

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ПОБІЧНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ ДИСКРЕТНИХ ІМПУЛЬСІВ СИГНАЛІВ В УМОВАХ ВПЛИВУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

В.І. ЗАБОЛОТНИЙ, С.Ю. ЯСИНОВИЙ

В процесі теоретичного дослідження побічних електромагнітних випромінювань дискретних сигналів використовують модель, яка описує спектр сигналу для вільного простору, але в реальних умовах на сигнал впливає багато факторів, у тому числі різноманітні поверхні — земна, стіни споруд, тощо, з відповідними діелектричною проникністю та провідністю. Викривлення спектру впливає на процес розвідки та захисту від неї.

In the course of theoretical research of spurious electromagnetic radiations of discrete signal pulses a model is used which describes a signal spectrum for free space, but in real practice the signal is influenced by a variety of factors including various surfaces — a terrestrial one, that of walls of buildings, and so forth; with corresponding dielectric permeability and conductivity. The spectrum curvature influences the process of intelligence and protection against it.

Обробка інформації в автоматизованих системах на базі ЕОМ потребує прийняття мір щодо захисту технічних каналів витоку інформації (ТКВІ). Одним з важливіших ТКВІ є побічні електромагнітні випромінювання (ПЕМВ).

В даній роботі розглядається спектр ПЕМВ сигналу, який буде враховувати відбиття від поверхні Землі та ще кількох інших (якими в реальних умовах може представлятися стінами будівель), що дасть змогу більш детально оцінити спектр, та зробити висновки.

Необхідно зауважити, що розглядається ситуація розвідки, що відбувається в дальній зоні та складає не більше трьох сотень метрів. Це дає змогу зробити припущення щодо падіння хвилі, яке приймається ковзним. Таке можливе лише при умові, коли відстань розвідки буде значно більшою, ніж висоти антен, тому необхідно прийняти до уваги в математичній моделі, що необхідно враховувати кут падіння, а також необхідно прийняти до уваги, що коефіцієнт відбиття та поглинання поверхні також буде значно впливати на сигнал. Тому реальні значення модуля коефіцієнта відбиття можуть суттєво відрізнятися від одиниці. Ця модель передбачає дослідження спектру сумарного сигналу у широкій смузі частот.

Ціллю роботи є побудова математичної моделі, описуючої сигнал ПЕМВ в умовах відбиття від поверхонь. Основою досліджень слугує математичний апарат для розповсюдження монохроматичної хвилі в зоні прямої видимості, з урахуванням відбиття, рівняння Максвелла для опису магнітного та електричного полів випромінювача, а також математичний апарат Фур'є-перетворень, з врахуванням деяких властивостей одиночного імпульсу.

Описана модель простого ТКВІ [3] є сукупністю носія інформації, середовища розповсюдження і засобу технічної розвідки (ЗТР). В цій статті все це представлено:

— елементи схем ЕОМ з імпульсними сигналами як носії інформації;

— простір (ефір) як середовище розповсюдження ПЕМВ;

— приймач радіорозвідки ПЕМВ як ЗТР.

Сукупність перелічених елементів ТКВІ, описаних відповідними виразами.

1. МОДЕЛЬ ДЖЕРЕЛА ІНФОРМАЦІЇ

З переліку найбільш інформативних сигналів в ЕОМ слід відмітити дискретні сигнали, які управляють роботою монітора. По-перше, вони є більш потужними; по-друге, послідовні у часі; і, по-третє, вони періодично повторюються багато разів, зберігаючи високу стабільність у часі. Фронт та спад імпульсів мають кінцеву протяжність, яка визначається інерційністю каскадних підсилювачів сигналів. Для зменшення видимих викривлень картини на екрані, конструктори моніторів намагаються форми фронту та спаду робити симетричними і як найбільш коротшими.

Відмічене вище, дає змогу прийняти в разі моделі сигналу трапецеїдальний довжиною τ по рівню половини амплітуди A . Протяжністю фронту та спаду Δ . Такий сигнал (рис.1) характерний для потужних вихідних ключових каскадів відеопідсилювачів. Для подальшого аналізу та наявності досліджень буде достатньо розглянути лише одну форму імпульсу сигналу.

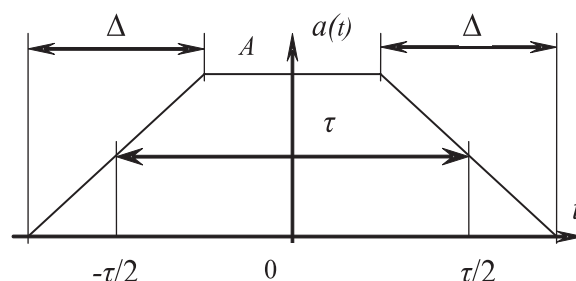


Рис. 1. Трапецеїдальний сигнал

Для спрощення знаходження спектральних функцій сигналів слід використовувати відомі властивості Фур'є-перетворень [4], які зв'язують часові та частотні функції сигналів при зсуві у часі, диференціюванні, інтегруванні та складанні.

У випадку трапецеїдального імпульсу, який має похідну у часі представлену на рис. 2 (при зворотному переході – по побудові спектру уздовж спектру диференціалу імпульсу, призводить до виникнення множника $\frac{1}{j\omega}$).

