

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної
електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра прикладної електродинаміки

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

підпис ініціали, прізвище

“ ____ ” _____ 20__ року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ХВИЛЕВИХ ПРОЦЕСІВ
У БЛИЖНІЙ ЗОНІ НЕПЕРЕРВНИХ ЛІНІЙНИХ
ВИПРОМІНЮВАЧІВ**

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-67
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали,
освітньо-професійна програма «Радіофізика і електроніка»
Олександр ЗІНЧЕНКО

Керівник
доктор фіз.-мат. наук,
професор

Микола ГОРОБЕЦЬ

2022 рік

ЗМІСТ

ВСТУП	3
1 АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	4
1.1 Близня та дальня зони антен	4
1.2 Поля випромінювання антени.....	5
1.3 Електричний диполь Герца	7
1.4 Короткі дротові (вібраторні) антени	8
2 ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ ДИПОЛЯ ГЕРЦА	11
3 ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ РЕЗОНАНСНИХ ТА БЛИЗЬКИХ ДО РЕЗОНАНСНИХ ДРОТОВИХ АНТЕН.....	19
3.1 Характеристики електромагнітних полів в ближній зоні	19
коротких дротових антен.....	19
3.1.1 Постановка і рішення задачі	19
3.1.2 Аналіз результатів розрахунків	22
3.2 Ефекти ближньої зони резонансних дротових антен	30
3.2.1 Постановка і вирішення задачі	30
3.2.2 Аналіз результатів розрахунків	32
ВИСНОВКИ.....	42
ЛІТЕРАТУРА	43

ВСТУП

На даний момент ближня зона антен не є достатньо дослідженою, більшість науковою літератури про ближню зону була написана досить давно і проведенні дослідження не є досить точними. Більшість питань залишаються не вивченими, такі як характеристики електричних і магнітних полів та їх фазові співвідношення різних типів антен в ближній зоні. З появою швидких та точних електронно обчислюваних машин з'явилася можливість розрахунку характеристик антен з досить високою точністю.

Дослідження характеристик та ефектів в ближній зоні є досить актуальним. Цікавість до полів в ближній зоні антен виріс в зв'язку з необхідністю знання напруженості поля безпосередньо поблизу антен які використовуються в мобільних телефонах, системах стільникового зв'язку, маршрутизаторах та інших побутових сучасних пристроях.

Метою проведення роботи є дослідження полів у ближній зоні диполя Герца, визначення граничної довжини дротової антени, при якій в розрахунках можна використовувати теорію диполя Герца, визначення границі дальньої зони випромінювання дротових антен кінцевої довжини, а також дослідження фазових співвідношень в ближній зоні вібраторних антен, довжина яких близька до резонансної.

1 АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Близня та дальня зони антен

До зовнішніх параметрів антени відносяться такі характеристики: амплітудна діаграма спрямованості, фазова діаграма спрямованості, енергетичні і поляризаційні характеристики, в загальному випадку коефіцієнти підсилення, спрямованої дії, розсіювання.

Вимірювання зовнішніх параметрів можна проводити в дальній і ближній зонах випромінювання.

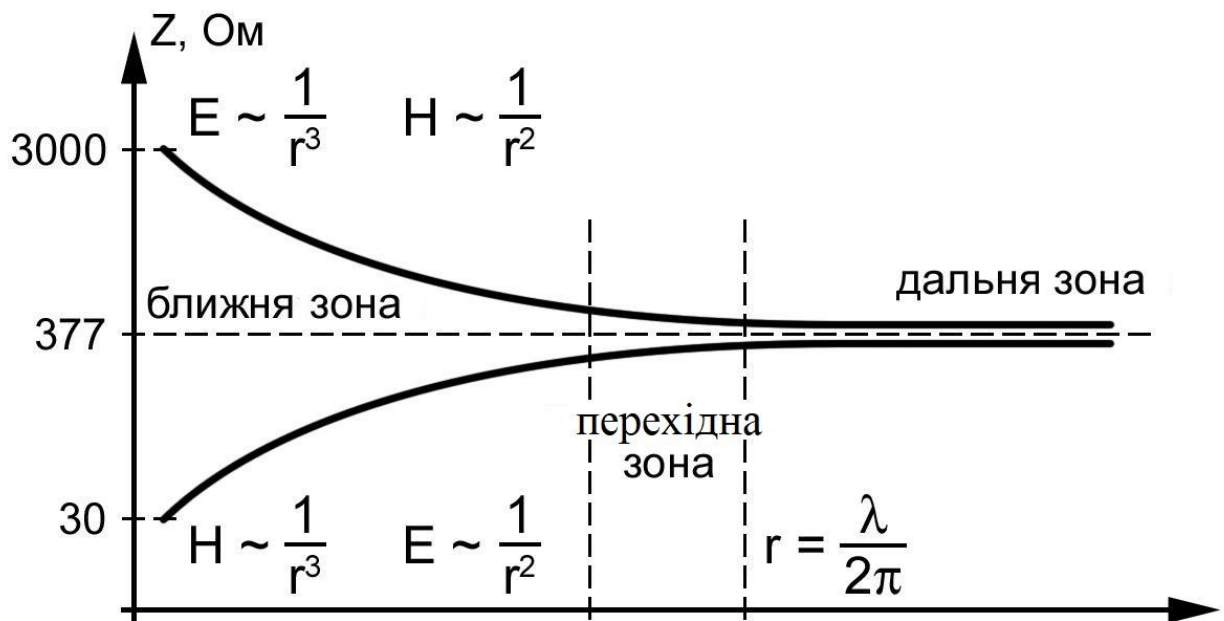


Рисунок 1.1 – Зони антен

Дальньою зоною називають область простору, в якій виконуються наступні умови:

- амплітуда векторів полів, випромінюємих елементами антени, зменшуються зворотно пропорційно першій степені відстані;
- при розрахунку амплітуд векторів цих полів відстань від кожного елемента антени до точки спостереження можна вважати однакою і рівною середній відстані;

- при обчисленні фаз векторів поля проміні, які сходяться з усіх елементів антени в точку спостереження, можна вважати паралельними.

Границею дальньої зони прийнято вважати відстань $R \geq \frac{2L^2}{\lambda}$.

Ближня зона – зона в якій ще не сформоване поле випромінювання та не встановлений баланс енергії електричного і магнітного полів.

Діаграма спрямованості в ближній зоні антени може бути відновлена по вимірюваному амплітудно – фазовому розподілу в апертурі з використанням перетворення Фур'є.

Через простоту схеми вимірювань, протягом багатьох років, для більшості антен використовується традиційний метод полігонних вимірювань в дальній зоні.

Але традиційні методи мають ряд недоліків, головним з яких є відображення хвиль від землі та навколишніх предметів.

Через це традиційні методи мають ряд недоліків та обмежень, які не дозволяють в повній мірі задовільнити сучасні вимоги антенних вимірювань. В загальному випадку точності вимірювань динамічного діапазону вимірюваних рівнів бічного випромінювання.

В значній мірі вільні від недоліків вимірювання параметрів антен в дальній зоні є методи вимірювання в ближній зоні.

Вимірюючи параметри антен в ближній зоні можна визначати параметри з досить високою точністю як і при традиційних методах, але при цьому можна проводити виміри використовуючи тільки невелику територію чи безлунну камеру.

1.2 Поля випромінювання антени

Розподіл поля на поверхні, яка охоплює антену, задається поверхневими струмами $\vec{j}_n^e$ та $\vec{j}_n^m$, які розповсюджені на поверхні s задаються інтегралами

$$\vec{E}(M) = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \int_s (-i \omega \varepsilon [\vec{j}_n^m \nabla \psi] + (\vec{j}_n^e \nabla) \nabla \psi + k^2 \vec{j}_n^e \psi) ds; \quad (1.1)$$

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \int_s (i \omega \varepsilon [\vec{j}_n^e \nabla \psi] + (\vec{j}_n^m \nabla) \nabla \psi + k^2 \vec{j}_n^m \psi) ds; \quad (1.2)$$

В загальному випадку, поверхнею s може слугувати охоплююча антену поверхня, на якій заданий розподіл полів, які створюються цією антенною. Таким чином формули (1.1) і (1.2) є рішенням зовнішньої задачі теорії антен при заданому розподілі полів на поверхні, яка охоплює антену. Сторонні струми при цьому замінюються еквівалентними поверхневими струмами

$$\vec{j}_n^e = [\vec{n}^0 \vec{H}_s]; \quad \vec{j}_n^m = -[\vec{n}^0 \vec{E}_s]. \quad (1.3)$$

Формули (1.1) та (1.2) допускають розривний розподіл полів на поверхні s , яка оточує поверхню, тобто залишаються справедливими, якщо допустити що поля $\vec{E}$ та $\vec{H}$ дорівнюють нулю на всій зовнішній поверхні антени, виключаючи поверхню розкриву.

Також ці формули (1.1), (1.2) можна використовувати при розподілі струму в самій антені. Використовуючи можливість довільного вибору поверхні s , можна вважати, що вона співпадає з поверхнею антени. Тоді в випадку граничних умов на ідеально проводячій поверхні антени $[\vec{n}^0 \vec{E}] = 0$, тобто магнітний поверхневий струм відсутній через рівність нулю тангенційної складової електричного поля. Тангенційна складова магнітного поля подвоється, в результаті чого на поверхні антени буде текти поверхневий електричний струм $\vec{j}^e = 2[\vec{n}^0 \vec{H}]$, тоді формули (1.1) і (1.2) приймуть вигляд

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \int_s ((\vec{j}^e \nabla) \nabla \psi + k^2 \vec{j}^e \psi) ds; \quad (1.4)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int_s [\vec{J}^e \nabla \psi] ds; \quad (1.5)$$

1.3 Електричний диполь Герца

Електричний диполь Герца – це найпростіший елементарний випромінювач, який представляє собою ідеалізовану модель реальної антени у вигляді відрізка дроту довжиною l , яка є малою в порівнянні з робочою довжиною хвилі антени λ , на кінцях якого розміщені металеві шари з перемінними в часі зарядами q . Для нього виконується умова

$$l \ll \lambda, \vec{p} = q\vec{l} = q_m e^{i\omega t} \vec{l} = \vec{p}_m e^{i\omega t},$$

де λ – довжина хвилі в середовищі, $\vec{p}$ – дипольний момент, $\lambda = 2\pi/k$, k – хвильове число, $k = \omega\sqrt{\varepsilon_a\mu_a}$, $\varepsilon_a\mu_a$ – відносні діелектрична та магнітна проникність середовища.

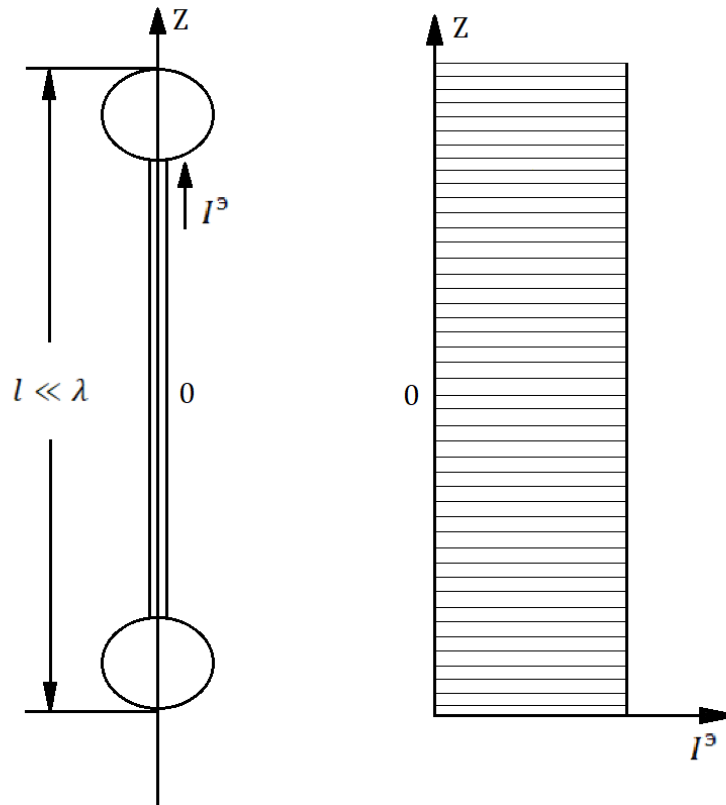


Рисунок 1.2 - Електричний диполь Герца

Розподіл електричного струму, через малість l , вздовж дроту приймається постійним і рівним I^0 . Такий розподіл струму може бути тільки при наявності зосереджених зарядів на кінцях диполя, тобто на сферах, як того потребує закон збереження енергії.

Формула для струму в диполі з живленням в центрі, який оточений нескінченно довгим поглинаючим середовищем має вигляд

$$I(z) = \frac{-i2\pi V}{Z_0 A \cos kl} (\sin k(l - |z|) + B(\cos kz - \cos kl) + D(\cos \frac{1}{2}kz - \cos \frac{1}{2}kl)) \quad (1.6)$$

де

$$A = \Psi_{dR}, \quad (1.7)$$

$$B = \frac{[\Psi_V(l)\Psi_{dD} - i\Psi_D(l)b_V]}{Q}, \quad (1.8)$$

$$D = -\frac{i\{b_V[\Psi_{dUR}\cos kl - \Psi_U(l)] + b_U\Psi_V(l)\}}{Q}, \quad (1.9)$$

$$Q = \Psi_{dD}[\Psi_{dUR}\cos kl - \Psi_U(l)] + i\Psi_D(l)b_U, \quad (1.10)$$

$$b_U = \frac{8}{3} \left(-\sin k l \cos \left(\frac{kl}{2} \right) + 2 \cos k l \sin \left(\frac{kl}{2} \right) \right), \quad (1.11)$$

$$b_V = \frac{8}{3} \left(\cos kl - \cos \left(\frac{kl}{2} \right) \right), \quad (1.12)$$

$$\Psi_{dD} = \Psi_{dDR} + i b_D, \quad b_D = \sin kl - kl. \quad (1.13)$$

1.4 Короткі дровові (вібраторні) антени

Симетричний вібратор – прямолінійний провідник, до якого в середині підключено джерело електрорушійної сили високої частоти або приймач.

Симетричний вібратор є одним з основних елементів будь-яких антенних приладів, які перетворюють енергію струмів з високою частотою в

радіохвилі. Диполь Герца є симетричним вібратором у якого амплітуда струму постійна вздовж провідника.

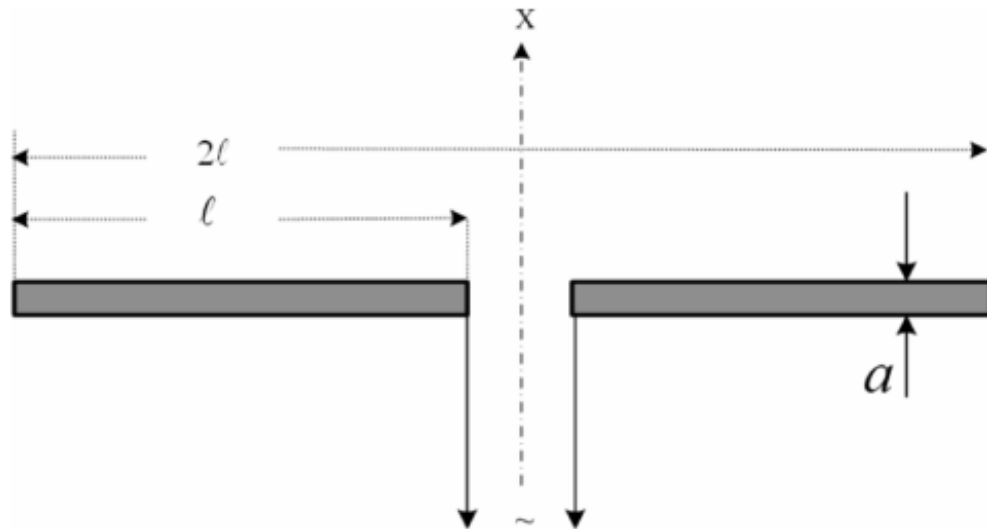


Рисунок 1.3 - Симетричний вібратор

Вібратор є лінійною системою однаково орієнтованих диполів Герца. Амплітудно-фазовий розподіл струму в цій системі дорівнює відношенню комплексних амплітуд струму в перерізі z та на клемі вібратора

$$\dot{A}(z) = \frac{\dot{I}(z)}{\dot{I}_A} = \frac{\text{sink}(l - |z|)}{\text{sink}l}, \quad (1.14)$$

$$\dot{I}(z) = I_{\Pi} \text{sink}(l - |z|), \quad (1.15)$$

де $\dot{I}$ – амплітуда струму в перерізі z , I_{Π} – амплітуда струму в пучності, l – довжина одного плеча вібратора.

