

В. П. Манойлов, д. т. н., проф.; Л. Ю. Назарчук

ВИЗНАЧЕННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ БІОЛОГІЧНОГО СЕРЕДОВИЩА НА ОСНОВІ ДВОШАРОВОЇ ПЛОСКОЇ МОДЕЛІ

Стаття присвячена методу визначення діелектричної проникності біологічних об'єктів за допомогою частотної залежності коефіцієнта відбиття за напругою від двошарової плоскої моделі середовища. Показано, що діелектрична проникність півпростору залежить не лише від частоти, а й від типу поляризації та кута падіння електромагнітної хвилі. Цей метод може бути застосовано в діагностиці пухлинних захворювань людського організму.

Ключові слова: комплексна діелектрична проникність, комплексний коефіцієнт відбиття за напругою.

Вступ

Першим і основним завданням в галузі радіохвильового контролю складу і властивостей речовин є вимірювання діелектричної проникності. Найбільшого поширення набули надвисокочастотні методи, які знайшли своє застосування в будівництві, сільському господарстві та медичній діагностиці.

Проблема взаємодії електромагнітних полів із живими організмами привертає увагу науковців можливістю застосування в медицині, особливо під час дистанційного визначення структури біологічного об'єкта, моделювання штучних об'єктів з електродинамічними характеристиками, що максимально наближені до характеристик реальних біологічних об'єктів.

Однією з фізичних величин, що характеризує властивість середовища поглинати електромагнітні хвилі, які розповсюджуються в ньому, є комплексна діелектрична проникність. Значення цієї величини залежить від фізичної природи середовища [1]. Більшість досліджень пов'язані з вимірюванням абсолютних значень діелектричної проникності матеріалів і рідин. Отже, визначення дійсної та уявної частин діелектричної проникності біологічних рідин та об'єктів є важливим завданням під час дослідження їхньої структури та характеристик.

Огляд джерел

В останні десятиліття інтенсивно проводять дослідження поширення електромагнітних хвиль у лісових покривах. Особливої актуальності такі дослідження набули з розвитком методів дистанційного зондування земної поверхні. Це пов'язано з істотним впливом лісів на параметри електромагнітних випромінювань практично будь-яких діапазонів, що визначають особливості поширення хвиль поблизу земної поверхні.

У роботі [2] розглянуто метод визначення діелектричної проникності рослинних середовищ у низькочастотній частині ультракороткохвильового (УКХ) діапазону. За своїми електрофізичними характеристиками лісове середовище аналогічне неідеальному діелектрику, тому процеси відбиття і заломлення хвиль на верхівці лісу залежать переважно від дійсної частини його діелектричної проникності. Метод ґрунтується на проведенні безпосередніх вимірювань послаблення поля в лісі. Вважалося, що в цьому частотному діапазоні лісове середовище ізотропне. Тоді визначення його діелектричної проникності звели до незалежних вимірювань дійсної та уявної частин скалярної величини.

Останні сорок років для розв'язання широкого спектру завдань за оцінкою стану гірського масиву все частіше використовують георадіолокацію – технологію, що використовує під час вивчення підземного простору принципи радіолокації (активно розробляється в США, Франції, Швеції, Росії та ін.). Метод електромагнітного імпульсного (ЕМІ) надширококуткового (НШС) зондування як один з методів георадіолокації знайшов

застосування в інженерній геології і будівельній індустрії за рахунок збільшення глибини досліджень.

У роботах [3 – 4] представлено метод підповерхневої ЕМІ НШС зондування, що реалізовано з використанням генераторів на дрейфових діодах з різким відновленням зворотної напруги для випромінювання електромагнітних хвиль. Значна глибина поширення сигналу зумовлена виникненням низькочастотної дисперсії діелектричної проникності середовища, наявність якої визначається поляризацією з дипольно-релаксаційним механізмом, що описує поведінку вологого ґрунту під впливом сильного електромагнітного імпульсного поля.