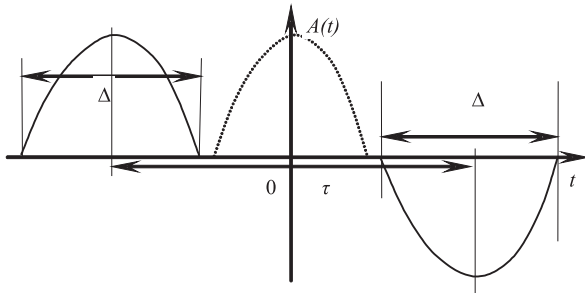


Рис. 2. Модель побудови трапецеїдального сигналу у часі

Щодо основних властивостей функції побудови сигналу можливо звернутися до [4], де це висвітлено у повній формі. На рис. 3 представлено побудову трапецеїдального сигналу, описаного формулою:

$$S_{tr}(\omega) = A\tau \times \frac{\sin \omega \frac{\tau}{2}}{\omega \frac{\tau}{2}} \times \frac{\sin \omega \frac{\Delta}{2}}{\omega \frac{\Delta}{2}}. \quad (1)$$

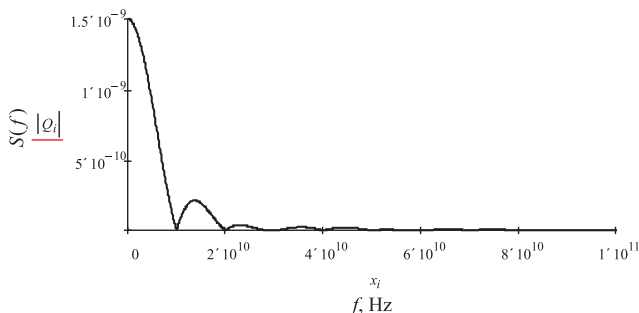


Рис. 3. Модуль спектральної функції трапецеїдального сигналу ($\tau = 1 \cdot 10^{-10}$)

Необхідно зазначити основні властивості спектральної побудови:

- на графіках буде використовуватись циклічна частота $f = \omega/2\pi$;
- $A\tau$, характеризує інтенсивність спектральних функцій;
- необхідно відмітити $A = \text{const}$, що характерно для тексту, тому інтенсивність спектру на низьких частотах залежить в більшості від довжини τ . На більш високих частотах вплив довжини імпульсу τ на спектральній функції незначний.

Фронт імпульсу – Δ повинен бути не більше довжини τ (в подальших побудовах для прикладу $\Delta = 0,35\tau$). При його нульовому значенні формула автоматично перетвориться у формулу спектральної функції прямокутного сигналу.

2. СПЕКТРАЛЬНА МОДЕЛЬ ПЕМВ, ВИПРОМІНЮВАЧ – ДИПОЛЬ ГЕРЦА

В теорії електромагнітного поля [5] розглядається декілька моделей випромінювачів. В ре-

альних ЕОМ існує два основних випромінювача: рамка та диполь.

Дипольний випромінювач в конструкції ЕОМ зустрічається доволі рідко. До випадків його існування можна віднести від'єднання від навантаження провідники.

В радіофізиці цей рівномірно обтічний тонкий циліндр зі струмом просто називають елементарний електричний випромінювач.

Рішення рівнянь Максвелла для цього елемента відомі для гармонічного струму частотою ω та амплітуди A . При чому довжина провідника-диполя – повинна бути суттєво меншою, ніж довжина хвилі λ . Для елементів схем ЕОМ це – 15 см.

Рівняння Максвелла [5] в комплексній формі для векторної складової поля показує зв'язок між амплітудою в диполі, частотою і фазою складових поля у вибраній точці простору в полярній системі координат.

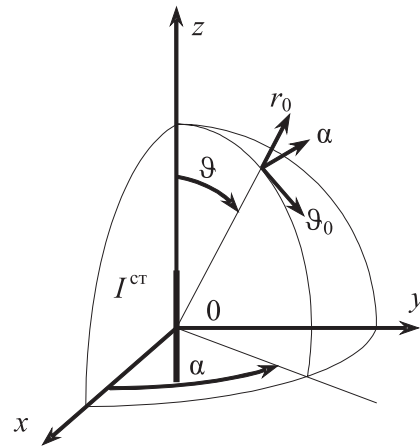


Рис. 4. Схема орієнтації складових поля випромінювача зі струмом

Продовжуючи розгляд елемента току, як рівномірно обтічний током тонкий циліндр, орієнтований в продовж осі z розмістимо початок координат у середній точці (рис. 4). Якщо буде виконуватись умова $l \ll r$, $l \ll \lambda$ тобто – елемент повинен бути малим у відношенні до відстані спостереження та малим у хвильовому масштабі (як було сказано раніше). Звертаючись до того ж [5], ми можемо узяти формули, описуючі електричну та магнітну складову полів у комплексній формі:

$$\dot{H}_m = \alpha_0 \frac{\dot{I}_m^{\text{ct}} l}{4\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} \right) e^{-ikr} \sin \vartheta, \quad (4)$$

$$\dot{E}_m = -\frac{\dot{I}_m^{\text{ct}} l}{4\pi\omega\epsilon_0\epsilon} \times \left[r_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{i}{r} - k \right) \cos \vartheta + \vartheta_0 \frac{1}{r} \left(\frac{i}{r^2} - \frac{k}{r} - ik^2 \right) \sin \vartheta \right] e^{-ikr}. \quad (5)$$

Ці формули представляють строге рішення задачі при $p_m = \text{const} = -i \frac{\dot{I}_m^{\text{ct}} l}{\omega} z_0$, та $l \rightarrow 0$, коли випромінюючий елемент перетворюється у точку.