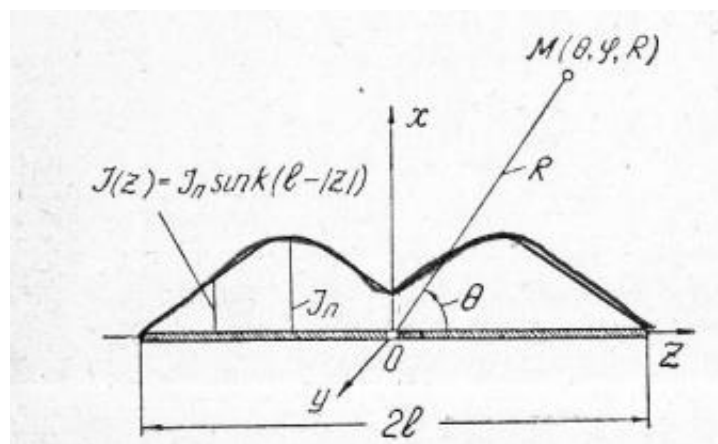


Рисунок 1.4 - Розподіл струму вздовж симетричного вібратора

Нормована діаграма спрямованості симетричного вібратора визначається функцією

$$F(\theta) = \frac{1}{F_m} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}, \quad (1.16)$$

де F_m – постійний множник, який нормує функцію до одиниці в напрямленні головного максимуму.

Вираз (1.16) не залежить від кута ϕ , отже, діаграма спрямованості є поверхнею обертання навколо повздовжньої осі вібратора, тобто діаграма спрямованості в екваторіальній площині є колом. В меридіональній площині вона залежить від параметра

$$kl = \pi \frac{2l}{\lambda}, \quad (2.5)$$

тобто від відносної довжини вібратора.

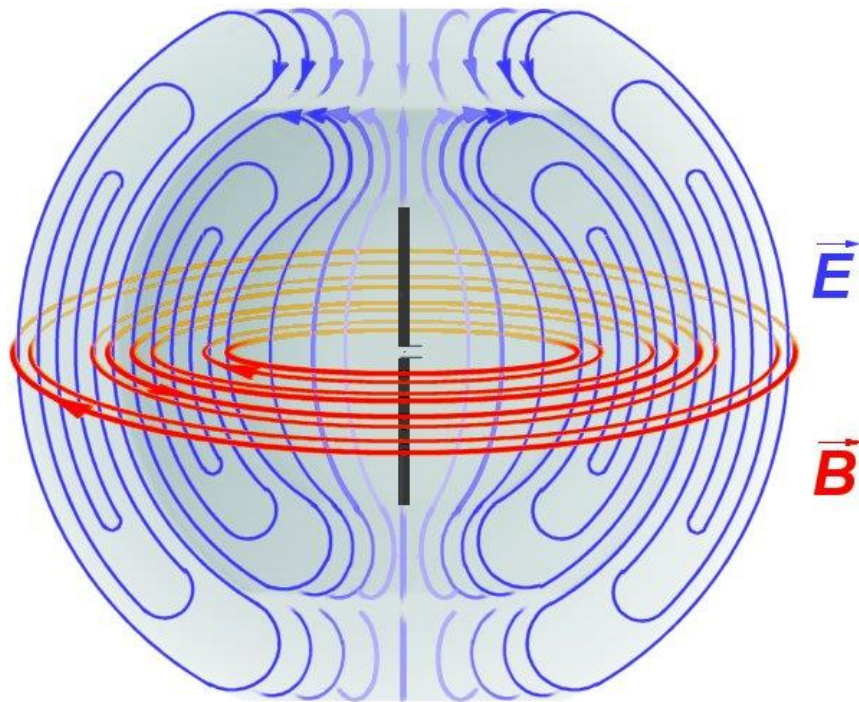


Рисунок 1.5 - Випромінювання вібратора

Задаючи різними значеннями параметра $\frac{2l}{\lambda}$, можна графічно зобразити діаграму спрямованості з різними довжинами вібратора.

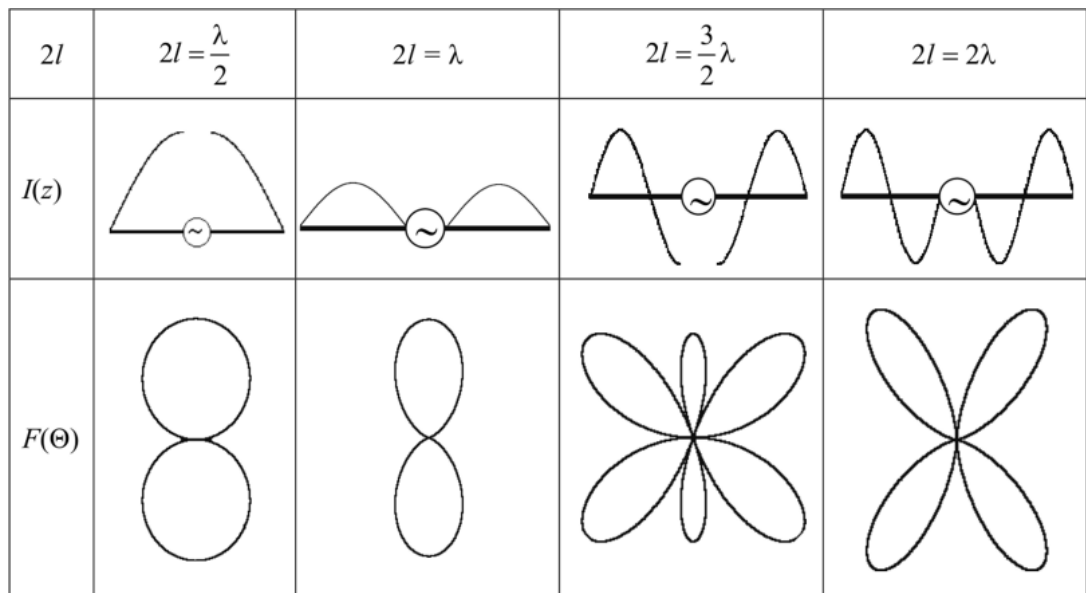


Рисунок 1.6 - Діаграми направленості вібраторів різної довжини

2 ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ ДИПОЛЯ ГЕРЦА

При вимірах напруженості магнітного й електричного полів поблизу джерел електромагнітних полів, поблизу діелектричних і металевих структур, що розсіюють електромагнітне поле безпосередньо в прийомних елементах радіоелектронних систем і в інших аналогічних випадках, тобто коли точно визначити поляризаційні, амплітудні і фазові характеристики електромагнітного поля розрахунковим шляхом неможливо, у якості датчиків магнітного поля зазвичай використовуються рамки, а в якості датчиків електричного поля - короткі дотові антени. Розміри датчиків поля відіграють важливе значення: з одного боку, вони повинні бути настільки малими, щоб спотворення електромагнітних полів за рахунок внесення їх у точку спостереження були в припустимих досить малих межах, з іншого боку, їх розміри мають бути достатніми для забезпечення надійного приймання й виміру необхідних характеристик полів при обмеженій чутливості вимірювальних приймачів і наявності завад. На практиці перше міркування є вирішальним, тому звичайно довжина вібратора й діаметр

рамки в багато разів менші довжини хвилі, що відповідає теоретичній моделі елементарних випромінювачів, називаних відповідно електричним і магнітним диполями Герца.

Незважаючи на детальні добре відомі теоретичні дослідження елементарних випромінювачів, аналіз фізичних закономірностей хвильових процесів у їхній ближній зоні недостатньо повний, а самі критерії дальньої зони недостатньо обґрунтовані й відрізняються один від одного в різних авторів.

Розглянемо класичний розв'язок задачі про випромінювання електричного диполя Герца довжиною l , збуджуваного струмом I^3 , що змінюються за гармонійним законом $e^{i\omega t}$:

$$\dot{H}_\varphi = \frac{I^3 l}{4\pi} \left(\frac{ik}{R} + \frac{1}{R^2} \right) \sin\theta e^{-ikR}; \quad (2.1)$$

$$\dot{E}_R = \frac{k}{\omega\epsilon} \frac{I^3 l}{4\pi} \left(\frac{ik}{R} + \frac{1}{R} - \frac{i}{kR^3} \right) \sin\theta e^{-ikR}; \quad (2.2)$$

$$\dot{E}_R = \frac{k}{\omega\epsilon} \frac{I^3 l}{2\pi} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{i}{kR^3} \right) \cos\theta e^{-ikR}; \quad (2.3)$$

$$\text{де } k = \frac{\omega}{v_\Phi} = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Після нескладних перетворень одержимо вирази для компонентів електромагнітного поля залежно від відстані, віднесеної до довжини хвилі λ , у вигляді:

$$\dot{H}_\varphi = \frac{I^3 l}{\lambda^2} \left(\frac{\sqrt{4\pi^2 \frac{R^2}{\lambda^2} + 1}}{4\pi \frac{R^2}{\lambda^2}} \sin\theta e^{-i2\pi \frac{c}{v_\Phi} \frac{R}{\lambda}} \right); \quad (2.4)$$

$$\dot{E}_\theta = \frac{I^3 l Z_0}{\lambda^2} \sqrt{\frac{16\pi^4 \frac{R^4}{\lambda^4 - 4\pi^2 \frac{R^2}{\lambda^2} + 1}}{8\pi \frac{R^3}{\lambda^3}}} \sin\theta e^{-i2\pi \frac{c}{v_\Phi} \frac{R}{\lambda}}; \quad (2.5)$$

$$\dot{E}_R = \frac{I^3 l Z_0}{\lambda^2} \frac{\sqrt{4\pi^2 \frac{R^2}{\lambda^2} + 1}}{4\pi^2 \frac{R^3}{\lambda^3}} \cos\theta e^{-i2\pi \frac{c}{V_\phi^{E_R}} \frac{R}{\lambda}}; \quad (2.6)$$

Тут c - швидкість світла у вакуумі, $Z_0 = 120\pi$ Ом – хвильовий опір вільного простору;

$$\frac{c}{V_\phi^{H_\varphi}} = 1 - \frac{1}{2\pi \frac{R}{\lambda}} \arctg 2\pi \frac{R}{\lambda}; \quad (2.7)$$

$$\frac{c}{V_\phi^{E_\theta}} = 1 - \frac{1}{2\pi \frac{R}{\lambda}} \arctg \left(2\pi \frac{R}{\lambda - \frac{1}{2\pi \frac{R}{\lambda}}} \right); \quad (2.8)$$

$$\frac{c}{V_\phi^{E_R}} = 1 + \frac{1}{2\pi \frac{R}{\lambda}} \arctg \frac{1}{2\pi \frac{R}{\lambda}}. \quad (2.9)$$

Розглянемо закономірності зміни амплітуд компонент випромінювання диполя Герца залежно від відстані до точки спостереження. З (2.4) - (2.6) видно, що можна виділити деякі множники, що нормують амплітуди компонент поля

$$E_{\theta 0} = E_{R0} = \frac{I^3 l Z_0}{\lambda^2}; \quad H_{\varphi 0} = \frac{I^3 l}{\lambda^2}, \quad (2.10)$$

обумовлені змінюваними параметрами - амплітудою струму, довжиною диполя й довжиною хвилі. Тоді нормовані до цих значення компонентів електромагнітного поля випромінювання диполя Герца будуть описувати універсальні функціональні залежності їх від відстані, віднесеної до робочої довжини хвилі, і від кута θ :

$$\frac{|\dot{H}_\varphi|}{H_{\varphi 0}} = \frac{\sqrt{4\pi^2 \frac{R^2}{\lambda^2} + 1}}{4\pi \frac{R^2}{\lambda^2}} \sin\theta; \quad (2.11)$$

$$\frac{|\dot{E}_\theta|}{E_{\theta 0}} = \frac{\sqrt{16\pi^4 \frac{R^4}{\lambda^4 - 4\pi^2 \frac{R^2}{\lambda^2} + 1}}}{8\pi \frac{R^3}{\lambda^3}} \sin\theta; \quad (2.12)$$

$$\frac{|\dot{E}_R|}{E_{R0}} = \frac{\sqrt{4\pi^2 \frac{R^2}{\lambda^2} + 1}}{4\pi^2 \frac{R^3}{\lambda^3}} \cos\theta. \quad (2.13)$$

Ці залежності досить прості, так що немає необхідності виділяти в явному виді складові, що складаються, пропорційні оберненням першому, другому й третьому ступеню відстані, що звичайно робиться в класичній теорії диполя Герца. Дійсно, хвильовий процес уздовж будь-якого напрямку поширення електромагнітного поля має безперервний характер, і зв'язувати поняття ближньої зони із законом убутання амплітуди поля у вигляді $\frac{I}{R^3}$, у проміжній $\frac{I}{R^2}$ і дальній $\frac{I}{R}$ є не виправданим у зв'язку з відсутністю кількісних критеріїв визначення границь цих зон виходячи з точності відповідного опису поля.

На рисунку 2.1 наведені відносні амплітуди поперечних компонент електричного й магнітного полів у напрямку, перпендикулярному диполу, тобто при $\theta = 90^\circ$, залежно від відстані R , віднесеної до довжини хвилі. (Поздовжня компонента електричного поля при $\theta = 90^\circ$ дорівнює нулю). Ці графіки відображають уніфіковані функціональні залежності відносних амплітуд компонент електромагнітного поля у всіх зонах спостереження - ближній, проміжній й дальній й дозволяють судити про швидкість убутання амплітуд полів при збільшенні відстані до точки спостереження. Тут же наведена залежність від відстані відношення $\frac{|\dot{E}_\theta|}{|\dot{H}_\varphi|}$, нормованого до хвильового опору вільного простору Z_0 .

