Герца як функція kr і асимптотичні залежності при малих, проміжних і великих kr

на рис. 5 описують хід модуля коефіцієнта передачі елементарного електричного випромінювача при малих, проміжних і великих kr відповідно. Функція K (точкова жирна лінія) показує залежність коефіцієнта передачі деякого об'єкта від kr , границею ближньої і проміжної зони якого є $r=0.16\lambda$, а границю проміжної і дальньої зони є $r=3\lambda$. Як видно, остання залежність суттєво відрізняється від коефіцієнта передачі елементарного електричного випромінювача.

VIII Нулі і полюси комплексного коефіцієнта передачі електричного диполя Герца

Нулі і полюси комплексного коефіцієнта передачі електричного диполя Герца, як видно з (4), є нулями квадратного рівняння:

$$x^2 + x + 1 = 0,$$

де $x=ikr$ для нулів і $x=ikr_1$ для полюсів.

Корені цього квадратного рівняння:

$$x_{1,2} = -\frac{1}{2}(1 \pm i\sqrt{3}).$$

Отже, полюси комплексного коефіцієнта передачі електричного диполя Герца лежать в лівій півплощині комплексної площини (дійсна частина дорівнює $-1/2$), як і має бути для реального чотириполюсника.

Тоді коефіцієнт передачі можна записати як

$$Kp = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \frac{x^2 + x + 1}{(x_1)^2 + x_1 + 1} \frac{e^{ikr}}{e^{ikr_1}} = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \frac{x - (-\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2})}{x_1 - (-\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2})} \cdot \frac{x - (-\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2})}{x_1 - (-\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2})} \cdot \frac{e^{ikr}}{e^{ikr_1}},$$

а модуль коефіцієнта передачі – як

$$|Kp| = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 \sqrt{\frac{(kr)^4 - (kr)^2 + 1}{(kr_1)^4 - (kr_1)^2 + 1}}.$$

Останнє представлення збігається з модулем функції (5).

IX Визначення границь зон

Границі зон, вказані в [2], є математичними поняттями. Бажано було б більш конкретно, інженерно, якщо так можна висловитися, визначити границі зон – ближньої, середньої і дальньої.

Можливі декілька підходів до визначення “інженерних” границь зон.

Перший підхід може базуватися на співвідношенні активної і реактивної компонент вектора Пойнтинга або повної потужності. Вектор Пойнтинга

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{H}_\phi^*) \vec{e}_r = \Pi_r \vec{e}_r.$$

Підставляючи в цей вираз поля (1) – (3), знаходимо

$$\Pi_r = \frac{1}{2} \rho_0 \left(\frac{Ik^2}{4\pi}\right)^2 \sin^2 \theta \frac{1}{(kr)^2} \left(1 - \frac{i}{(kr)^3}\right) = \Pi_{ar} - i\Pi_{ir},$$

де $\rho_0 = 120\pi$ Ом – хвильовий опір вільного простору.

Як видно, уявна частина вектора Пойнтинга відноситься до реальної частини як

$$\frac{\text{Im } \Pi_r}{\text{Re } \Pi_r} = \frac{1}{(kr)^3}. \quad (6)$$

Повна потужність

$$P = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Pi_r r^2 \sin^3 \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{2} \rho_0 \left(\frac{Ik^2}{4\pi}\right)^2 \frac{r^2}{(kr)^2} \left(1 - \frac{i}{(kr)^3}\right) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin^3 \theta d\theta d\varphi = \frac{\pi}{3} \rho_0 \left(\frac{I}{\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{i}{(kr)^3}\right).$$

Уявна частина повної потужності відноситься до реальної частини як

$$\frac{\text{Im } P_r}{\text{Re } P_r} = \frac{1}{(kr)^3},$$

тобто так само, як і відношення уявної частини вектора Пойнтинга до його реальної частини. Тому надалі будемо говорити лише про одне з них, наприклад, про відношення реактивної і активної компонент вектора Пойнтинга.

Якщо прийняти, що границя ближньої і проміжної зон знаходиться при $kr=1$ ($r=0.16\lambda$), то тоді з останньої формули видно, що на цій відстані уявна частина вектора Пойнтинга дорівнює реальній частині. Таку границю не можна сприйняти як обґрунтовану.