При вивченні формул (4) та (5) можливо помітити, що вони описують сферичну хвилю. При переході від комплексних амплітуд $\dot{E}_m$ та $\dot{H}_m$ до самих векторів поля E та H , члени отриманих рівнянь потребують множника $\frac{\cos}{\sin}(\omega t - kr + \varphi)$.

Ці формули приймають вигляд:

$$\begin{cases} H_\alpha = \frac{kI}{4\pi r} \sin \theta \left[\frac{1}{kr} \cos(\omega t - kr) - \sin(\omega t - kr) \right], \\ E_r = \frac{IW}{2\pi r^2} \cos \theta \left[\frac{1}{kr} \sin(\omega t - kr) + \cos(\omega t - kr) \right], \\ E_\theta = \frac{kIW}{4\pi r} \sin \theta \left[\left(\frac{1}{k^2 r^2} - 1 \right) \sin(\omega t - kr) + \frac{1}{kr} \cos(\omega t - kr) \right], \\ H_r = H_\theta = E_\alpha = 0. \end{cases} \quad (6)$$

В цьому випадку необхідно знайти модуль для електричних складових. Так як E_r і E_θ — взаємно перпендикулярні: $E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2}$. Але, оскільки $E_r \ll E_\theta$, ми можемо прийняти для побудов значення E_θ .

3. СПЕКТРАЛЬНА МОДЕЛЬ ПЕМВ, РАМОЧНИЙ ВИПРОМІНЮВАЧ

Рамка зі струмом представляє собою частину електричної схеми, яка складається з підсилювача або ключа, з'єднаних провідником і навантаження. Цей контур в просторі займає площу S . Рішення рівнянь Максвелла для елементарного магнітного випромінювача (як його називають в радіофізиці) відомі для гармонічного струму частотою ω та амплітуди A . Причому, повинно виконуватись умова квазістаціонарності: $S = \pi \cdot a^2, \sqrt{S} \ll \lambda$ — фаза гармонічного коливання струму в рамці однакове по всій довжині рамки. Це еквівалентно тому, що: загальна довжина провідників рамки — не більше, хоча б, половини довжини хвилі λ коливання в рамці.

Рівняння Максвелла [5] в комплексній формі для векторної складової поля показує зв'язок між амплітудою в рамці, частотою і фазою складових поля у вибраній точці простору в полярній системі координат.

Контур постійного струму на великих відстанях проявляє себе як магнітний диполь. Тому слід очікувати, що замкнутий змінний струм при виконанні деяких умов буде подібний коливальному магнітному диполю.

Не вдаючись в подробиці рішень рівнянь Максвелла, які можливо знайти в [5], лише прийнявши до уваги, що задача ця вирішується значно простіше, якщо виконати принцип подвійності, та для (4) та (5) зробити заміну величин відповідно:

$$\varepsilon_0 \varepsilon \leftrightarrow \mu_0 \mu, I_m^{AB} \rightarrow -H \frac{\omega \dot{m}}{l}, \dot{E}_m \rightarrow -\dot{H}_m, \dot{H}_m \rightarrow \dot{E}_m. \quad (7)$$

Заміна відповідно до (7) приводить формули (4), (5) до наступного вигляду:

$$\begin{aligned} \dot{H}_m &= -\frac{\dot{m}_m}{4\pi\mu_0\mu} \times \\ &\times \left[r_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{1}{r} + ik \right) \cos \vartheta + \vartheta_0 \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} - k^2 \right) \sin \vartheta \right] e^{-ikr}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\dot{E}_m = \alpha_0 \frac{\dot{m}_m \omega}{4\pi} \left(\frac{-i}{r^2} + \frac{k}{r} \right) e^{-ikr} \sin \vartheta. \quad (9)$$

Це магнітне поле випромінювання, створюване магнітним моментом m , що коливається. Формули є точними у випадку ідеального магнітного диполя ($m_m = \text{const}, l \rightarrow 0$).

Як і у випадку електричного випромінювача при переході від комплексних амплітуд $\dot{E}_m$ та $\dot{H}_m$ до самих векторів поля E та H , члени отриманих рівнянь потребують множника $\frac{\cos}{\sin}(\omega t - kr + \varphi)$.