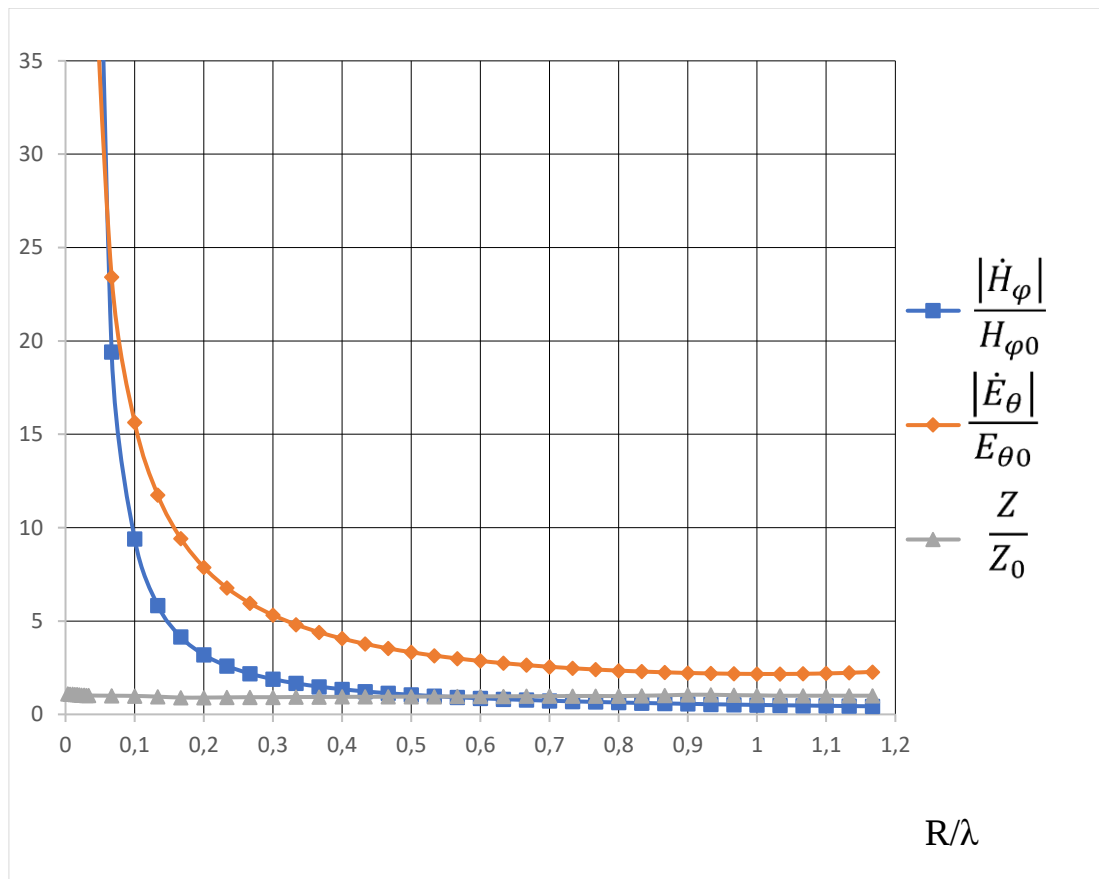


Рисунок 2.1 - Амплітуди компонент електричного і магнітного поля

Видно, що зв'язок між амплітудами електричного й магнітного полів поблизу диполя Герца має складний характер: $Z > Z_0$ при $\frac{R}{\lambda} < 0.101$; $Z < Z_0$ при $0.101 < \frac{R}{\lambda} < 0.8$ й $Z \approx Z_0$ при $\frac{R}{\lambda} > 0.8$.

Для практики важливо визначити мінімальну відстань від диполя, починаючи з якої амплітуди полів убують за законом зворотного першого ступеня відстані, характерного для дальньої зони. На рисунку 2.2 наведені залежності від відстані логарифмів відносних амплітуд E и H компонентів електромагнітного поля і функція $2\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{-1}$. Видно, що амплітуди обох компонентів поля убують пропорційно першому ступеня відстані при $\frac{R}{\lambda} > 0.5$.

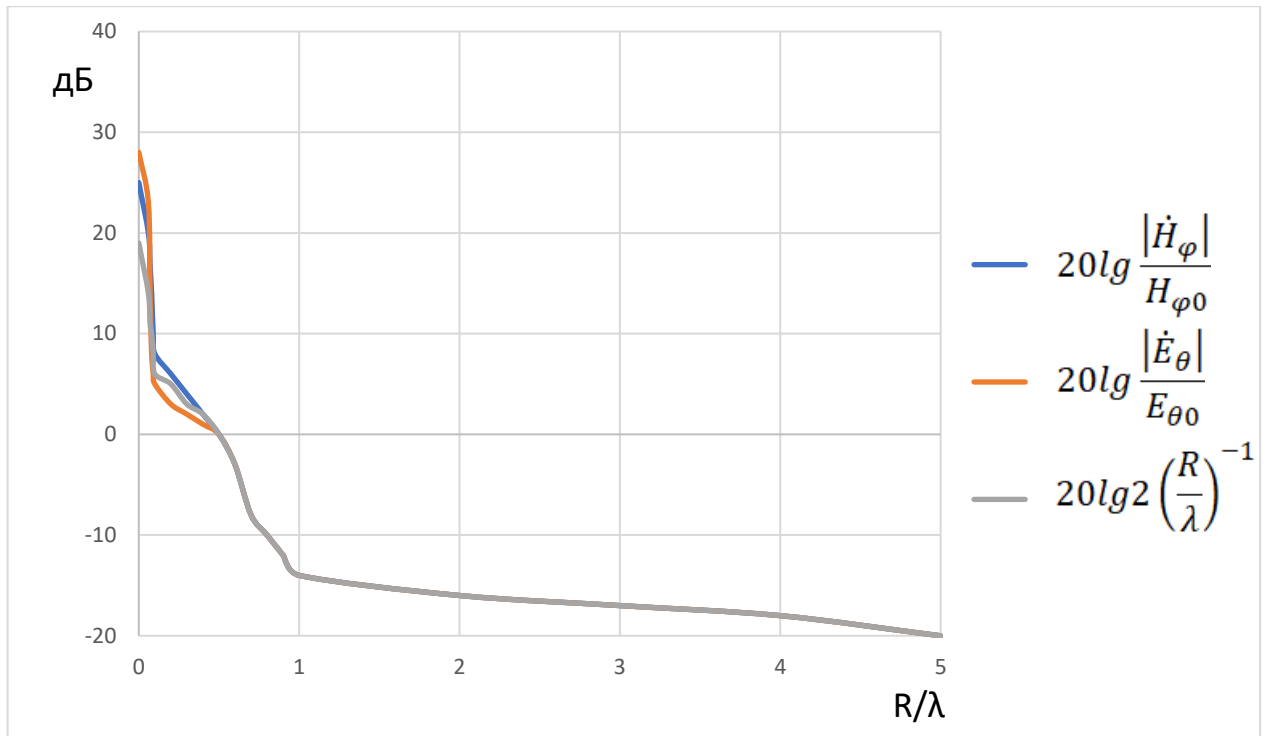


Рисунок 2.2 - Залежність відносних амплітуд від відстані

Розглянемо далі фазові співвідношення між компонентами електромагнітного поля на кінцевій відстані від диполя. З теорії диполя Герца добре відомо, що в ближній зоні диполя електрична й магнітна компоненти поля зміщені по фазі на мінус 90° . У дальній же зоні ці компоненти синфазні. Зі співвідношень (2.4) - (2.9) легко визначити відстані, при яких відбуваються відповідні зміни різниці фаз. З рисунку 2.3, на якому наведена відповідна залежність, видно, що різниця фаз компонент E_θ і H_φ не залежить від довжини випромінювача й відрізняється від -90° менше, чим на один градус, при відстанях $\frac{R}{\lambda} < 0.04$, і відрізняється від нуля також менше, чим на один градус, при $\frac{R}{\lambda} \geq 0.62$. І з цих міркувань можна прийняти границею ближньої зони відстані $R \leq 0.04$ довжини хвилі, а границею дальньої зони $R \geq 0.62$ довжини хвилі.

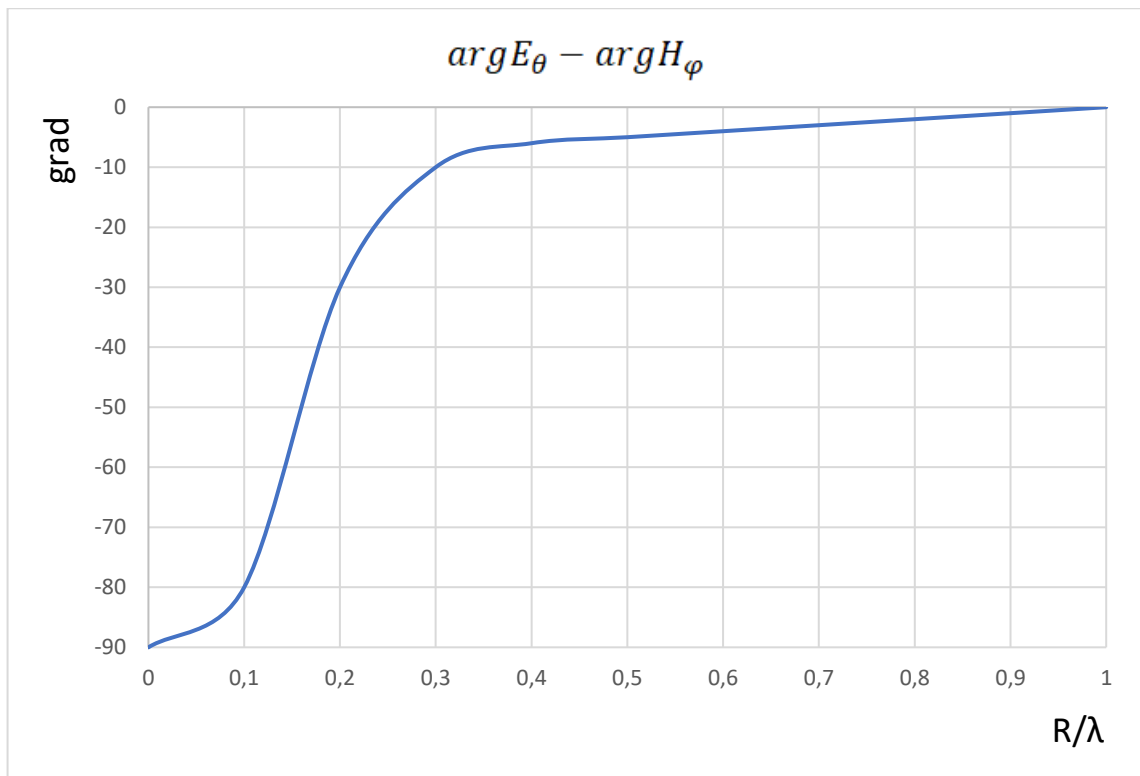


Рисунок 2.3 - Різниця фаз компонент поля

Відзначені фізичні закономірності зміни різниці фаз поперечних компонентів електричного й магнітного полів залежно від відстані до точки спостереження можна легко пояснити з аналізу зміни фазових швидкостей цих компонентів у просторі. З (2.7) - (2.8) видно, що фазові швидкості компонентів електромагнітного поля не залежать від довжини диполя, амплітуди збуджуючого його струму й довжини робочої хвилі. Рівняння (2.7) - (2.9) задовольняють принципу електродинамічної подоби, тобто значення фазових швидкостей компонентів у точці спостереження визначаються тільки її відстанню від диполя, віднесеною до довжини хвилі. Видне також, що фазова швидкість електричної компоненти поля $V_\phi^{E_\theta}$ може бути в залежності від відстані й більшою, і меншою швидкості світла, магнітної компоненти $V_\phi^{H_\phi}$ — більшою швидкості світла.

На рисунку 2.4 наведені відносні значення фазових швидкостей компонент електромагнітного поля в залежності від відстані в межах від 0.05 до 5 довжин хвиль.

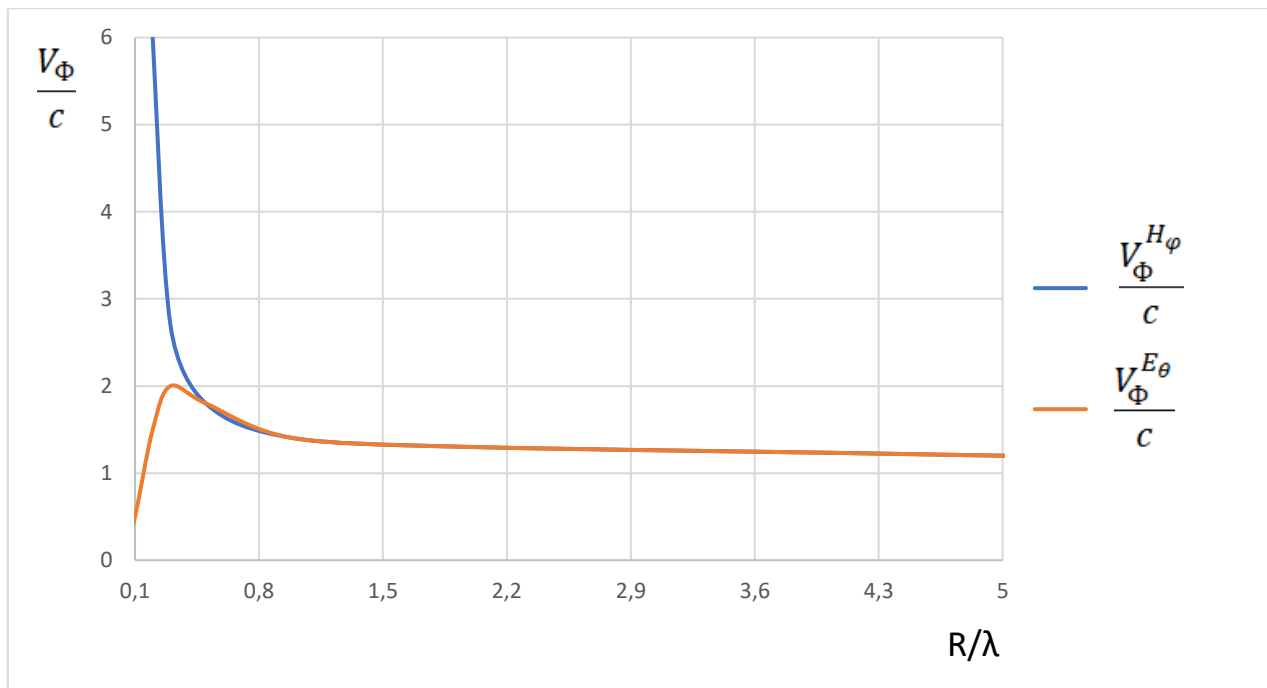


Рисунок 2.4 - Фазові швидкості електромагнітного поля

Видно, що фазові швидкості обох компонентів практично не відрізняються від швидкості світла при $\frac{R}{\lambda} > 5$. При зменшенні відстані від точки спостереження до диполя до 0.3λ фазові швидкості й електричної, і магнітної компонент поля більше швидкості світла, причому тим більше, чим менша відстань. При $\frac{R}{\lambda} < 0.3$ фазова швидкість магнітної компоненти збільшується, електричної - зменшується. При $\frac{R}{\lambda} < 0.15$ фазова швидкість поперечного електричної компоненти поля дорівнює швидкості світла, а при менших відстанях вона менше швидкості світла. Вивчені фізичні закономірності відповідно до принципу перестановочної подвійності рівнянь Максвелла слушні й для магнітного диполя Герца при відповідній заміні компонентів електромагнітного поля.

3 ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ РЕЗОНАНСНИХ ТА БЛИЗЬКИХ ДО РЕЗОНАНСНИХ ДРОТОВИХ АНТЕН

3.1 Характеристики електромагнітних полів в ближній зоні коротких дровових антен

Розрахунок поляризаційних, амплітудних та фазових характеристик електромагнітних полів в ближній зоні має значні обчислювальні і математичні складнощі. Обчислювальні складнощі мають місце через те, що розрахунок електромагнітних полів поблизу антени пов'язаний з розрахунком визначених інтегралів від швидко осцилюючих функцій, що є досить складним через вимоги забезпечення високої точності розрахунків. Математичні складнощі виникають через те, що вирази для полів в ближній зоні антени мають складний вигляд в залежності від відстані та кутових координат точки спостереження і не описуються в явному вигляді навіть в простих випадках.

Рішення задач випромінювання в ближній зоні антен різних типів важливе для підвищеної точності розрахунків розподілення щільності потоку потужності в робочій області мікрохвильових технологічних приладів, врахування ефектів взаємного впливу в антенних решітках, підвищеної точності розрахунку напрямлених і поляризаційних характеристик дзеркальних антен. Розрахунок полів на відстанях, набагато менших ніж довжина хвилі, особливо важливі в діапазонах довгих і наддовгих хвиль.