Задамо відношення реальної частини вектора Пойнтинга до уявної числом ξ_p . Тоді, як випливає з (6), $(kr_\delta)^3 = \xi_p$. На рис. 6 наведено залежність границі ближньої зони kr_δ від ξ_p . При $kr_\delta = 1$ маємо $\xi_p = 1$, тобто реальна частина вектора Пойнтинга дорівнює уявній частині. При $kr_\delta = 10$ маємо $\xi_p = 1000$, тобто реальна частина вектора Пойнтинга в 1000 разів перевищує уявну частину.

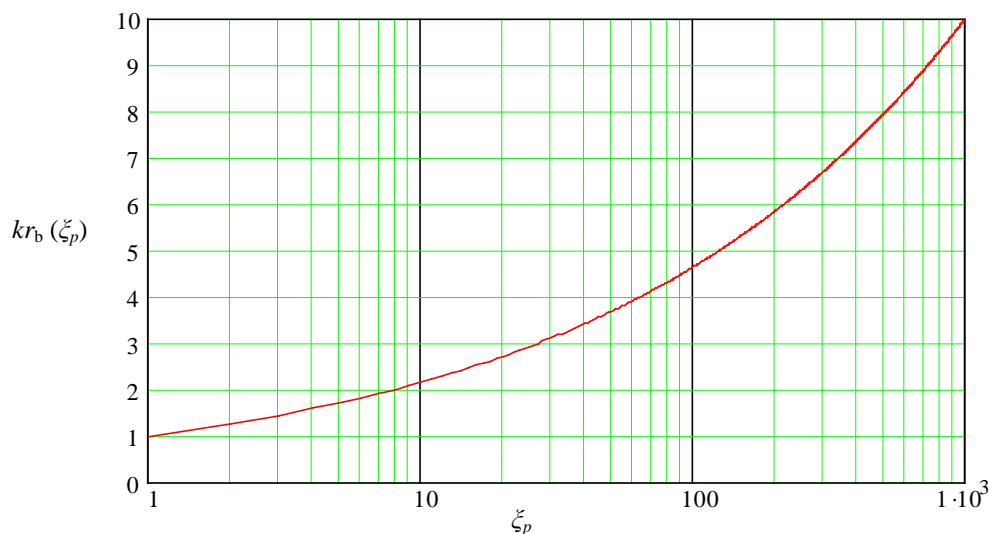


Рисунок 6 – Границя ближньої зони kr_b як функція ξ_p

Згідно з розглянутим підходом границя ближньої зони буде визначатися числом ξ_p . Наприклад, при $\xi_p=10$ будемо мати $kr_b=2.154435$, або $r_b=0.342889\lambda$, при $\xi_p=1000$ будемо мати $kr_b=10$, або $r_b=1.6\lambda$.

Рис. 6 дозволяє обгрунтовано вибрати радіус ближньої зони, спираючись на співвідношення уявної і реальної частин вектора Пойнтинга або повної потужності.

Границю ближньої зони можна також знайти, виходячи зі значення хвильового імпедансу [4]. Хвильовий імпеданс визначається як відношення поперечної компоненти електричного поля (3) до поперечної компоненти магнітного поля (1):

$$Z_{xs} = \frac{E_\theta}{H_\varphi} = \rho_0 \left(1 - \frac{1}{(kr)^2 - ikr} \right).$$

Як видно, хвильовий імпеданс залежить від kr . За критерій границі ближньої зони візьмемо модуль відносної різниці

$$\left| \frac{\rho_0 - Z_{xs}}{\rho_0} \right| = \left| \frac{1}{(kr)^2 - ikr} \right|.$$

Залежність модуля відносної різниці від kr , наведена на рис. 7. Можна прийняти, наприклад,

$$\left| \frac{\rho_0 - Z_{xs}}{\rho_0} \right| < \frac{1}{100}.$$

Як видно на рис. 7 така умова буде виконана, якщо $kr > 10$, тобто при $r_b > 1.6\lambda$.