Ці формули приймають наступний вигляд:

$$\begin{cases} E_\alpha = \frac{\dot{m}_m \omega}{4\pi r} \sin \theta \left[\frac{1}{kr} \sin(\omega t - kr) + \cos(\omega t - kr) \right], \\ H_r = \frac{\dot{m}_m \omega}{2\pi r^2} \cos \theta \left[\frac{1}{kr} \cos(\omega t - kr) - \sin(\omega t - kr) \right], \\ H_\theta = \frac{\dot{m}_m \omega}{4\pi r} \sin \theta \left[\left(\frac{1}{k^2 r^2} - 1 \right) \cos(\omega t - kr) - \frac{1}{kr} \sin(\omega t - kr) \right], \\ E_r = H_\alpha = E_\theta = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Як і для випадку електричного випромінювача, необхідно знайти модуль для магнітних складових. Так як H_r і H_θ — взаємно перпендикулярні: $H = \sqrt{H_r^2 + H_\theta^2}$. Але, оскільки $H_r \ll H_\theta$, ми можемо прийняти для побудов значення H_θ .

4. МНОЖНИК ПОСЛАБЛЕННЯ

Передбачимо, що відстань між точками передачі та прийому будуть досить малі, що можна знехтувати впливом кривизни земної поверхні і вважати її плоскою. Нехай передаюча антена, маюча коефіцієнт підсилення G_1 та нормовану характеристику направленості у вертикальній площині $F_1(\alpha)$, розташованій в точці A на висоті $h_1 > \lambda$ над земною поверхнею (рис. 5).

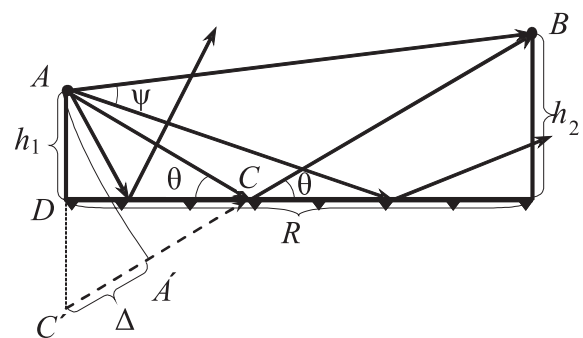


Рис. 5. Модель розповсюдження сигналу над плоскою поверхнею

Направленість максимального випромінювання передаючої антени складає кут α з лінією AB , з'єднуючу точку передачі A з точкою прийому B , в якій і необхідно визначити величину напруженості поля.

В точку B приходять дві хвилі: пряма хвиля, яка розповсюджується по шляху AB , і хвиля, яка віддзеркалена від земної поверхні в точці C . Позначимо через r_2 шлях, який проходить пряма хви-

ля, а через r_2 – шлях відбитої хвилі (тобто суму $AC+CB$ на рис. 5).

Звертаючись до [5] та враховуючи, що в реальних умовах $R \gg h_{1,2}$, тоді із-за малості кута ψ між напрямленнями приходу прямої та відбитої хвилі в точку B результуючу напруженість поля E в точці B можливо представити у вигляді:

$$E = E_{\text{пр}} + E_{\text{від}} = F_1 |\Phi| e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_1} + F_1 (\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}r_1 + i\beta_\Phi\right)}. \quad (11)$$

Не вдаючись в подальші подробиці та звертаючись до [5], де є докладний вивід формули множника послаблення для зони прямої видимості та коли відбиваюча поверхня приймається ідеально гладкою:

$$|V| = \sqrt{1 + |\Phi|^2 + 2|\Phi| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \beta_\Phi\right)}, \quad (12)$$

де $\Delta\alpha$ – кут між напрямленнями розповсюдження прямої та віддзеркаленої хвилі, $|\Phi|$ – модуль коефіцієнта відбиття, який буде враховувати зменшення амплітуди хвилі при відбитті від поверхні землі, β_Φ – фаза коефіцієнта відбиття, приділяючи змінення фази відбитої хвилі по відношенню до фази хвилі падаючої.

Але, як було зазначено на початку, є випадки, коли відбувається відбиття від кількох поверхонь, тому необхідно вивести ще один множник послаблення, який буде враховувати дві відбиваючі поверхні.

$$E = E_{\text{пр}} + E_{1(\text{від})} + E_{2(\text{від})} = F_1 |\Phi_1| e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_1} + F_1 (\alpha + \Delta\alpha_1) |\Phi_1| e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}r_2 + i\beta_{\Phi_1}\right)} + F_1 (\alpha + \Delta\alpha_1) |\Phi_2| e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}r_3 + i\beta_{\Phi_2}\right)}. \quad (13)$$

Отже результуюча напруженість трьох векторів (13), та з урахуванням, що $\beta_{\Phi_1} = \beta_{\Phi_2} = \pi$, приведе до наступного множника:

$$|V| = \sqrt{1 + |\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + 2|\Phi_1| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r_1 + \beta_\Phi\right) + 2|\Phi_2| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r_2 + \beta_\Phi\right) + |\Phi_1||\Phi_2| \times \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\Delta r_1 + \Delta r_2) + \beta_\Phi\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\Delta r_1 - \Delta r_2) + \beta_\Phi\right)}. \quad (14)$$

Таким чином, для визначення модуля і фази множника ослаблення по інтердевенційним формулам необхідно знати модуль і фазу коефіцієнта відбиття від земної поверхні та різницю руху прямої та відбитої хвиль.