3.1.1 Постановка і рішення задачі

Теорія диполя Герца, яка приводить до простих аналітичних виразів та ясного фізичного трактування результатів розрахунків амплітудних та фазових характеристик полів, є асимптотично суворою при $2l/\lambda \rightarrow 0$. Для розрахунку полів випромінювання дрової антени кінцевої довжини на скінченній відстані від неї скористаємося відомими співвідношеннями [2]:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi i \omega} \int_{-1}^1 ((\vec{j}^e \nabla) \nabla \psi + k^2 \vec{j}^e \psi) dz, \quad (3.1)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 [\vec{j}^e \nabla \psi] dz, \quad (3.2)$$

$$\psi = \frac{e^{-ikr}}{r}; \quad r = \sqrt{R^2 + z^2 - 2Rz \cos \theta}, \quad (3.3)$$

де $2l$ – довжина антени, $k = 2\pi/\lambda$, z – поточна координата вздовж осі антени, R – відстань до точки спостереження від початку сферичної системи координат, суміщеною з серединою антени, $\vec{j}^e$ – щільність поверхневого струму, який збуджує антену.

Провівши обчислення в (3.1) та (3.2) з урахуванням (3.3) і ввівши амплітудно - фазовий розподіл струму вздовж вібратора $A(z)$, отримаємо вираз для ортогональних компонент векторів напруженості електричного й магнітного полів дротової антени кінцевої довжини на довільній відстані від неї:

$$\dot{E}_R = \frac{kR}{4\pi\omega} \int_{-l}^l \dot{A}(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(\frac{2r \cos \theta}{R} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) - \frac{i}{r} z (\sin \theta)^2 \left(kr + \frac{3}{i} - \frac{3}{kr} \right) \right) dz; \quad (3.4)$$

$$\dot{E}_\theta = \frac{kR \sin \theta}{4\pi\omega} \int_{-l}^l \dot{A}(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(\frac{2r}{R} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) - \frac{i}{r} (R - z \cos \theta) \left(kr + \frac{3}{i} - \frac{3}{kr} \right) \right) dz; \quad (3.5)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{ikR \sin \theta}{4\pi} \int_{-l}^l \dot{A}(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) dz, \quad (3.6)$$

Розподіл амплітуд струму вздовж симетрично тонкого вібратора приблизно підпорядковується синусоїдальному закону

$$A(z) = \frac{\sin k(1 - |z|)}{\sin kl}. \quad (3.7)$$

Щоб отримати більш точне представлення про структуру поля в ближній зоні, використовуючи вирази (3.4) – (3.6), необхідно скористатися точним виразом для струму, збудженого вібратором.

Точний розподіл струму можна отримати із вирішення інтегрального рівняння Поклінгтона або Халлена. Для рівняння Халлена відносно струму існує аналітичне рішення, отримане Кінгом [5]. Скористаємося цим рішенням використовуючи його до антени в повітрі при умові $kl \leq 5\pi/4$, $(ka)^2 \ll 1$:

$$I(z) = \frac{-i2\pi V}{Z_0 A \cos kl} (\sin k(l - |z|) + B(\cos kz - \cos kl) + D(\cos \frac{1}{2}kz - \cos \frac{1}{2}kl)) \quad (3.8)$$

В цій формулі $A = A(a, l)$, $B = B(a, l)$, $D = D(a, l)$ – комплексні константи, які залежать від радіусу дротової антени – a та довжини її плеча – l , інші величини також є постійними. Ці константи легко визначаються численним інтегруванням за допомогою електронно обчислювальних машин по формулам, приведеним в [5], або виражаються через табульовані вирази для інтегрального косинуса і синуса.

На рисунку 3.1 для прикладу показані розрахунки нормованого до одиниці амплітудного розподілу струму вздовж вібратора довжиною $2l$: по наближеній формулі (3.7) – суцільна лінія на рисунку 3.1, по формулі Кінга (3.8) – штрихована лінія (в розрахунках за формулою Кінга радіус вібратора $a = 0.002\lambda$).

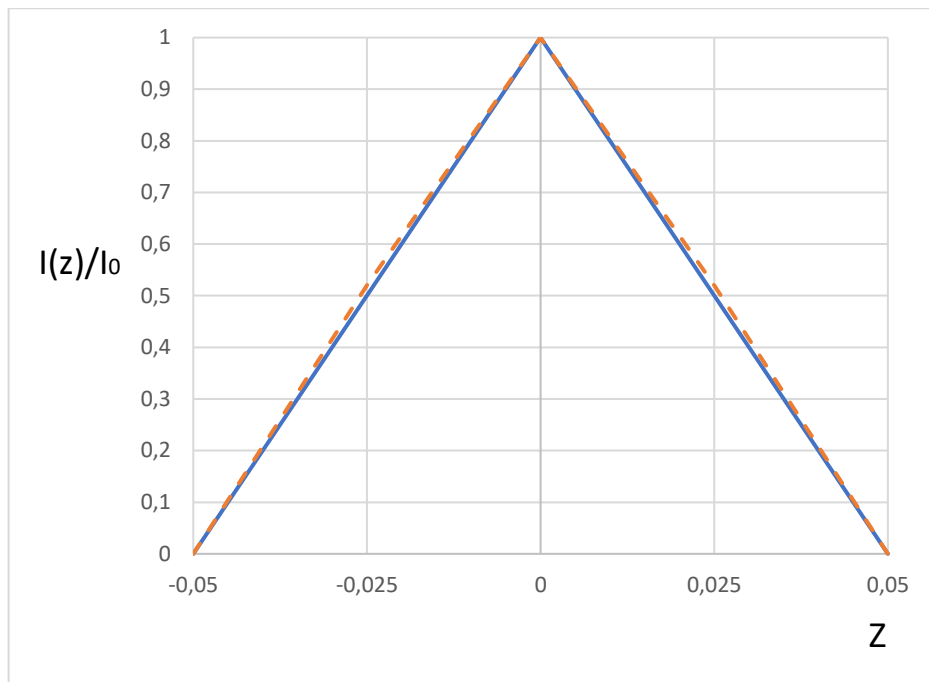


Рисунок 3.1 - Розподіл струму в вібраторі довжиною $2l = 0.1\lambda$

Видно, що розподіл струму в короткій вібраторній антені має трикутний характер і практично однаковий як по точній, так і по наближеній траєкторії. Розрахунки також показали, що при зменшенні довжини вібратора відмінність струмів, розрахованих згідно (3.4) та (3.5), зменшується. Таким чином, для аналізу амплітудних і фазових характеристик полів в ближній зоні коротких дровових антен достатньо використовувати наближену формулу (3.7) для амплітудного розподілу струму вздовж антени.

3.1.2 Аналіз результатів розрахунків

Для вирішення поставленого завдання визначення меж застосовності теорії диполя Герца до дровових антен кінцевої довжини дослідимо закономірності зміни амплітуд векторів напруженості електричного і магнітного полів та потужності поля при зміні відстані до точки спостереження вздовж променя в площині спостереження, перпендикулярній антені, тобто в напрямку головного максимуму.

В [6] показано, що при зменшенні відстані від диполя Герца до точки спостереження при $R < 0.5\lambda$ амплітуди полів E та H ростуть швидше ніж $1/R$.

В [1] же показано, що в разі антен достатніх електричних розмірів характер цієї функціональної залежності інший – поля збільшуються повільніше $1/R$. З цього видно, що довжина дротової антени впливає на характер функціональної залежності амплітуд компонент та потужності електромагнітного поля від відстані антеною та точкою спостереження.

Результат розрахунків залежності амплітуд векторів напруженості електричного і магнітного полів та потужності від відстані до точки спостереження в границі від 0.01 до однієї довжини хвилі для диполя Герца та симетричних тонких дротових вібраторів від 0.02 до 0.3 довжини хвилі представлені на рисунках 3.2 – 3.4. Тут також наведена приведена крива $20\lg C/R$, розрахована з нормуванням до значення амплітуд E і H полів та потужності до їх значення в точці $R = \lambda$. Довжини вібраторів в розрахунках змінювались від 0.02 до 0.3 довжин хвилі. Амплітуди полів в розрахунках для диполя Герца нормувалися до множників:

$$E_{\theta 0} = \frac{I_0 Z_0 L}{\lambda^2}, \quad (3.9)$$

$$H_{\varphi 0} = \frac{I_0 L}{\lambda^2}, \quad (3.10)$$

а потужність – до множника

$$P_0 = \frac{I_0^2 Z_0 L^2}{\lambda^4}, \quad (3.11)$$

де I_0 - амплітуда струму на клеммах вібратора, L – його довжина, Z_0 – хвильовий опір вільного простору. В розрахунках для вібраторів кінцевої довжини амплітуди та потужності поля прономовані так, щоб їх величини збіглися зі значенням для диполя Герца в точці спостереження $R/\lambda = 1$.

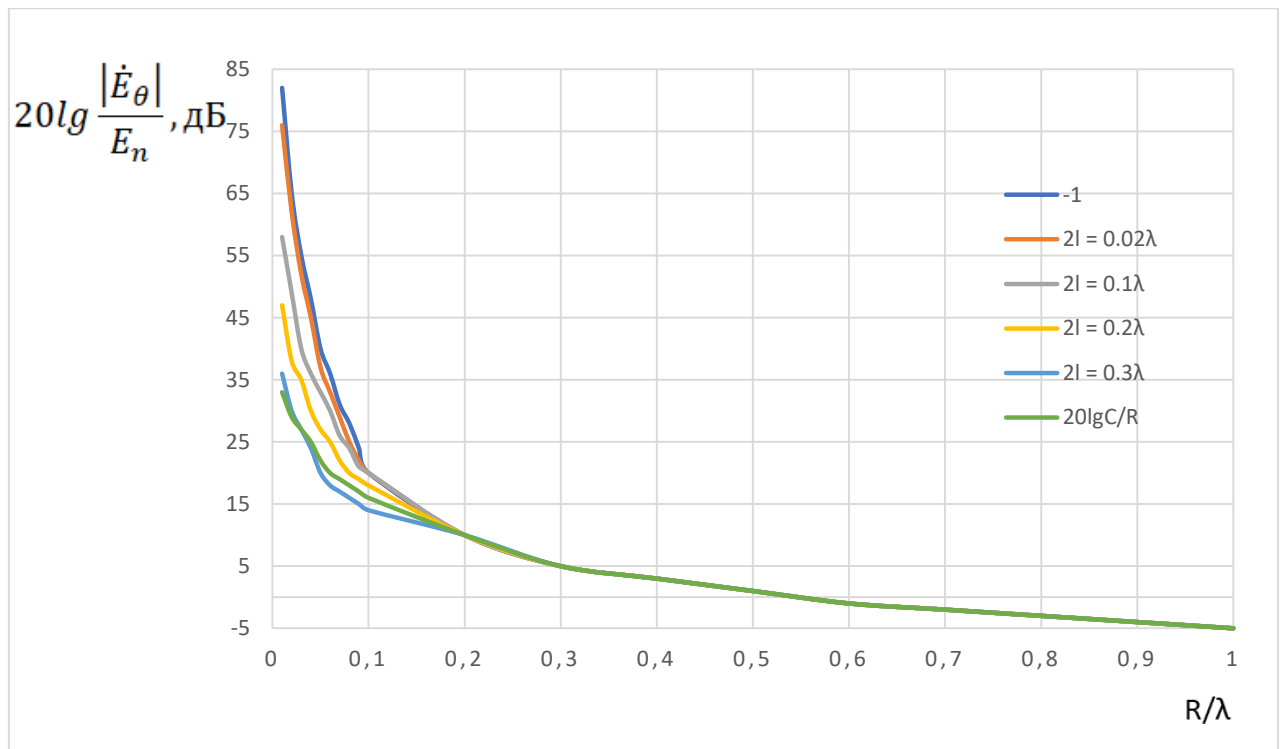


Рис.3.2 - Залежність амплітуд електричного поля від відстані між антеною та точкою спостереження

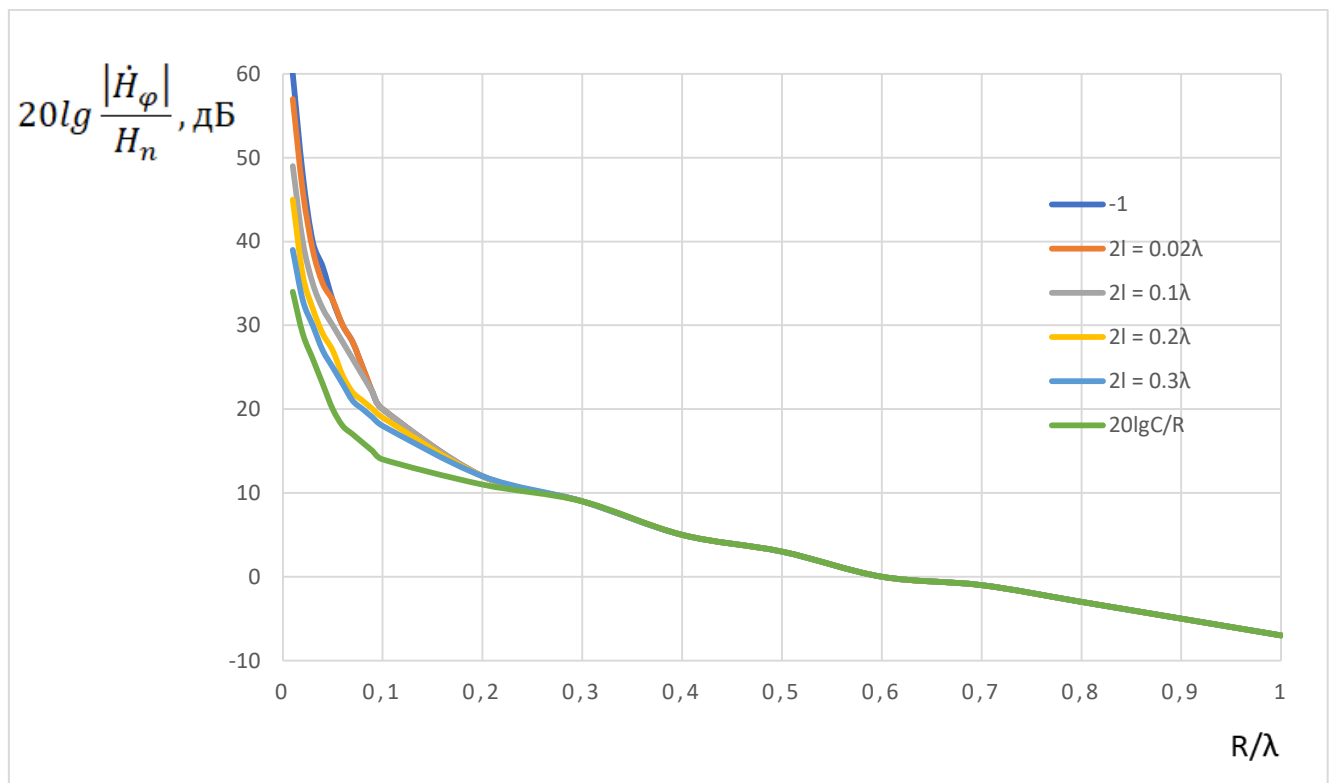


Рис.3.3 - Залежність амплітуд магнітного поля від відстані між антеною та точкою спостереження