Ближню границю дальньої зони можна знайти з умови сферичності фронту хвилі. Фронт хвилі буде сферичним, якщо в виразах для компонент полів (1) – (3) величинами, пропорційними $(1/kr)^2$ і $(1/kr)^3$ можна знехтувати порівняно з пропорційними $1/kr$. Тоді вирази для полів набувають вигляду:

$$H_\varphi = i \frac{Ik^2}{4\pi} \frac{1}{kr} \sin \theta e^{-ikr}, \tag{7}$$

$$E_\theta = i \frac{Ik^2}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{1}{kr} \sin \theta e^{-ikr}. \tag{8}$$

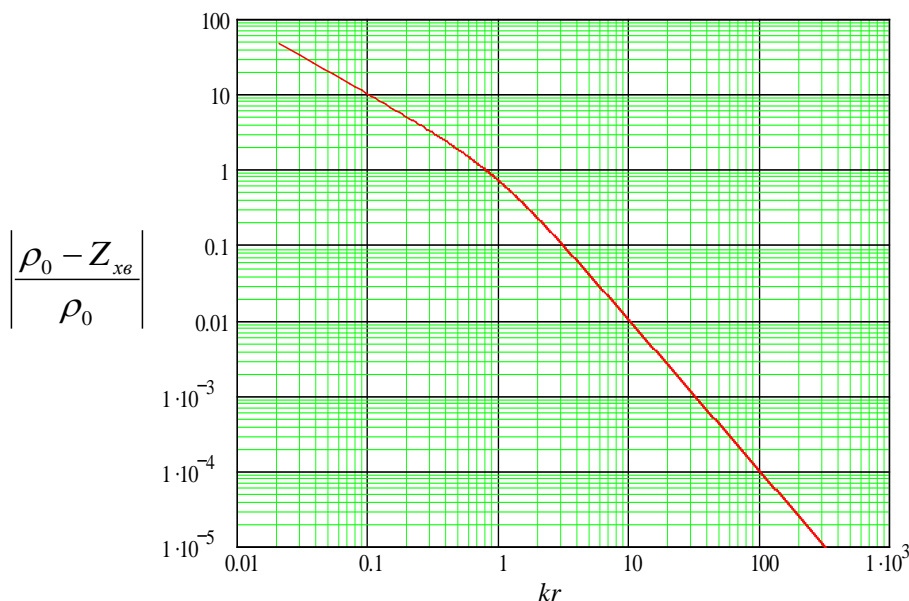


Рисунок 7 – Модуль відносної різниці хвильових опорів вільного простору і диполя Герца як функція kr

Обгрунтовано вибрати границю дальньої зони за цією умовою складно. Можна запропонувати, наприклад, вибрати $kr > 10$ або $kr > 100$. Перша умова може вважатися недостатньою, а друга надто сильною. Напевно, підходящою умовою можна вважати умову $kr_0 > \sqrt{1000} = 31.62$. За цієї умови будемо мати

$$r_0 > 5\lambda.$$

Отже, границя дальньої зони за даної умови знаходиться при $r_0 > 5\lambda$.

Розглянемо також підхід, заснований на порівнянні рівнів доданків у формулі (3), пропорційних r^{-1} , r^{-2} і r^{-3} [1].

Задамо число ξ як співвідношення модулів доданків, пропорційних r^{-3} і r^{-2} , і модулів доданків, пропорційних r^{-1} і r^{-2} . Тобто запишемо

$$Er^{-3} = \xi Er^{-2}; Er^{-1} = \xi Er^{-2},$$

або, згідно з (3),

$$\frac{1}{(kr_0)^3} = \xi \frac{1}{(kr_0)^2}, \quad \frac{1}{kr_0} = \xi \frac{1}{(kr_0)^2},$$

де r_0 і r_0 – радіуси ближньої і дальньої зон.

Радіуси ближньої і дальньої зони при даному значенні ξ можна знайти з рис. 5, де в подвійному логарифмічному масштабі показані функції, пропорційні r^{-1} , r^{-2} і r^{-3} . Залежність радіусів ближньої і дальньої зони r_0 і r_0 від частоти (в МГц) для $\xi=3$ наведена на рис. 8. Вона дозволяє за заданою частотою знайти, до якої зони належить задана відстань від елементарного електричного випромінювача r – ближньої (під суцільною кривою), проміжної (між кривими) чи дальньої (над штриховою кривою). Залежність може бути корисною при проведенні вимірювань і їх інтерпретації. До речі, залежність радіуса дальньої зони від частоти, наведена в [1], невірна, вона, можливо, відповідає іншим, чим вказано, параметрам.