Коефіцієнт відбиття від гладкої поверхні розділення двох середовищ, в даному випадку поверхні розділу повітря – Земля, приділяється, як відомо, формулами Френеля. Для вертикальної поляризації величина коефіцієнта відбиття Φ_V дорівнює:

$$|\Phi_V| e^{i\beta_V} = \frac{(\epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda)\sin\theta - \sqrt{\epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda - \cos^2\theta}}{(\epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda)\sin\theta + \sqrt{\epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda - \cos^2\theta}}, \quad (15)$$

а при горизонтальній поляризації

$$|\Phi_H| e^{i\beta_H} = \frac{\sin\theta - \sqrt{\epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda - \cos^2\theta}}{\sin\theta + \sqrt{\epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda - \cos^2\theta}}. \quad (16)$$

В формулах (15), (16) θ є кут ковзання (рис. 5), а ϵ_2 та σ_2 є відповідно діелектрична проникність та провідність земної поверхні.

Значення ϵ_2 і σ_2 змінюються в широких рамках в залежності від виду ґрунту, її вологості, вмісту солей та ін. В табл. 1 приводяться орієнтовні значення ϵ_2 та σ_2 для типових видів земної поверхні.

Таблиця 1

Значення ϵ_2 і σ_2 для типових видів поверхонь

Види земної поверхні	ϵ_2	σ_2 , 1/ом·м
Морська вода	80	1 ÷ 6
Прісна вода	80	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-3}$
Вологий ґрунт	5 ÷ 20	$10^{-3} \div 10^{-2}$
Сухий ґрунт	2 ÷ 6	$10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$

Якщо σ_2 і λ такі, що $60\sigma_2\lambda \ll \epsilon_2$, що відповідає нашому випадку, у формулах (15) та (16) можливо знехтувати величиною $60\sigma_2\lambda$, тому вони позбуваються комплексної величини, та отримують наступний вигляд:

$$|\Phi_V| e^{i\beta_V} = \frac{\epsilon_2 \sin\theta - \sqrt{\epsilon_2 - \cos^2\theta}}{\epsilon_2 \sin\theta + \sqrt{\epsilon_2 - \cos^2\theta}}, \quad (17)$$

$$|\Phi_H| e^{i\beta_H} = \frac{\sin\theta - \sqrt{\epsilon_2 - \cos^2\theta}}{\sin\theta + \sqrt{\epsilon_2 - \cos^2\theta}}. \quad (18)$$

При $\theta \rightarrow 0$ (падіння, що ковзає) $\Phi_V \rightarrow -1$ і $\Phi_H \rightarrow -1$, при любых значеннях ϵ_2 , тобто іншими словами по модулю коефіцієнти відбиття наближаються до одиниці, фази наближаються до 180° , а $|\Phi_V|$ зменшується та обертається в нуль при куті $\theta = \theta_6$, який визначається із умов рівності нулю чисельник у формулі (19).

$$\theta_6 = \arcsin \frac{1}{\sqrt{\epsilon_2 + 1}}. \quad (19)$$

Кут θ_6 носить назву кута Брюстера чи кута повного заломлення. Коли $\theta > \theta_6$ величина Φ_V виходить додатною, тобто $\beta_\Phi = 0$.

Відповідно, при $\theta > \theta_6$, β_Φ зазнає скачок від 180° при $\theta < \theta_6$ до нуля при $\theta > \theta_6$. На графіках рис. 6 та рис. 7, приводяться побудова залежності.

Також можливо прослідити зміну кута Брюстера від діелектричної проникності поверхні рис. 8.

Аналізуючи побудову рис. 8, можливо зробити висновок, по-перше, що при

$$\epsilon'_2 = \epsilon_2 + i60\sigma_2\lambda \rightarrow 1$$

значення $\Phi_V \rightarrow 0$ і $\Phi_H \rightarrow 0$, що доволі природно, так як електричні параметри нижнього середо-

вища наближуються до параметрів верхнього, а відбиття при розповсюдженні хвиль в однорідному середовищі бути не може. Цей факт вимагає прийняти до уваги, що розгляд ситуацій, при яких $\theta > \theta_6$ є не прийнятний для реальних умов, так як хвиля, яка падає на поверхню, майже повністю поглинається і майже не інтерферує з прямою.