У процесі низькоенергетичного електромагнітного опромінення біологічних тканин відбувається іонізація молекул речовини й утворення радикальних пар. Таким чином, зовнішні низькоенергетичні електромагнітні поля впливають на молекулярну структуру біологічних речовин, а отже, і на їхні електрофізичні характеристики – дійсну та уявну частини діелектричної проникності. Ці зміни призводять до змін характеристик досліджуваного об'єкта.

Робота [5] присвячена розгляду впливу електромагнітного поля надвисокої частоти на біологічні об'єкти в сільськогосподарському виробництві. Оцінка стану біоб'єктів виконували за допомогою методу діелектричної радіоспектроскопії. За рівнем іонізації біологічного середовища визначали тенденції в зміні діелектричної проникності. У зв'язку з цим було розглянуто імовірнісну модель процесів, що відбуваються в біологічних середовищах під впливом зовнішніх електромагнітних полів, яка дозволила визначити кількісні зміни електрофізичних характеристик біологічних тканин.

У роботі [6] представлено метод визначення резонансного кута та метод фазових вимірювань коефіцієнта відбиття, які використовують для визначення діелектричних параметрів біологічних об'єктів. Також проведено розрахунок датчика для аналізу складу біологічних середовищ. Висока чутливість таких сенсорів зумовлена резонансною залежністю вихідних величин датчика від параметрів середовища. У якості інформаційних параметрів використовують інтенсивність, кут падіння та фазу відбитої хвилі. В конструкції біосенсора було використано тришарову модель, а саме: середовище 1 представляло собою скляну призму, середовище 2 – шар золота чи срібла товщиною d , середовище 3 – досліджуване біологічне середовище, що вважалось напівнескінченим простором. Показано, що метод є універсальним у широкому діапазоні діелектричних параметрів досліджуваних об'єктів.

Але, незважаючи на високу чутливість цих методів, існують певні обмеження в їхньому застосуванні, а саме: висока складність оптичної схеми для реалізації фазових вимірювань коефіцієнта відбиття, яка може бути реалізована тільки в умовах спеціалізованих лабораторій.

Ближньопольова локація надвисокочастотного (НВЧ) діапазону є ефективним методом дослідження матеріалів і середовищ різноманітної фізичної природи та широко використовується в мікроелектроніці, матеріалознавстві, дефектоскопії та медичній діагностиці. Висока чутливість антени до зміни діелектричної проникності середовища дозволяє виконувати діагностику на деякій відстані досліджуваної області від апертури зонда. При цьому важливою характеристикою є глибина зондування – відстань усередині об'єкта, на якій ще помітні зміни діелектричної проникності середовища. У роботах [7, 8] показано, що для ближньопольової локації значення глибини зондування можуть досягати декількох сантиметрів. Також представлено можливість застосування ближньопольової локації НВЧ-діапазону для визначення злоякісних утворень усередині біологічної тканини. Теоретичні результати отримано за допомогою теорії плоскошарових середовищ. У роботі представлено електродинамічну модель для діагностики сильно неоднорідних шарових середовищ.

У роботі [9] розглянуто ефекти радіаційної взаємодії під час ближньопольової діагностики

біологічних тканин. Розрахунок проведено на основі теорії ближньопольової локації плоскошарового середовища, за допомогою якої визначено комплексний імпеданс зонду, зміна якого відбувалася при зміні діелектричної проникності біологічної тканин.

Відомо, що виникнення та розвиток багатьох захворювань опорно-рухового апарату в дітей та підлітків пов'язані з погіршенням основних процесів регуляції життєдіяльності організму. Якість процесів життєдіяльності (норма чи патологія) змінює електродинамічні параметри організму, насамперед, діелектричну проникність тканин. Звідси випливає, що оцінка діелектричної проникності може служити показником функціональної активності організму.

У роботах [10, 11] розглянуто можливість визначення електродинамічних параметрів біологічних тканин з використанням дистанційного методу. Показано принципову можливість використання методики для неінвазивної діагностики біооб'єктів та проведено дослідження можливостей методу високочастотного ближньопольового зондування на конкретних прикладах опорно-рухового апарату в підлітків шляхом вимірювання величини діелектричної проникності живої тканини.