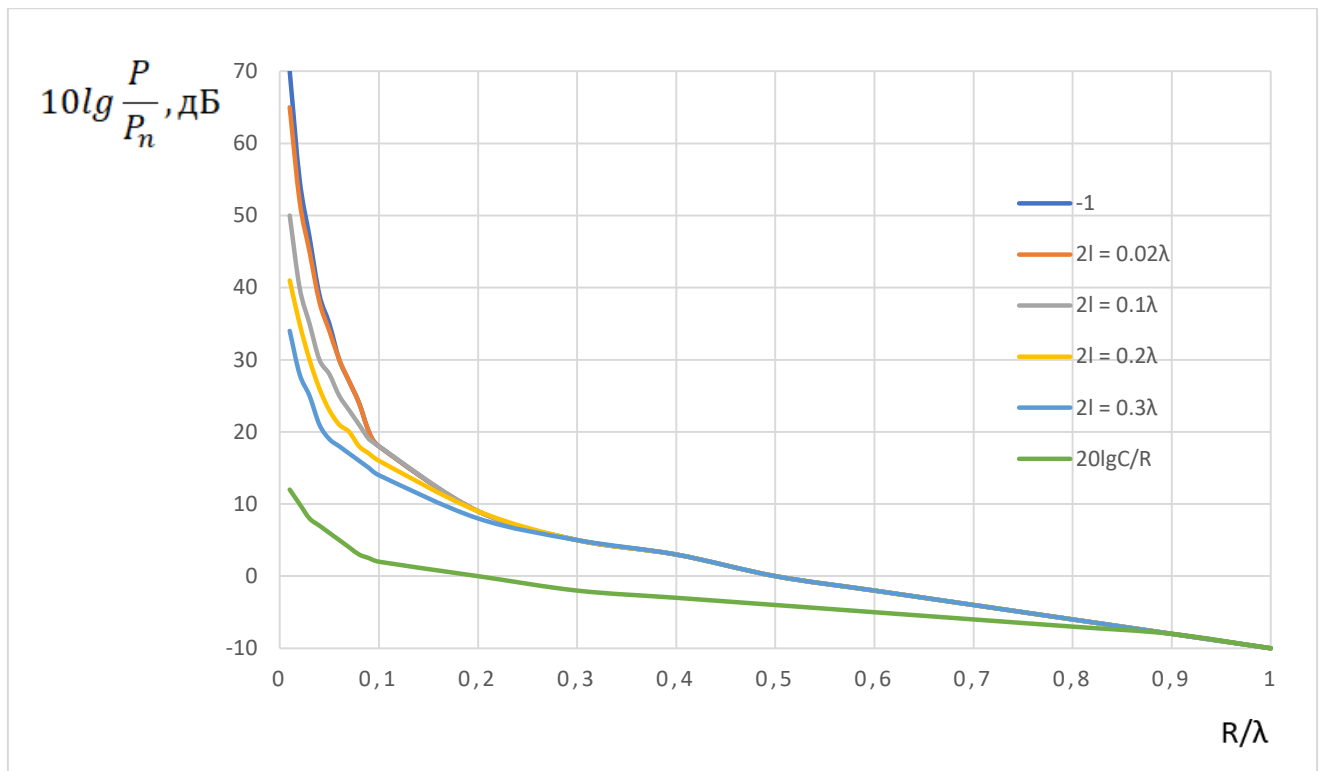


Рис.3.4 - Залежність потужності випромінювання від відстані між антеною та точкою спостереження

Із аналізу результатів розрахунків виходить, що функціональна залежність амплітуд та потужності поля диполя Герца від відстані, характерна для дальньої зони, тобто в вигляді $1/R$ і $1/R^2$ відповідно має місце для відстаней, більших 0.3 довжини хвилі. Цей висновок справедливий і для дротових антен кінцевої довжини. Із порівняння розрахункових залежностей для диполя Герца та вібраторів різної довжини видно, що при довжинах вібратора, менших 0.02 довжини хвилі, при $R/\lambda > 0.05$ залежність характеристик полів від відстані майже однакові. При зменшенні відстані до 0.01λ відмінність амплітуди електричного поля збільшується до ~ 5 дБ, магнітного – до ~ 1 дБ, а потужності – до ~ 4 дБ. При більших довжинах вібраторів характеристики полів відрізняються, притому тим більше, чим більша довжина вібратора. Із рисунків видно, що характеристики полів диполя Герца і вібраторів кінцевої довжини співпадають на відстанях, більших за довжину вібратора.

В [6] показано, що для визначення меж проміжної та дальньої зони випромінювання диполя Герца зручно використовувати в якості критерія залежності різних фаз поперечних компонент електричного і магнітного полів від відстані до точки спостереження.

Розглянуто ці залежності в випадку дротових антен кінцевої довжини. Із результатів розрахунків для показаних вище варіантів вібраторів (рисунок 3.5) видно, що якісний характер цієї залежності для диполя Герца (крива – 1) та коротких вібраторів однаковий: поблизу антени ($R < 0.1\lambda$) різниця фаз електричного й магнітного полів відрізняються на 90° , а на великих відстанях, які відповідають відстані дальньої зони ($R > 0.5\lambda$), поля синфазні. Але, при збільшенні довжини вібратора область ближніх реактивних полів, в яких електричні і магнітні поля зрушені по фазі на 90° , зміщується ближче до антени, причому тим більше, чим більша довжина вібратора. Відповідно і область хвильових полів, в якій вектори E і H синфазні, тобто область дальньої зони, при збільшенні довжини вібратора зміщується до нього.

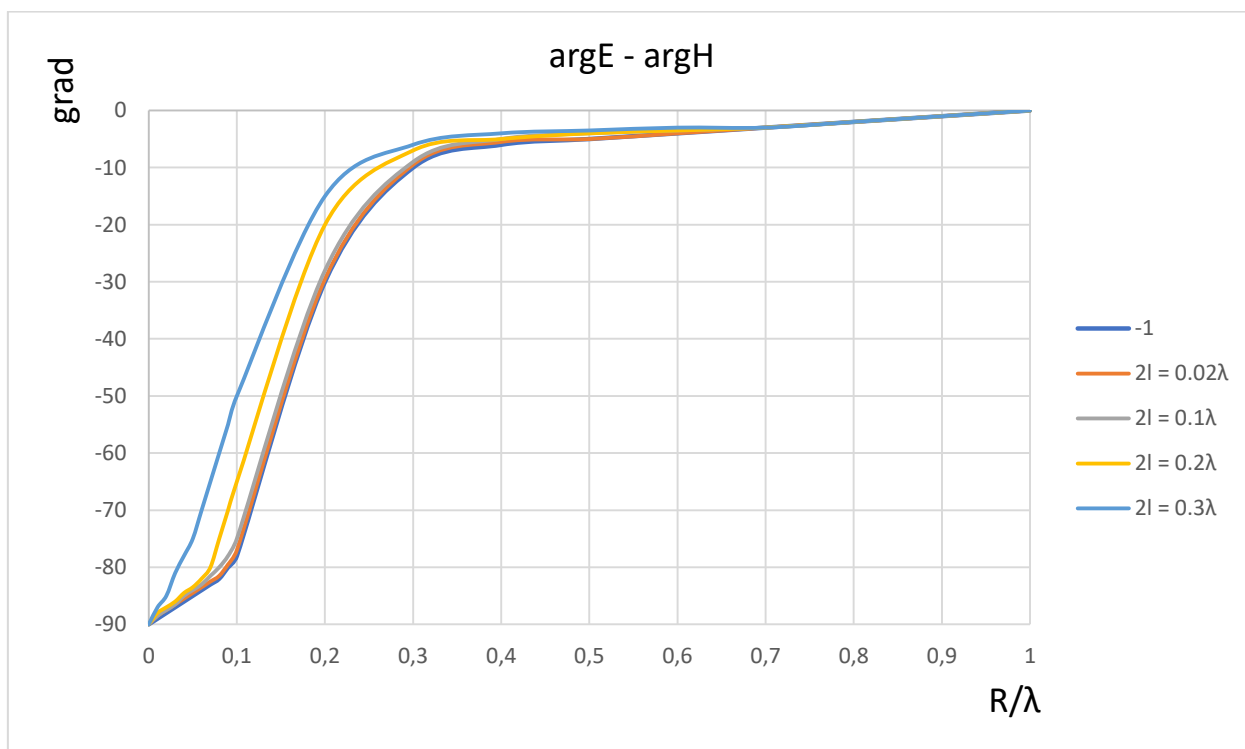


Рисунок 3.5 – Залежність різниці фаз електричного і магнітного полів від відстані

Із додаткових розрахунків та рисунку 3.5 видно також, що при довжині вібратора $2l = 0.02\lambda$, різниця фаз електричного і магнітного полів випромінювання вібраторів різної довжини та диполя Герца не перевищує частку градуса. При збільшенні довжини вібратора вона збільшується та при $2l = 0.3\lambda$ дістається до 25° . Максимальна відмінність різності фаз полів вібраторів і диполя Герца має місце при відстані від антени до точки спостереження, рівному 0.12 довжини хвилі.

Таким чином аналіз фазових характеристик електромагнітних полів поблизу антени підтвердив отриманий раніше висновок про те, що теорія диполя Герца може використовуватися для розрахунку симетричних дротових антен, довжина яких не перевищує 0.02λ довжини хвилі.

Далі розглянемо просторовий розподіл характеристик випромінювання коротких дротових антен, в дальній зоні цей розподіл називається діаграмою спрямованості. Результати розрахунків по формулам (3.4), (3.5) нормованих до максимальному значенню амплітуд поперечних компонент електричного і магнітного полів та потужності в залежності від кута θ для симетричної вібраторної антени довжиною 0.02λ і для диполя Герца на відстанях від 0.02 до цілої довжини хвилі λ (зробити для $0 < \theta < 360$, $0.02\lambda < R < 2L^2/\lambda$) показані на рисунку 3.6 – 3.8.

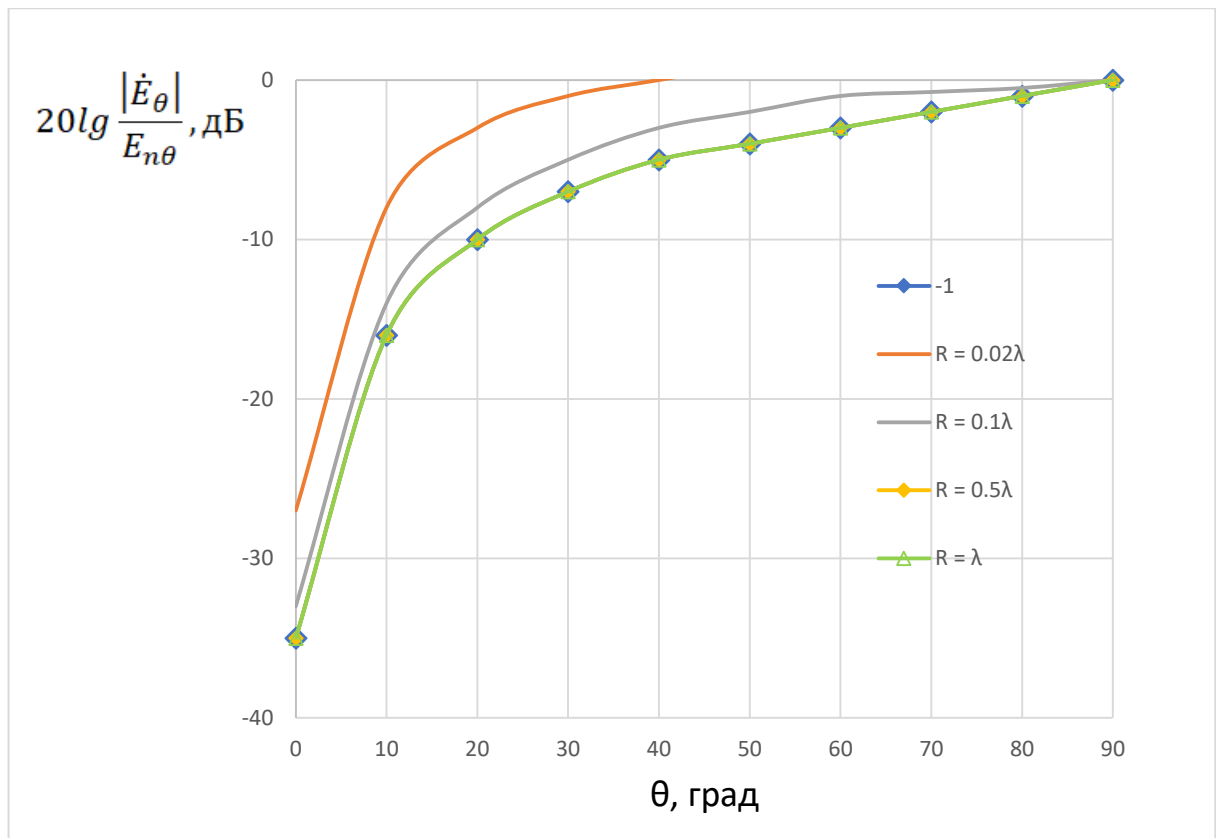


Рисунок 3.6 - Залежність амплітуд електричного поля диполя Герца і вібратора довжиною 0.02λ від кута при різних відстанях до антени

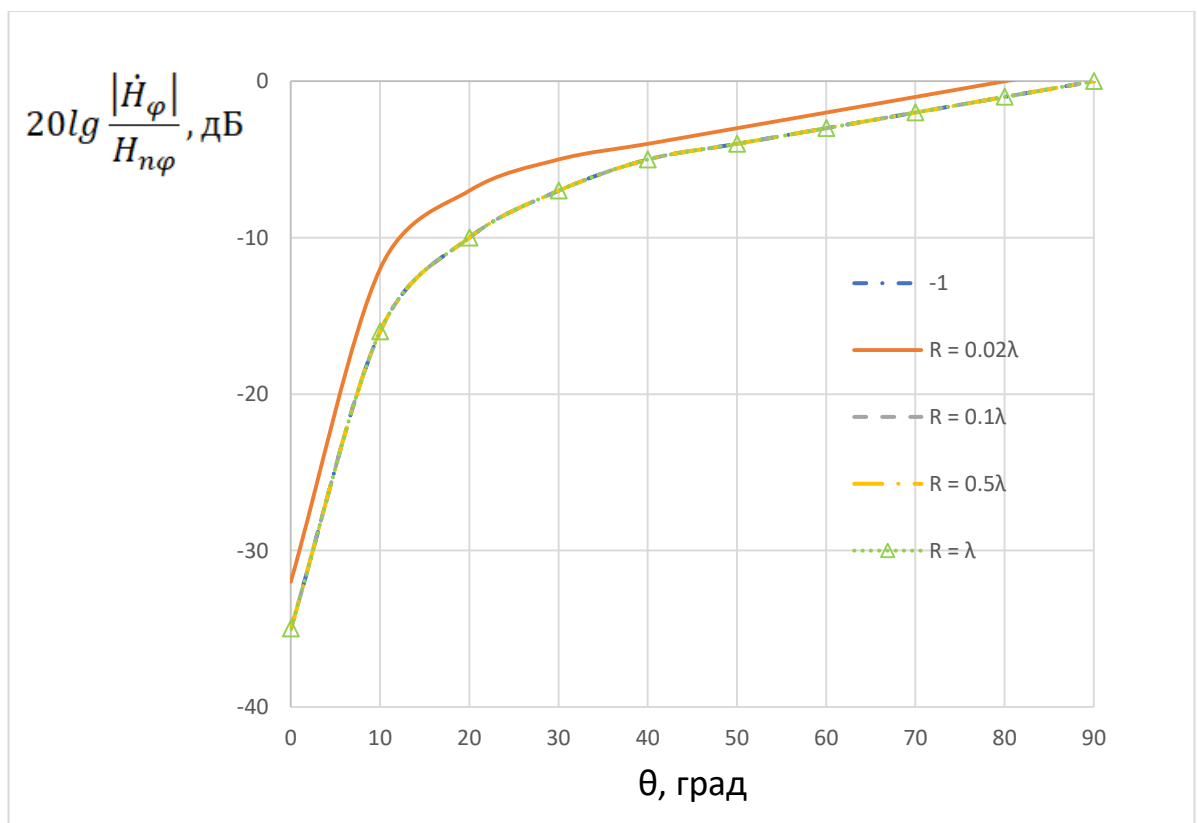


Рисунок 3.7 - Залежність амплітуд магнітного поля диполя Герца і вібратора довжиною 0.02λ від кута при різних відстанях до антени