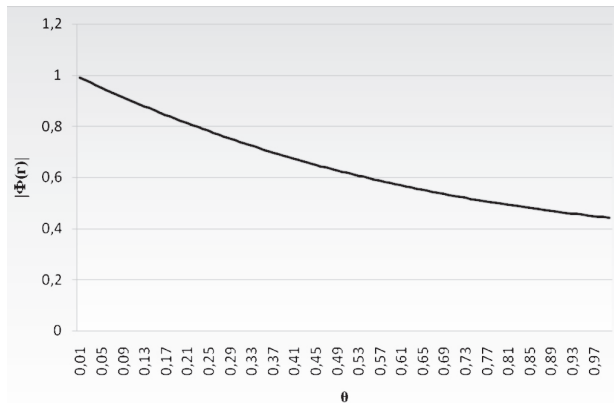


Рис. 6. Залежність модуль коефіцієнта відбиття $|\Phi_\Gamma|$ від кута падіння

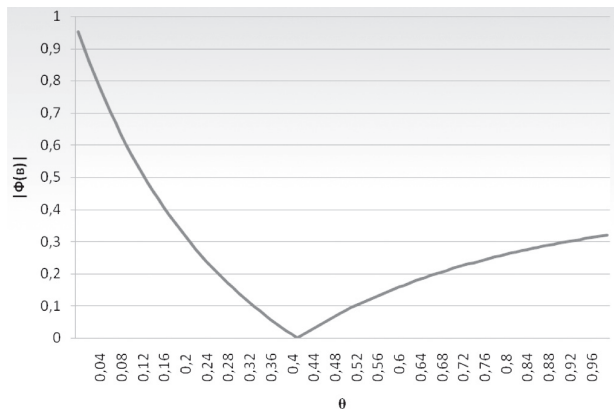


Рис. 7. Залежність модуль коефіцієнта відбиття $|\Phi_B|$ від кута падіння

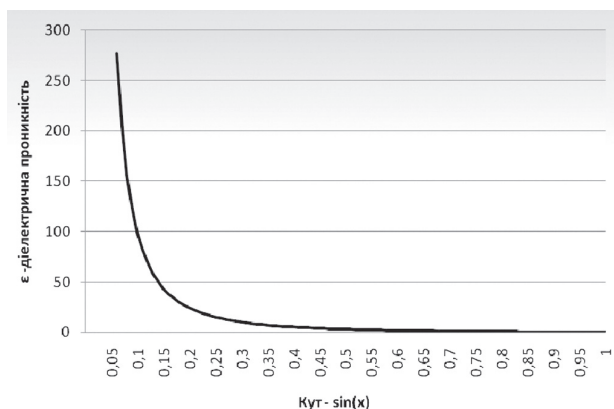


Рис. 8. Залежність кута Брюстера від діелектричної проникності

5. ПОБУДОВА ТА АНАЛІЗ СПЕКТРАЛЬНИХ ПРЕДСТАВЛЕНЬ СИГНАЛУ ПЕМВ ДЛЯ ЗОІ

Результуюча функція представлення сигналу буде складатися з функції Фур'є-перетворення та магнітної чи електричної складової рівняння Максвелла.

Ввівши в ці формули множник послаблення, відповідно побудуємо можливі графіки спектрів для двох типів випромінювачів, двох типів поляризації, а також будемо варіювати висотами випромінювача та приймача і відстанню між ними.

На рис. 9 та рис. 10 розглядається магнітний та електричний випромінювачі при зміні поляризації антени, заданий формулою (20), та графік спектру для вільного простору:

$$S(f) = S_{tr}(f) E(f) V(|\Phi|, f). \quad (20)$$

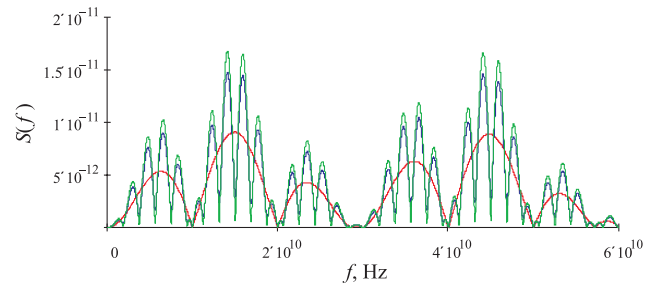


Рис. 9. Спектральні характеристики випромінювань диполу при зміні поляризації ($r_1 = 2\text{ м}$, $r_2 = 2\text{ м}$, $R = 50\text{ м}$)

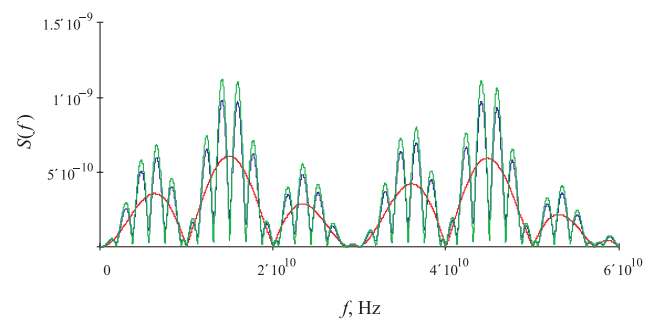


Рис. 10. Спектральні характеристики випромінювань рамки при зміні поляризації ($r_1 = 2\text{ м}$, $r_2 = 2\text{ м}$, $R = 50\text{ м}$)

На рис. 11 та рис. 12 розглядається магнітний та електричний випромінювачі при зміні відстані розвідки (50 м, 100 м), заданий формулою (21), та графік для вільного простору:

$$S(f) = S_{tr}(f) E(R, f) V(R, f). \quad (21)$$

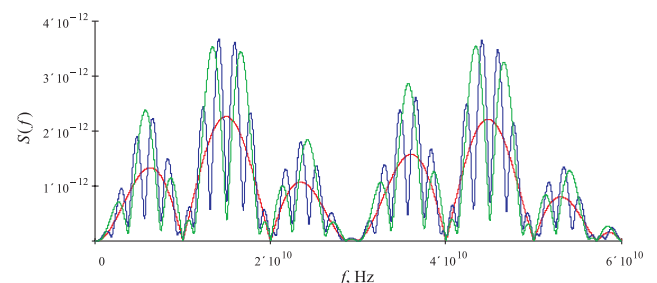


Рис. 11. Спектральні характеристики випромінювань диполу при зміні відстані РР ($r_1 = 2\text{ м}$, $r_2 = 2\text{ м}$, $R = 100\text{ м}$, $|\Phi_B|$)