Аналіз відмінностей у властивості біологічних тканин поглинати та розсіювати електромагнітне поле лежить в основі методу хвилеводного електромагнітного зондування [12 – 14]. Результати дослідження цим методом дозволяють оцінити просторовий розподіл діелектричної проникності біологічного об'єкта та зробити висновок про ступінь поглинання потужності електромагнітного поля в біологічних тканинах. Математична модель методу ґрунтується на розв'язку задачі дифракції електромагнітного поля на поглинальному об'єкті, який помістили у хвилевід. Відповідна крайова задача зводиться до розв'язку інтегрального рівняння Фредгольма другого роду. Перевага методу інтегральних рівнянь полягає в можливості отримання картини поля в об'ємі, до складу якого входить діелектрична неоднорідність.

У роботі [15] розглянуто задачу визначення дифракційної картини поля на неоднорідному діелектричному зразку, що моделює біологічний об'єкт. Методом хвилеводного електромагнітного зондування досліджено вплив електродинамічних та геометричних характеристик зразка на розподіл розсіяного електромагнітного поля. Також проведено моделювання дифракції електромагнітних хвиль на шаруватій неоднорідності у хвилеводі. Чисельні розрахунки виконано на прикладі плоского хвилеводу, що містив тришарову модель біологічного середовища. Діелектрична проникність зовнішніх шарів приймалась такою, що дорівнює діелектричній проникності м'язової тканини, а внутрішнього шару – кісткової тканини.

Результати дослідження діелектричних властивостей у ММ діапазоні слабких розчинів глюкози у воді та фізіологічному розчині, а також діелектричних властивостей крові та шкіри представлено в [16]. Дослідження проводили за допомогою розробленого з цією метою методу вимірювання комплексної діелектричної проникності середовищ з великими втратами, що не вимагає фазових вимірювань комплексного коефіцієнта відбиття. Методика дозволяє визначити вміст глюкози в крові в реальному часі за однією краплею крові.

Постановка завдання

Рання діагностика пухлин молочної залози сьогодні є однією з актуальних проблем. Зміна діелектричної проникності та температури тканин звичайно передують структурним змінам, які визначають стандартними методами дослідження молочної залози – УЗД, мамографії.

Отже, проблема визначення комплексної діелектричної проникності біологічних тканин є однією з необхідних умов під час діагностики структурних змін організму людини, а саме: під час локалізації пухлинних процесів. Тому розробка нового методу для визначення діелектричних характеристик біологічних тканин є важливим завданням у діагностиці новоутворень. Новизна цього радіотехнічного методу полягає у визначенні комплексної діелектричної проникності біологічних середовищ за вимірюванням коефіцієнта відбиття за

напругою в діапазоні частот. Також цей метод удосконалено шляхом введення математичної моделі ближньопольової взаємодії “антена – біологічне середовище” [17].

У роботі [18] представлено метод визначення діелектричних параметрів плоскої тришарової моделі (включаючи повітря) біологічного середовища з відносними діелектричними проникностями шарів $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ за допомогою аналізу частотної залежності коефіцієнта відбиття $R(f)$ у частотному діапазоні 1,4...1,6 ГГц.

Двошарові моделі середовищ – це окремий випадок плоских тришарових моделей, коли біологічне середовище розглядають як діелектричний півпростір (рис. 1).

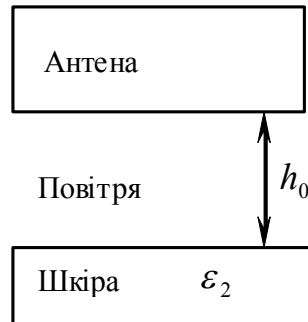


Рис. 1. Моделювання біологічного середовища організму людини за допомогою двошарової моделі, h_0 – висота розташування антени над структурою

У цьому випадку діелектрична проникність біологічного середовища має таку залежність по глибині

$$\varepsilon(y) = \begin{cases} \varepsilon_1 = 1, & 0 < y \leq h_0, \\ \varepsilon_2, & y > h_0. \end{cases}$$

Метою роботи є розгляд методу визначення комплексної діелектричної проникності середовища за допомогою аналізу частотної залежності функції коефіцієнта відбиття за напругою $R(f)$ радіохвиль. Для цього розглянемо випадки падіння електромагнітної хвилі (ЕМХ) на двошарову структуру.