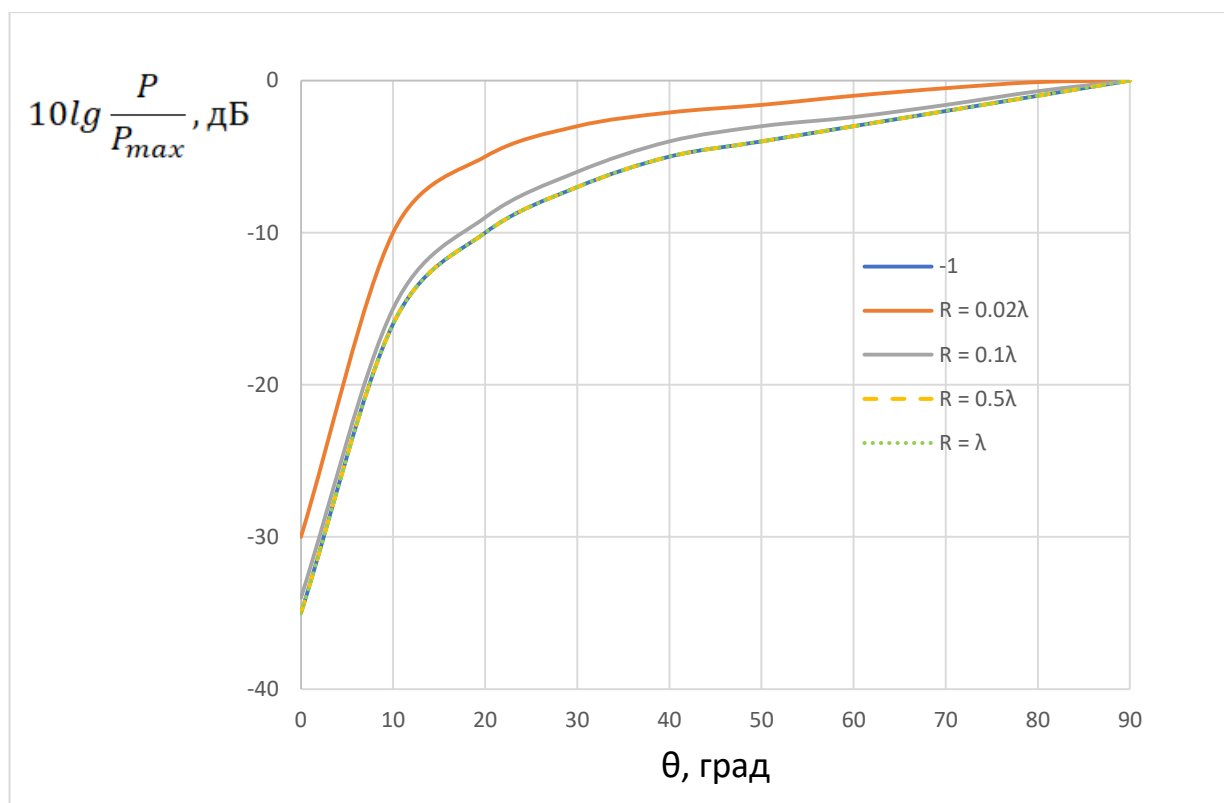


Рисунок 3.8 - Залежність потужності випромінювання диполя Герца і вібратора довжиною 0.02λ від кута при різних відстанях до антени

Із цих даних можна зробити висновок, що на відстанях, рівних і більших половині довжини хвилі кутові характеристики випромінювання коротких дротових антен з графічною точністю співпадають з діаграмою спрямованості. На відстані 0.1λ , тобто в проміжній зоні випромінювання антени, відмінність розрахункових кривих максимально для електричного поля, але не перевищує 1дБ.

В ближній зоні – на відстані 0.02λ – максимальна відмінність кривих від діаграми спрямованості збільшується до 7.5дБ для електричного поля на рівні – 15дБ діаграми спрямованості. Для магнітного поля ця відмінність не більша за 3дБ, а для потужності – 5.2дБ.

Таким чином, відстань 0.5λ задовольняє умовам дальньої зони та по критерію відсутності залежності нормованої діаграми спрямованості від відстані до точки спостереження.

3.2 Ефекти ближньої зони резонансних дротових антен

3.2.1 Постановка і вирішення задачі

Вектори напруженості електричного і магнітного поля в довільній точці спостереження, яка знаходиться на кінцевій відстані від антени, знаходимо з відомих співвідношень

$$\vec{E}(r) = (grad div + k^2)\vec{\Pi}(r); \quad (3.12)$$

$$\vec{H}(r) = i\omega\epsilon rot\vec{\Pi}(r); \quad (3.13)$$

де:

$$\vec{\Pi}(r) = \frac{1}{4\pi\omega\epsilon} \int_V \vec{j}\psi(r)dV, \quad (3.14)$$

$$\psi = \frac{e^{-ikr}}{r}, \quad r = \sqrt{R^2 + z^2 - 2R\cos\theta}, \quad (3.15)$$

$\vec{j}$ – електричний струм, розподілений на поверхні антени. Вісь вібратора розташована вздовж осі z.

Отримаємо вирази для компонент поля в сферичній системі координат, для цього використовуються співвідношення векторного аналізу та вважаючи, що товщина вібратора така мала, що нею можна знехтувати

$$\begin{aligned} \dot{E}_R = & \frac{R}{4\pi\lambda^2} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-\frac{i2\pi r}{\lambda}}}{\left(\frac{r}{\lambda}\right)^3} \left(\frac{2\left(\frac{r}{\lambda}\right)\cos\theta}{\frac{R}{\lambda}} \left(1 + \frac{1}{\frac{2i\pi r}{\lambda}} \right) \right. \\ & \left. - \frac{i}{\frac{r}{\lambda}} \frac{z}{\lambda} \sin^2\theta \left(\frac{2\pi r}{\lambda} + \frac{3}{i} - \frac{3}{\frac{2\pi r}{\lambda}} \right) \right) dz; \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_\theta = & -\frac{R}{4\pi\lambda^2} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-\frac{i2\pi r}{\lambda}}}{\left(\frac{r}{\lambda}\right)^3} \left(\frac{2r}{\lambda} \left(1 + \frac{1}{\frac{i2\pi r}{\lambda}} \right) \right. \\ & \left. - \frac{i}{\frac{r}{\lambda}} \left(\frac{R}{\lambda} - \left(\frac{z}{\lambda} \right) \cos\theta \right) \left(\frac{2\pi r}{\lambda} + \frac{3}{i} - \frac{3}{\frac{2\pi r}{\lambda}} \right) \right) dz; \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{i \left(\frac{R}{\lambda} \right) \sin\theta}{2\lambda^2} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-\frac{i2\pi r}{\lambda}}}{\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2} \left(1 + \frac{1}{\frac{i2\pi r}{\lambda}} \right) dz. \quad (3.18)$$

Тут $2l$ – довжина вібратора, відстані R і r проноормовані до довжини хвилі λ .

Якщо точка спостереження розташована в напрямку головного максимуму діаграми спрямованості (при $\theta = 90^\circ$) вирази (3.16) – (3.18) спрощуються і приймають вигляд:

$$\dot{E}_\theta = -\frac{\frac{R}{\lambda}}{4\pi\lambda^2} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-\frac{i2\pi r}{\lambda}}}{\left(\frac{r}{\lambda}\right)^3} \left(\frac{2r}{\lambda} \left(1 + \frac{1}{\frac{i2\pi r}{\lambda}} \right) - \frac{i}{\frac{r}{\lambda}} \left(\frac{R}{\lambda} \right) \left(\frac{2\pi r}{\lambda} + \frac{3}{i} - \frac{3}{\frac{2\pi r}{\lambda}} \right) \right) dz; \quad (3.19)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{i \left(\frac{R}{\lambda} \right) \sin\theta}{2\lambda^2} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-\frac{i2\pi r}{\lambda}}}{\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2} \left(1 + \frac{1}{\frac{i2\pi r}{\lambda}} \right) dz, \quad (3.20)$$

$$\dot{E}_R = 0. \quad (3.21)$$

Для знаходження точного розподілу струму вздовж вібратора, необхідно провести числове вирішення інтегрального рівняння Халлена для дровових антен кінцевої довжини при умові, що $(ka)^2 \ll 1$ (a – радіус антени):

$$\int_{-l}^l j_z(z') \frac{e^{-ikr}}{r} dz' = -i \frac{(C_1 \cos(kz) + C_2 \cos(k|z|))}{Z_0}. \quad (3.22)$$

Тут z' – координата на поверхні вібратора, C_1, C_2 – константи, визначені в [4], $Z_0 = 120\pi$ Ом – хвильовий опір вільного простору, радіус прийому антени $a < 0.01l$.

$$r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}. \quad (3.23)$$

3.2.2 Аналіз результатів розрахунків

На рисунках 3.9 – 3.11 показані залежності відносних амплітуд векторів E та H і потужності випромінювання від відстані антени. Розрахункові величини пронормовані до їх значень E_n , H_n , P_n в точці $R = \lambda$. На них також приведені такі ж залежності для диполя Герца [4,5] та залежності $20\lg(C/(R/\lambda))$ для амплітуд та $10\lg(C/(R^2/\lambda^2))$ для потужності поля, характерні для дальньої зони спостереження.

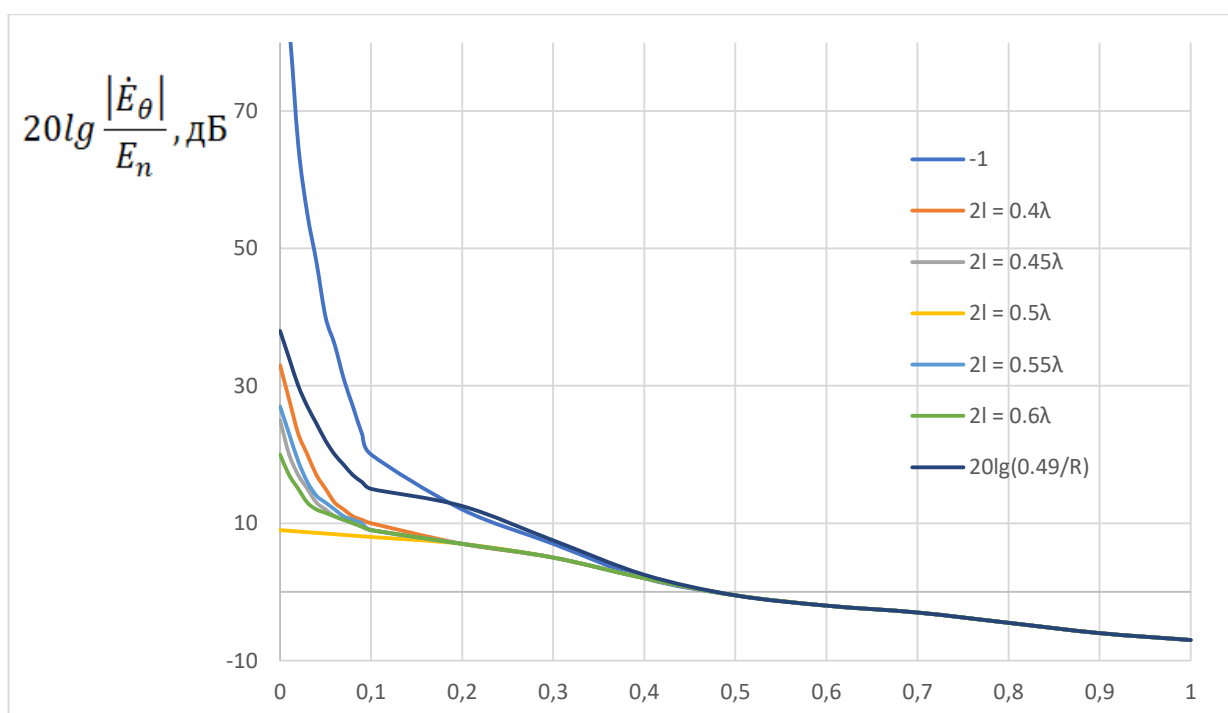


Рисунок 3.9 – Залежність амплітуди електричного поля від відстані між антеною та точкою спостереження

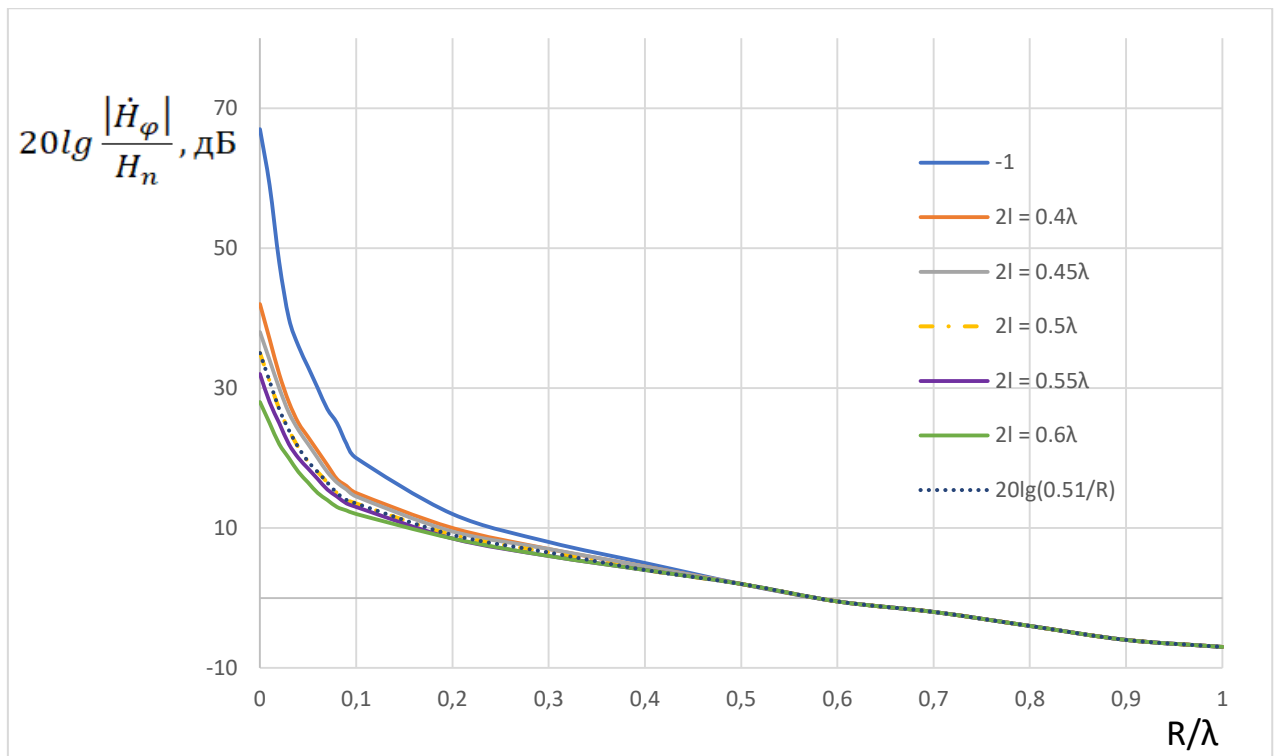


Рисунок 3.10 - Залежність амплітуди магнітного поля від відстані між антеною та точкою спостереження