На рис. 13 та рис. 14 розглядається магнітний та електричний випромінювачі при зміні висоти антен приймача і випромінювача, заданий формулою (22), та графік для вільного простору.

$$S(f) = S_{tr}(f)E(f)V(h_1, h_2, f). \quad (22)$$

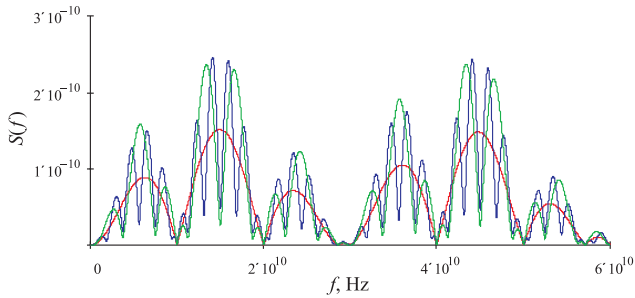


Рис. 12. Спектральні характеристики випромінювань рамки при зміні відстані РР ($r_1 = 2$ м, $r_2 = 2$ м, $R = 100$ м, $|\Phi_B|$)

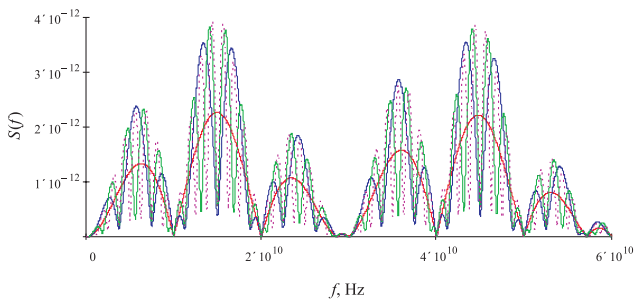


Рис. 13. Спектральні характеристики випромінювань диполю при зміні висот антен ($r_1 = 2$ м, $r_2 = (2, 4, 6)$ м, $R = 100$ м, $|\Phi_B|$)

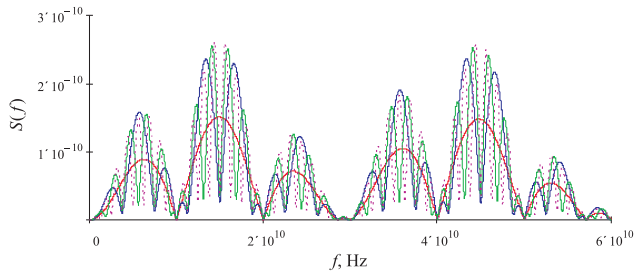


Рис. 14. Спектральні характеристики випромінювань рамки при зміні поляризації ($r_1 = 2$ м, $r_2 = (2, 4, 6)$ м, $R = 100$ м, $|\Phi_B|$)

Додамо на шляху розповсюдження сигналу ще одну поверхню перпендикулярну поверхні землі та паралельну шляху розповсюдження (направленості антени), це тим самим призведе до введення ще одного множника послаблення. Відповідно необхідно врахувати той факт, що якщо антена буде вертикально поляризованою відносно поверхні землі, то відносно іншої поверхні буде – горизонтально. Проведемо побудову для горизонтально-вертикально та при різності висот антен відносно поверхонь, задану формулою (23), та для порівняння побудуємо графік для вільного простору.

$$S(f) = S_{tr}(f)E(f)V_{1,2}(|\Phi|, r_1, r_2, r_3, r_4, f). \quad (23)$$

Проведемо, аналогічно, побудову при фіксованих висотах та різності відстані, функція представлена на (24) рис. 15 та рис. 16, а для різних відстаней – рис. 17 та рис. 18.

$$S(f) = S_{tr}(f)E(f)V_{1,2}(|\Phi|, R, f) \quad (24)$$

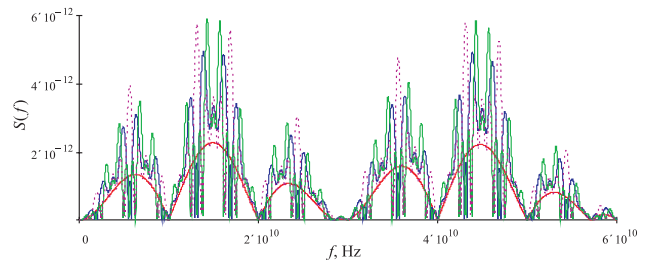


Рис. 15. Спектральні характеристики випромінювань диполю при впливі двох поверхонь та зміні висот антен відносно першої та другої ($r_1 r_3 = 2$ м, $r_2 = (2, 4)$ м, $r_4 = (4, 6)$ м, $R = 200$ м, $|\Phi_B| - |\Phi_T|$)