Довільне падіння ЕМХ із перпендикулярною поляризацією

Розглянемо випадок довільного падіння ЕМХ з перпендикулярною поляризацією на двошарову структуру (рис. 2).

Розглядаючи тільки абсолютні величини векторів складників електромагнітних хвиль, тобто проекції векторів електромагнітних хвиль на вісь Oy , запишемо вирази для падної та відбитої хвиль у першому середовищі

$$E_1 = E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1}, \quad H_1 = \frac{\cos a_1}{Z'_1} E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1},$$

$$E_2 = E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, \quad H_2 = \frac{\cos a_1}{Z'_1} E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1},$$

де E_{im} – комплексні амплітуди векторів електромагнітного поля, $\gamma_1 = -\frac{2\pi f}{c}$ – постійна розповсюдження в першому середовищі.

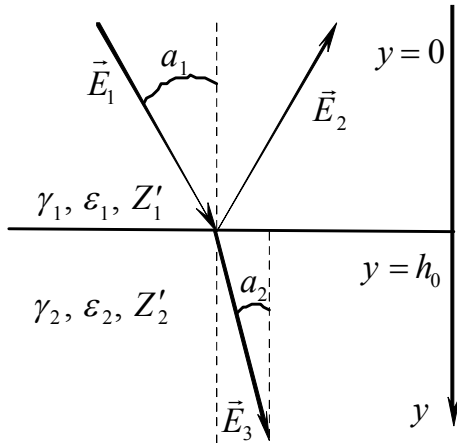


Рис. 2. Падіння ЕМХ з перпендикулярною поляризацією під довільним кутом a_1 до границі розподілу середовищ

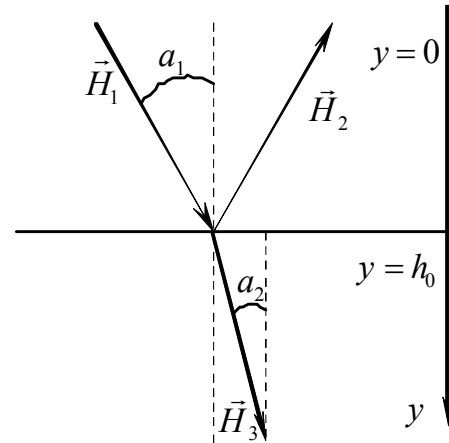


Рис. 3. Падіння ЕМХ з паралельною поляризацією під довільним кутом a_1 до границі розподілу середовищ

де γ_1, γ_2 – комплексні постійні розповсюдження в середовищах, ϵ_1, ϵ_2 – комплексні відносні діелектричні проникності середовищ, Z_1', Z_2' – комплексні хвильові опори середовищ, $Z_i' = \frac{Z_o}{\sqrt{\epsilon_i}}$, $Z_o = 377 \text{ Ом}$ – хвильовий опір вільного простору, h_0 – висота розташування антени над середовищем

Електромагнітне поле всередині першого шару визначають через падну та відбиту хвилі таким чином

$$E(1) = E_1 + E_2 = E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1} + E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1},$$

$$H(1) = H_1 - H_2 = \frac{\cos a_1}{Z_1'} E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1} - \frac{\cos a_1}{Z_1'} E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}.$$

Електромагнітне поле всередині другого шару визначають тільки наявністю проникної хвилі, а саме:

$$E(2) = E_3 = E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2},$$

$$H(2) = H_3 = \frac{\cos a_2}{Z_2'} E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2}.$$

Користуючись граничними умовами неперервності електромагнітного поля на границі розподілу середовищ [19]

$$\text{при } y = h_0 \quad \begin{cases} \epsilon_1 E(1) = \epsilon_2 E(2), \\ H(1) = H(2), \end{cases} \quad (1)$$