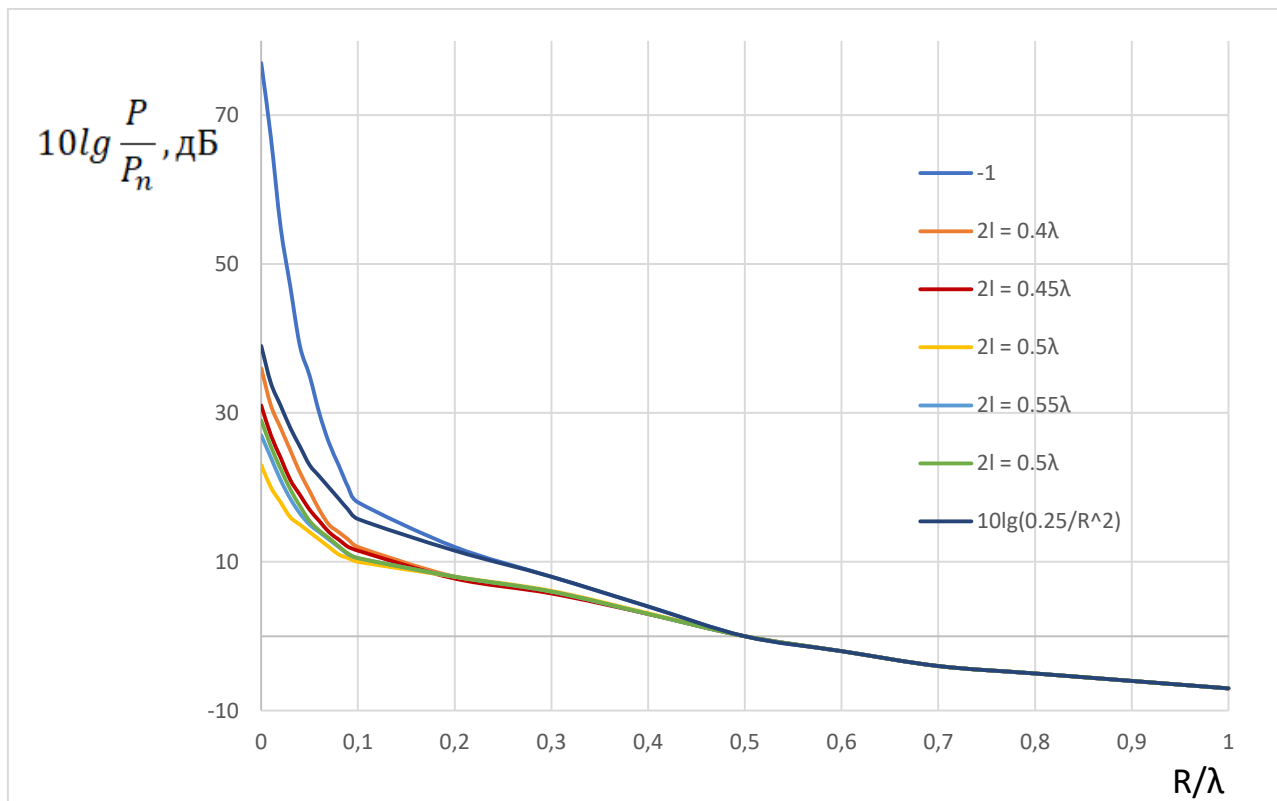


Рисунок 3.11 – - Залежність потужності випромінювання від відстані між антеною та точкою спостереження

Розрахунки проведені як в припущенні, що амплітудний розподіл струму в антені підпорядковується синусоїдальному закону (3.7) так і при його точних значеннях, отриманих із рішень інтегрального рівняння (3.22). Довжини вібраторів змінювались від 0.4 до 0.6 довжини хвилі, а товщина прийнята рівною $a = 0.002\lambda$. Мінімальна швидкість росту має місце для вектору напруженості електричного поля і потужності при резонансній довжині вібратора. Амплітуда ж вектору напруженості магнітного поля зростає з меншою швидкістю чим більша довжина вібратора. Крива для функції $f(R) = 20\lg(0.51/R)$ співпадає з залежністю $20\lg(|H_\phi|/H_n)$ для вібратора довжиною $2l = 0.5\lambda$. Характерні для дальньої зони залежності амплітуд E та H полів від відстані вигляду C/R мають місце до відстані $R > 0.5\lambda$.

Таким чином твердження - “ при переході із дальньої зони в зону Френеля амплітуда поля будь-якої антени в напрямленні максимального випромінювання зростає повільніше, ніж $1/r$ ” справедливе для вібраторних антен резонансної і більшої довжини та, як показано в [6] не справедливе для диполя Герца і вібраторів малої електричної довжини.

В [4] показано, що для визначення меж ближньої, проміжної та дальньої зон дротових антен зручно використовувати в якості критерія різності фаз поперечних складових електричного і магнітного полів. Використаємо цей критерій до резонансних дротових антен. Розглянемо спочатку наближену теорію резонансного дротового вібратора з припущенням, що амплітуда струму вздовж вібратора підпорядковується синусоїдальній функції (3.7). Розрахунки різності фаз поперечних складових поля E_θ і H_ϕ для випадку, коли довжина антени змінюється від 0.4 до 0.5 довжини хвилі, представлені на рисунку 3.12. В цьому випадку резонансна довжина вібратора в точності дорівнює половині довжини хвилі. Порівнюючи результати розрахунків з приведеними в [6] на рисунку 3.13 для диполя Герца і коротких дротових антен бачимо, що в випадку дорезонансних дротових антен залежність різності фаз поперечних компонент поля від відстані аналогічна випадку диполя Герца, причому чим

менша довжина вібратора, тим ближче до цього випадку. По мірі збільшення довжини вібратора і наближенні її до резонансної різнистю фаз ближче до 90^0 на менших відстанях від антени і в випадку резонансної антени різність фаз дорівнює нулю при всіх розрахованих відстанях. Звідси слідує важливий висновок, що протяжність області ближніх реактивних полів тим менша, чим ближча довжина випромінювача до його резонансного значення. На рисунку 3.13 приведені такі ж результати для довжини вібратора від 0.5λ до 0.6λ , тобто більшу за резонансну. Видно, що в цьому випадку різність фаз компонент E_θ і H_ϕ наближається до значення $+90^0$, причому на тим більших відстанях, чим більше відрізняється довжина вібратора від резонансного значення. Отриманий висновок про те, що в випадку резонансних антен протяжність області ближніх реактивних полів зменшується, має більше значення для практики, так як в випадку розміщення антени в поглинаючому середовищі коефіцієнт корисної дії антени тим менший, чим більша область ближніх реактивних полів. Так як цей висновок отриманий з наближеного рішення задачі про випромінювання дротових антен, його необхідно перевірити більш суворим рішенням задачі. Тому такі ж розрахунки були проведені і для випадку, коли амплітудно-фазовий розподіл струму знаходились по суворій теорії із рішення інтегрального рівняння (3.22). Ці розрахунки представлені для антен, довжина яких менша за резонансну, на рисунку 3.14 і для випадку коли довжина більша резонансної – на рисунку 3.15. В розрахунках товщина вібратора – a прийнята рівною 0.002λ , тобто розрахунки виконані з урахуванням ефекту укорочення вібраторної антени. Із рисунку 19 видно, що отриманий із наближеної теорії висновок про зменшення області ближніх реактивних полів антени по мірі наближення її довжини до резонансного значення сувора теорія підтверджує. Але деяка відмінність суворої теорії від наближеної видно при довжинах вібраторів, близьких до резонансних. В загальному випадку, різність фаз полів, найбільш близька до постійного значень і до нуля при зміні відстані має місце при довжині вібратора $2l = 0.502\lambda$. У відмінності від наближеної теорії, різність

фаз полів вібраторів, довжина яких менша резонансної, прямує не до -90^0 , а доходить до значення -110^0 . При довжині вібраторів більшої за резонансну ці криві мають перегин близько $+50^0$ на відстанях порядку 0.02λ - 0.03λ . Таким чином, сувора теорія підтверджує отриманий висновок про те, що у випадку резонансних антен протяжність області ближніх реактивних полів зменшується.

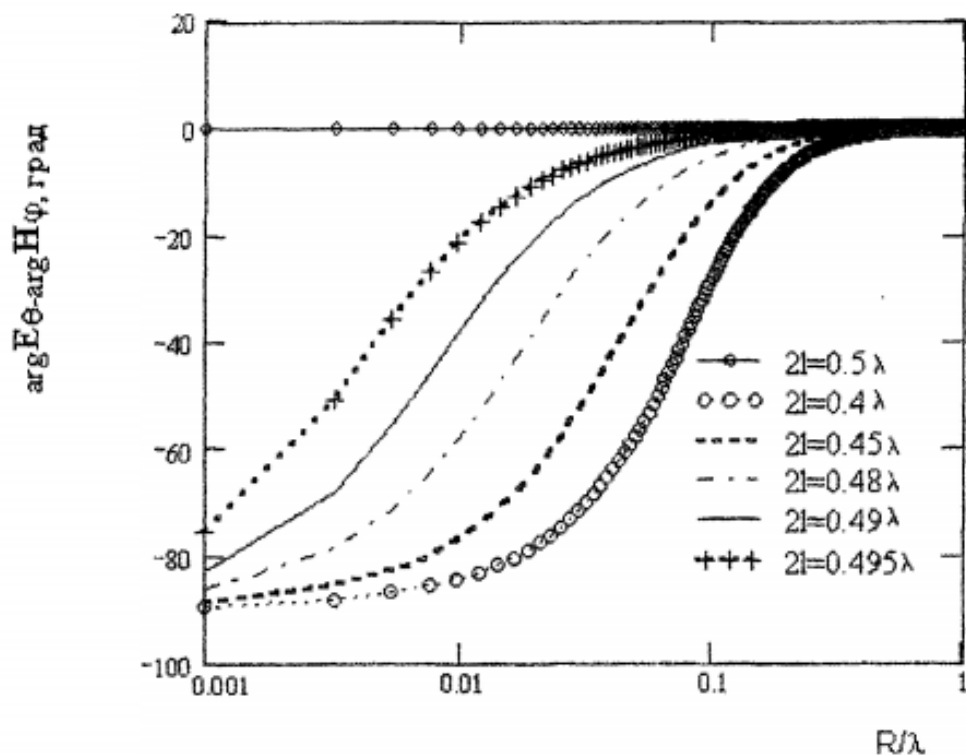


Рисунок 3.12 – Залежність різності фаз полів від відстані при зміні довжини вібратора (наближена теорія)

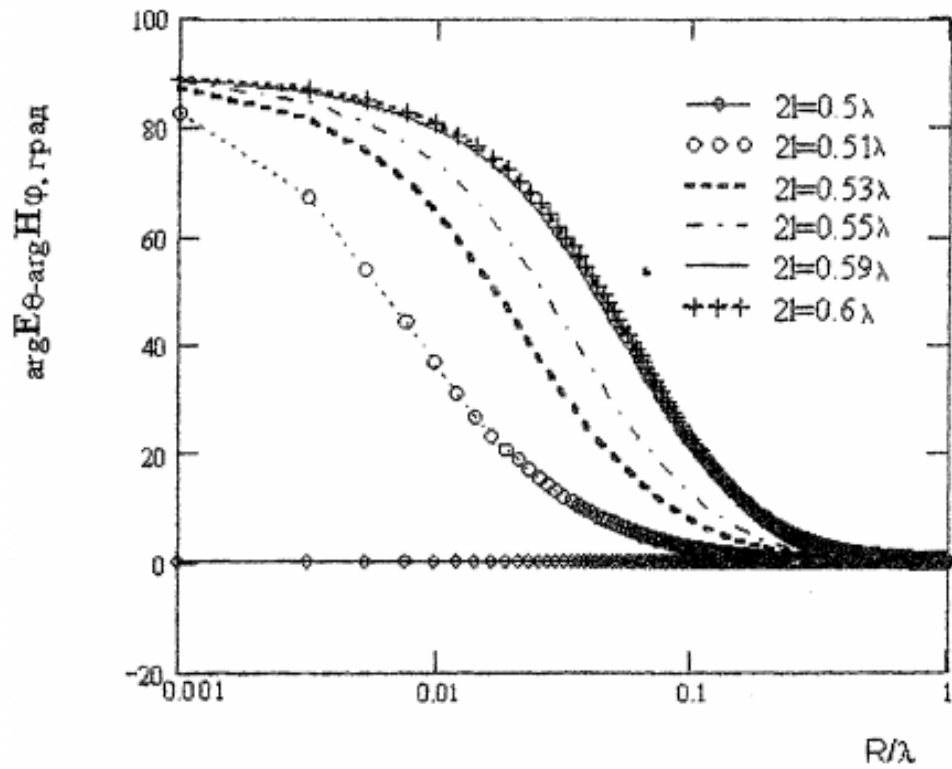


Рисунок 3.13 - Залежність різності фаз полів від відстані при зміні довжини вібратора (наближена теорія)

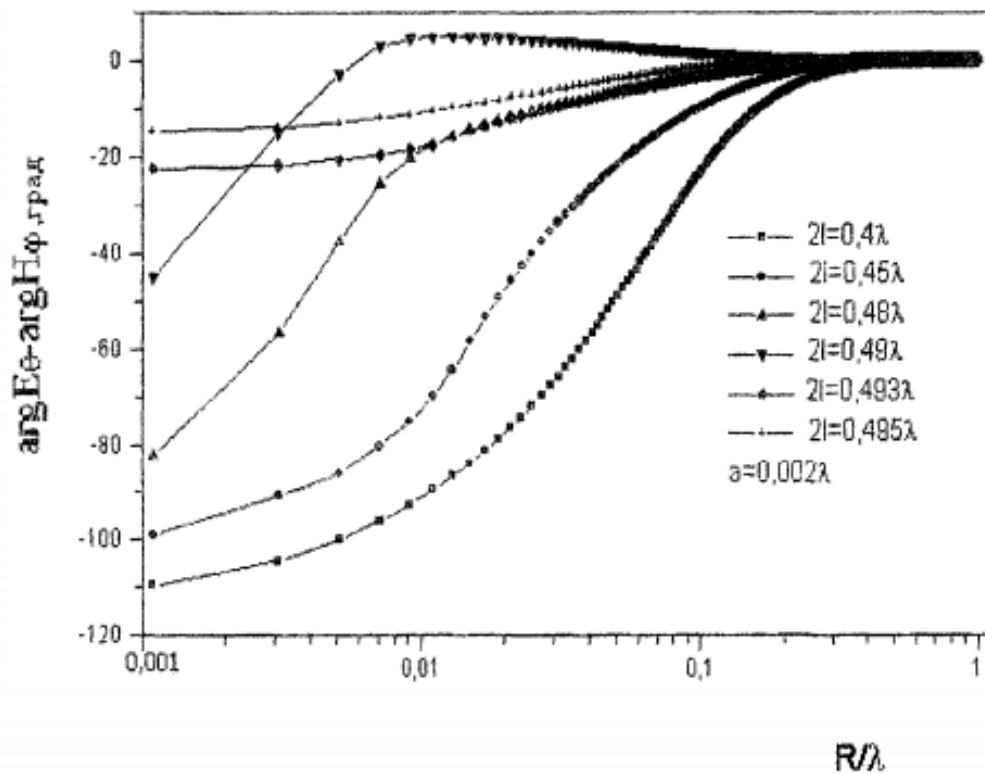


Рисунок 3.14 - Залежність різності фаз полів від відстані при зміні довжини вібратора (точна теорія)

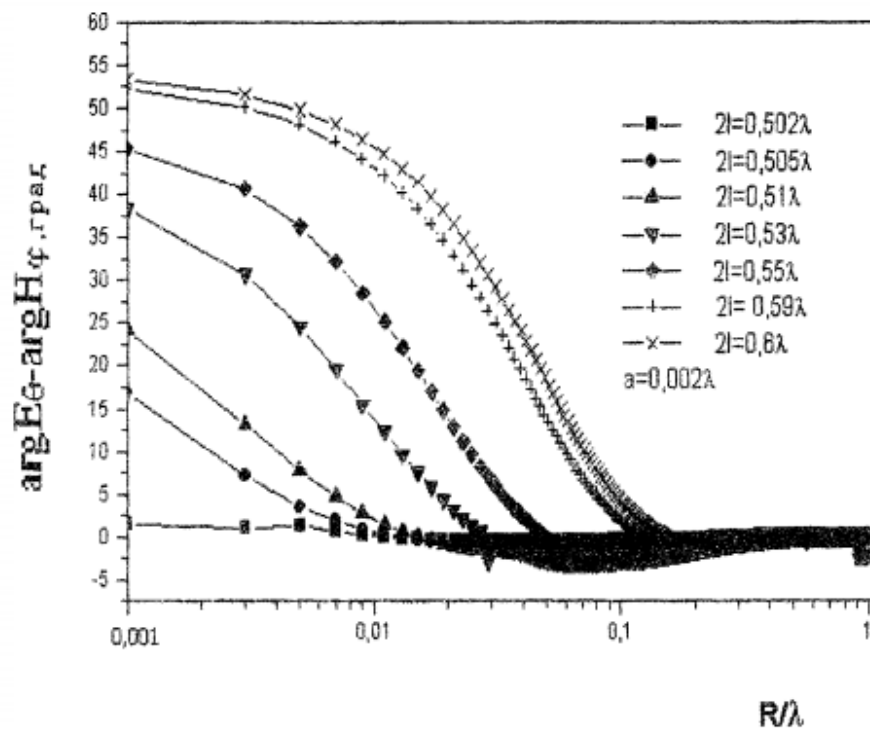


Рисунок 3.15 - Залежність різності фаз полів від відстані при зміні довжини вібратора (точна теорія)

Розглянуто залежності амплітуд компонент електромагнітного поля та потужності випромінювання напівхвильового вібратора від кутових координат. Результати розрахунків представлені на рисунках 3.16 – 3.19.