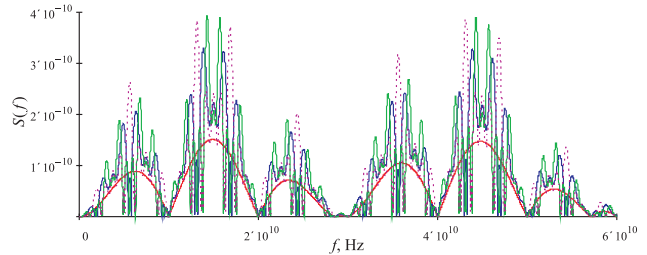


Рис. 16. Спектральні характеристики рамки при впливі двох поверхонь та зміні висот антен відносно першої та другої ($r_1 r_3 = 2$ м, $r_2 = (2, 4)$ м, $r_4 = (4, 6)$ м, $R = 200$ м, $|\Phi_B| - |\Phi_T|$)

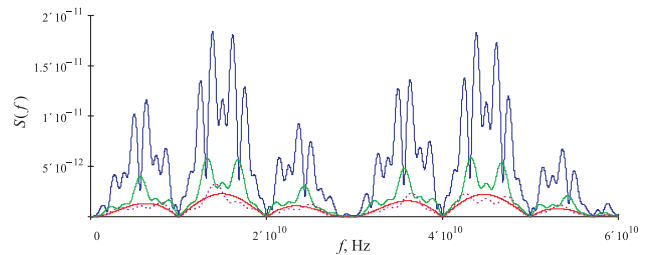


Рис. 17. Спектральні характеристики випромінювань диполю при впливі двох поверхонь та зміні відстані між антенами ($r_1 r_2 r_3 r_4 = 2$ м, $R = (50, 100, 150)$ м, $|\Phi_B| - |\Phi_T|$)

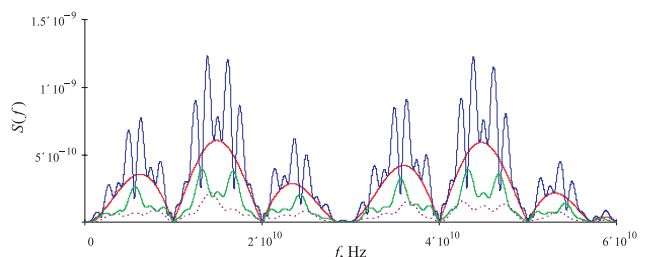


Рис. 18. Спектральні характеристики випромінювань рамки при впливі двох поверхонь та зміні відстані між антенами ($r_1 r_2 r_3 r_4 = 2$ м, $R = (50, 100, 150)$ м, $|\Phi_B| - |\Phi_T|$)

6. ГАЛУЗЬ ВИКОРИСТАННЯ ТА ВИСНОВКИ

Отримані спектральні характеристики поперше дозволяють оцінити відмінність спектру для вільного простору та з урахуванням відбиття; по-друге – отримана модель дослідження спектру дозволяє наблизити до реальних умов спектральне представлення сигналу ПЕМВ, тим самим дозволить більш точно оцінити канал витоку, та більш точно встановити заходи та засоби захисту.

Щодо безпосереднього аналізу спектрів, то тут можливо зробити наступні висновки:

— вертикальна поляризація відзначається більш сильнішою амплітудою, ніж горизонтальна (що природно);

— спектральне представлення ПЕМВ для диполя майже не відрізняється від спектру рамки;

— на невеликих відстанях відбувається посилення сигналу по амплітуді, але спектр дуже порізану структуру;

— при збільшенні відстані сигнал послаблюється, але дещо вирівнюється, наближаючись до спектру вільного простору;

— при додаванні ще однієї поверхні проявляється посилення сигналу по амплітуді, визначається ще більше прорізання сигналу.

Література.

- [1] Максименко Г. Частотно-временное представление опасных сигналов. В сб.: Правове, нормативне та метрологічне забезпечення систем захисту інформації в Україні. — Науково-технічний збірник. — Випуск 4, 2002 р.
- [2] Анкудович Г.Г., Катерноза К.А. Аналитическое представление сигналов побочного электромагнитного излучения и наводок элементов ЛВС АИС ГНС Украины. Научно-технический журнал Украины.
- [3] ДСТУ 3396.2-97. Техническая защита информации. Термины и определения.

[4] Основы спектрального анализа. Авторы: Раушер Кристоф, Йанссен Фолькер, Минихольд Роланд. Перевод с английского С.М.Смоляского. Под редакцией Ю.А. Гребенко. (М.: Горячая линия — Телеком, 2006).

[6] Б. М. Петров, Электродинамика и распространение радиоволн. 2-е издание (М.: Горячая линия — Телеком, 2007).

Надійшла до редколегії 11.09.2009



Заболотний Володимир Ілліч, доцент кафедри БІТ ХНУРЕ. Область наукових інтересів: технічний захист інформації.



Ясиновий Сергій Юрійович, магістрант кафедри БІТ ХНУРЕ. Область наукових інтересів: технічний захист інформації.