запишемо систему рівнянь щодо комплексних амплітуд електромагнітного поля першого та другого середовищ

$$\begin{cases} \epsilon_1 (E_{1m} e^{\gamma_1 h_0 \cos a_1} + E_{2m} e^{-\gamma_1 h_0 \cos a_1}) = \epsilon_2 E_{3m} e^{\gamma_2 h_0 \cos a_2}, \\ \frac{\cos a_1}{Z_1'} (E_{1m} e^{\gamma_1 h_0 \cos a_1} - E_{2m} e^{-\gamma_1 h_0 \cos a_1}) = \frac{\cos a_2}{Z_2'} E_{3m} e^{\gamma_2 h_0 \cos a_2}. \end{cases} \quad (2)$$

Розв'язуючи систему (2) щодо відношення комплексних амплітуд електромагнітного поля E_{2m} / E_{1m} , отримаємо такий вираз для комплексного коефіцієнта відбиття

$$R = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2 - a}\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2 + a}\sqrt{\varepsilon_1}} e^{2\gamma_1 h_0 \cos a_1}, \quad (3)$$

де $a = \frac{\cos a_2}{\cos a_1}$ – дійсне число, a_1 – кут падіння, $a_2 = \arccos \sqrt{1 - \frac{\sin^2 a_1}{|\varepsilon_2|}}$ – кут заломлення.

З урахуванням $\varepsilon_1 = 1$ (перше середовище є повітрям) та постійної розповсюдження відношення (3) запишемо таким чином

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_2 - a}}{\sqrt{\varepsilon_2 + a}} e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}}. \quad (4)$$

Із виразу (4) знаходимо комплексну відносну діелектричну проникність середовища ε_2

$$\varepsilon_2 = a^2 \left(\frac{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} + R}{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} - R} \right)^2. \quad (5)$$

Оскільки величини R , ε_2 є комплексними, то з виразу (5) випливає рівність дійсних та уявних частин комплексних чисел. Отже, запишемо систему рівнянь для знаходження дійсної та уявної частини $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$

$$\varepsilon_2' = \operatorname{Re} \left[a^2 \left(\frac{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} + R}{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} - R} \right)^2 \right], \quad \varepsilon_2'' = \operatorname{Im} \left[a^2 \left(\frac{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} + R}{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} - R} \right)^2 \right].$$

Довільне падіння ЕМХ із паралельною поляризацією

Розглянемо випадок довільного падіння ЕМХ з паралельною поляризацією на двошарову структуру (рис. 3)

Вирази для падної та відбитої хвиль у першому середовищі будуть мати такий вигляд

$$E_1 = \cos a_1 E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1}, \quad H_1 = \frac{E_{1m}}{Z_1'} e^{\gamma_1 y \cos a_1},$$

$$E_2 = \cos a_1 E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, \quad H_2 = \frac{E_{2m}}{Z_1'} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}.$$

Електромагнітне поле всередині першого шару визначають через падну та відбиту хвилі таким чином

$$E(1) = E_1 - E_2 = \cos a_1 E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1} - \cos a_1 E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1},$$

$$H(1) = H_1 + H_2 = \frac{E_{1m}}{Z_1'} e^{\gamma_1 y \cos a_1} + \frac{E_{2m}}{Z_1'} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}.$$

Електромагнітне поле всередині другого шару визначають тільки проникною хвилею в середовищі

$$E(2) = E_3 = \cos a_2 E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2},$$

$$H(2) = H_3 = \frac{E_{3m}}{Z_2'} e^{\gamma_2 y \cos a_2}.$$

Користуючись граничними умовами неперервності електромагнітного поля на границі розподілу середовищ (1), запишемо систему рівнянь щодо комплексних амплітуд

електромагнітного поля в середовищах

$$\begin{cases} \varepsilon_1 \cos a_1 (E_{1m} e^{\gamma_1 h_0 \cos a_1} - E_{2m} e^{-\gamma_1 h_0 \cos a_1}) = \varepsilon_2 \cos a_2 E_{3m} e^{\gamma_2 h_0 \cos a_2}, \\ \frac{1}{Z'_1} (E_{1m} e^{\gamma_1 h_0 \cos a_1} + E_{2m} e^{-\gamma_1 h_0 \cos a_1}) = \frac{E_{3m}}{Z'_2} e^{\gamma_2 h_0 \cos a_2}. \end{cases} \quad (6)$$