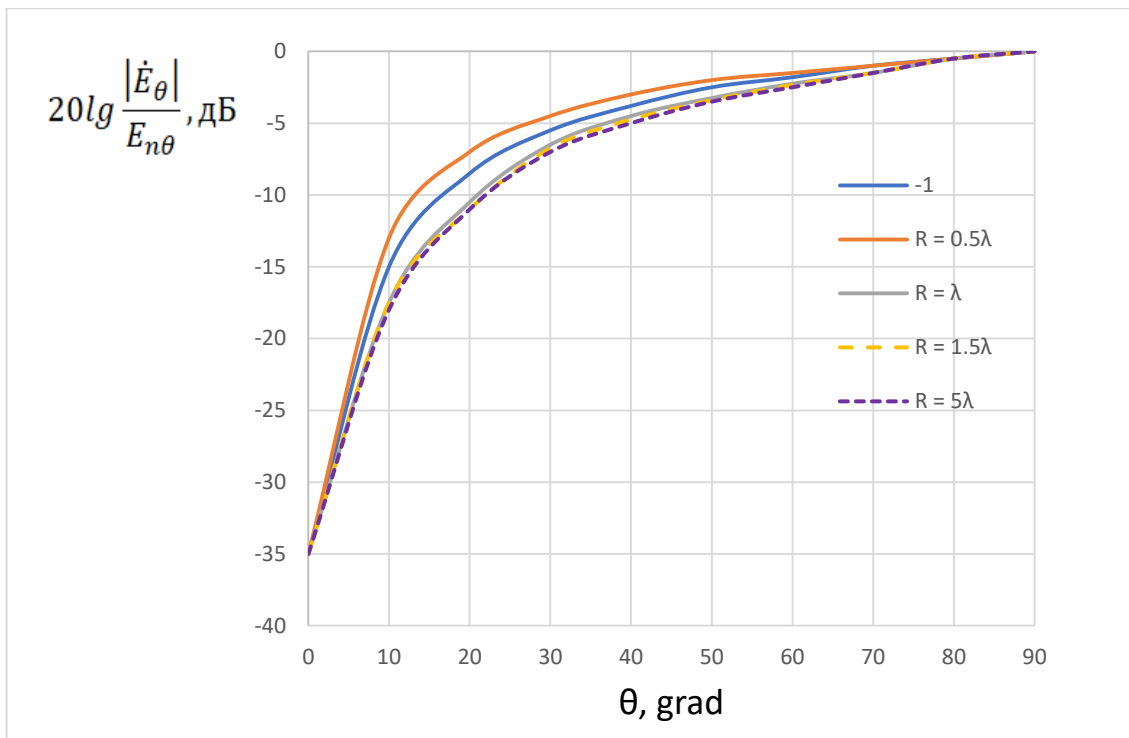


Рисунок 3.16 – Залежність амплітуди компоненти E_θ напівхвильового вібратора та диполя Герца від кутової координати точки спостереження

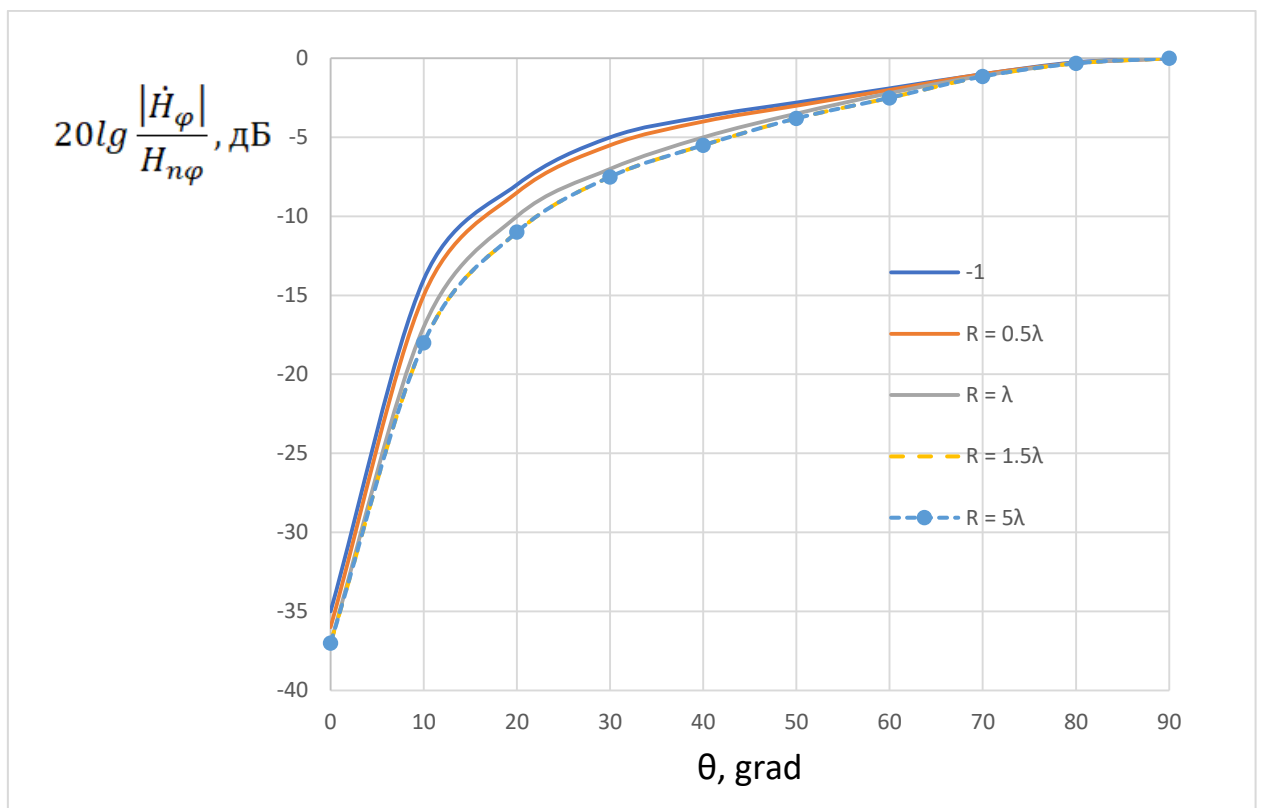


Рисунок 3.17 - Залежність амплітуди компоненти H_ϕ напівхвильового вібратора та диполя Герца від кутової координати точки спостереження

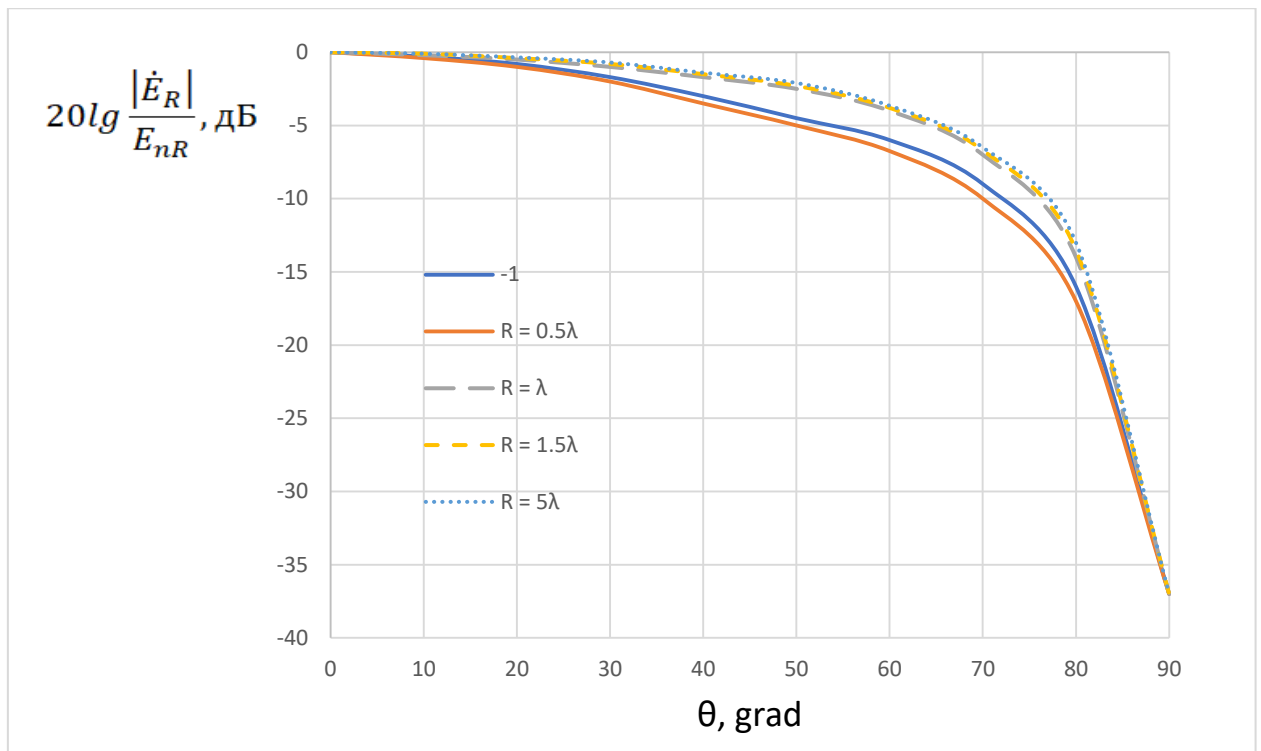


Рисунок 3.18 - Залежність амплітуди компоненти E_R напівхвильового вібратора та диполя Герца від кутової координати точки спостереження

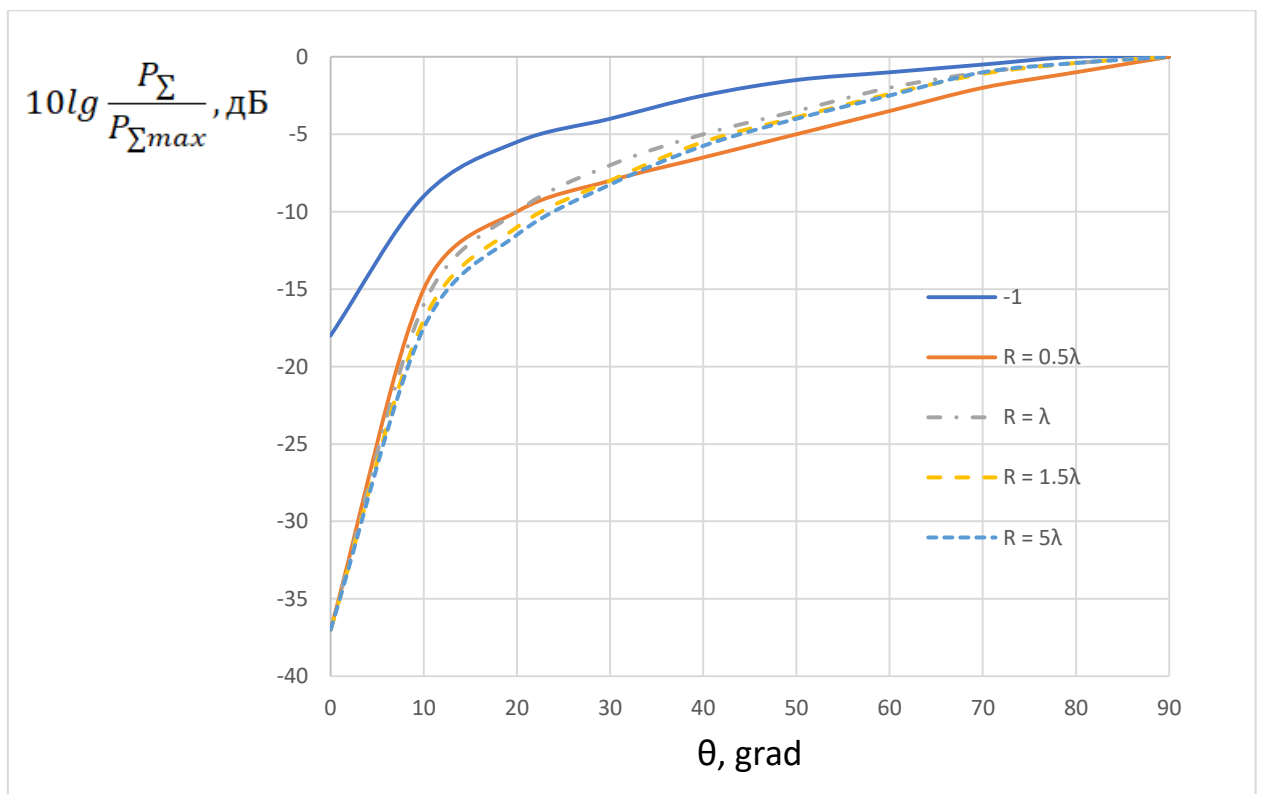


Рисунок 3.19 – Залежність відносної потужності напівхвильового вібратора та диполя Герца від кутової координати точки спостереження

Із аналізу залежності амплітуд поперечних компонент поля E_θ та H_ϕ від кута спостереження видно, що на відстанях, менших за довжину хвилі, вони аналогічно випадку диполя Герца в його дальній зоні, а розрахунки для відстані 1.5 та 5 довжини хвиль майже співпадають і відповідають діаграмі спрямованості антен. Залежності відносних значень повздовжньої компоненти поля E_R від кута θ співпадають для відстаней, більших за довжину хвилі. На цих відстанях амплітуда повздовжньої компоненти поля набагато менша амплітуди поперечної компоненти. Таким чином, діаграма спрямованості резонансного напівхвильового вібратора формується на відстані, рівному 1.5 довжини хвилі.

Цей висновок також підтверджує розрахунки кутового розподілу потужності випромінювання напівхвильового вібратора та його діаграми спрямованості.

ВИСНОВКИ

В результаті аналізу хвильових процесів в ближній зоні диполя Герца та слабо направлених коротких симетричних вібраторних антен показано, що:

- теорію диполя Герца можна використовувати для розрахунку характеристик випромінювання електричних коротких вібраторних антен при довжині, меншою за 0.02 довжини хвилі;
- відстань дальньої зони для таких антен з достатньою для практики точністю можна вважати половину довжини хвилі.

Також показано, що чим менша довжина дротової антени, тим більша протяжність області її реактивних полів.

На основі аналізу амплітудних та фазових характеристик векторів напруженості електричного і магнітного поля в ближній та проміжній зонах спостереження дротових антен, довжина яких близька до резонансної, показано, що протяжність області ближніх реактивних полів тим менша, чим ближче довжина антени до половини довжини хвилі. Діаграма спрямованості напівхвильового вібратора формується на відстанях, більших за 1.5 довжини хвилі.

ЛІТЕРАТУРА

- 1.Ерохин Г.А., Кочержевский В.Г., Петровский А.А. Анализ ближнего поля проволочных антенн. Антенны, Вып.1 (42), 1999, с.31-35
2. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков, Издательство Харьковского университета. 1960.-284с.
- 3.Митра Р.Вычислительные методы в электродинамике.- М.: Мир, 1977, 487с.
- 4.King R.W.P. The Theory of Linear Antennas.- Harv.Univ.Press, Cambr.- Mass.,1956, 944р.
- 5.Кинг Р. Антенны в материальных средах.- М., Мир, 1984, т.1-2, 882с.
- 6.Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля. В кн.: «Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости. Труды III – Республиканской НТК», Винница, 1991. с.95-100.