Взагалі, в зв'язку з сучасним рівнем потужності комп'ютерної техніки, поширеністю засобів обчислювальної техніки і однозначністю залежності радіусів зон від рівня полів вважаємо за недоцільне розбиття простору на зони. Їх раціонально використовувати тільки як поняття, що є загальноприйнятими в антенній техніці.

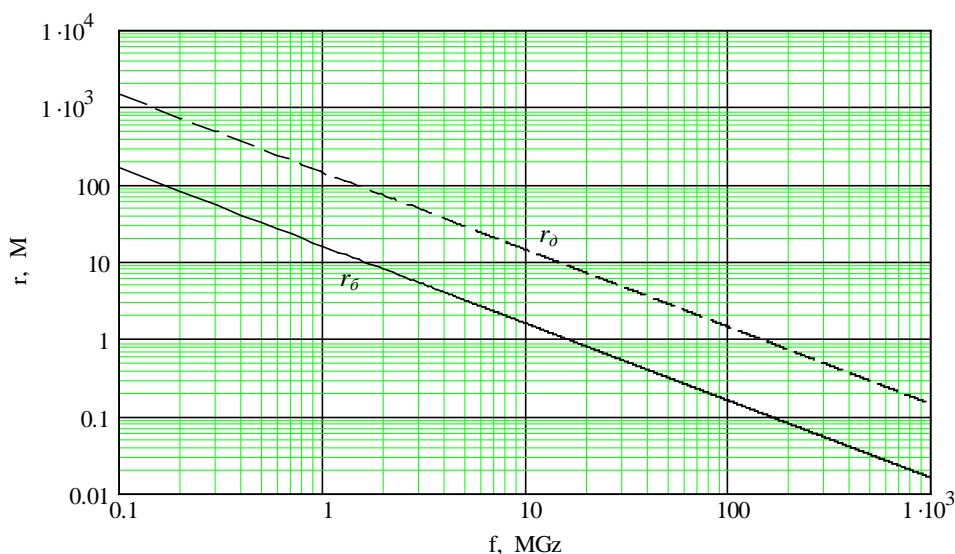


Рисунок 8 – Радіуси ближньої і дальньої зон як функції частоти

Х Висновки

В результаті проведених досліджень доведено, що:

1. за модель антени, еквіваленту випромінювачу ПЕМВ, доцільно взяти диполь Герца;
2. значення границь ближньої і дальньої зон і використання понять ближньої і дальньої зон підлягають обговоренню науковою спільнотою;
3. недоцільним є розбиття поля ЕМВ на ближню і дальню зони.

Література: 1. Вихлянец П. С., Петров В. В., Симонов М. В. Определение границ ближней и дальней зоны при измерениях ПЭМИ. Защита информации. Конфидент. Июль-октябрь 2002 (№ 4–5). С. 36–39. 2. Петров Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн. Учебник для вузов. – 2-е изд., испр.– М.: Горячая линия – Телеком. 2003.– 558 с. 3. Сканирующие антенные системы СВЧ/ Пер. с англ. под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чаплина. «Сов. Радио», М.: 1966, т. 1, 536 с. 4. Laybros S., Combes P. F., and Mamesta H. J. The “Very-Near-Field” Region of Equiphas Radiating Apertures. IEEE Antennas @ Propagation Magazine, V. 47, N 4, 2005, p. 50 – 66. 5. Основы теории цепей /Г. В. Зевеке, П. А. Ионкин, А. В. Нетушил, С. В. Страхов.–5-е изд., перераб.–М.: Энергоатомиздат, 1989.– 528 с. 6. Бессонов Л. А. Линейные электрические цепи. Изд. 2-е, М.: «Высш. Школа», 1974. 7. Карни Ш. Теория цепей. Анализ и синтез. Пер. с англ. Э. П. Горюнова, Е. А. Петрова, В. Г. Раутиана под ред. С. Е. Лондона. М., «Связь», 1973.– 368 с.