Розв'язуючи систему (6) відносно E_{2m}/E_{1m} , отримаємо такий вираз для комплексного коефіцієнта відбиття

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - a\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + a\sqrt{\varepsilon_2}} e^{2\gamma_1 h_0 \cos a_1}. \quad (7)$$

При $\varepsilon_1 = 1$ відношення (7) запишемо у вигляді

$$R = \frac{1 - a\sqrt{\varepsilon_2}}{1 + a\sqrt{\varepsilon_2}} e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}}. \quad (8)$$

Із виразу (8) знаходимо комплексну діелектричну проникність середовища ε_2

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{a^2} \left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} - R}{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} + R} \right)^2.$$

Отже, систему рівнянь для визначення дійсної та уявної частин $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2$ запишемо у вигляді

$$\varepsilon'_2 = \operatorname{Re} \left[\frac{1}{a^2} \left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} - R}{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} + R} \right)^2 \right], \quad \varepsilon''_2 = \operatorname{Im} \left[\frac{1}{a^2} \left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} - R}{e^{-\frac{4\pi h_0 f \cos a_1}{c}} + R} \right)^2 \right].$$

Падіння ЕМХ із перпендикулярною поляризацією під прямим кутом

Розглянемо випадок падіння ЕМХ з перпендикулярною поляризацією під прямим кутом на двошарову структуру (рис. 4).

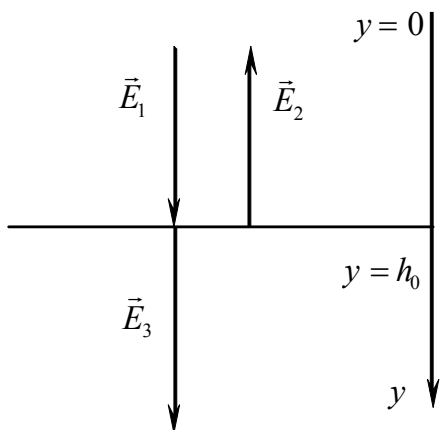


Рис. 4. Падіння ЕМХ з перпендикулярною поляризацією під прямим кутом до границі розподілу середовищ

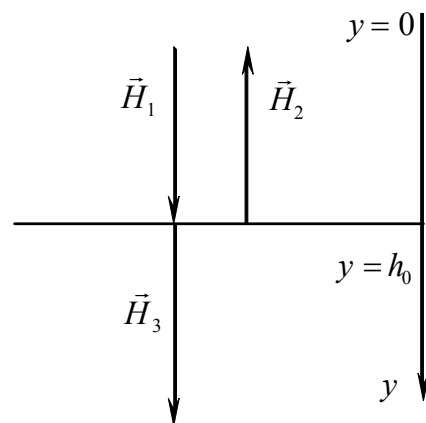


Рис. 5. Падіння ЕМХ з паралельною поляризацією під прямим кутом до границі розподілу середовищ

Запишемо вирази для падної та відбитої хвиль у першому середовищі

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{1m} e^{\gamma_1 y}, \quad H_1 = \frac{E_{1m}}{Z'_1} e^{\gamma_1 y}, \\ E_2 &= E_{2m} e^{-\gamma_1 y}, \quad H_2 = \frac{E_{2m}}{Z'_1} e^{-\gamma_1 y}. \end{aligned} \quad (9)$$

Електромагнітне поле всередині першого шару визначають через падну та відбиту хвилі в першому середовищі

$$\begin{aligned} E(1) &= E_1 + E_2 = E_{1m} e^{\gamma_1 y} + E_{2m} e^{-\gamma_1 y}, \\ H(1) &= H_1 - H_2 = \frac{E_{1m}}{Z'_1} e^{\gamma_1 y} - \frac{E_{2m}}{Z'_1} e^{-\gamma_1 y}. \end{aligned}$$

Електромагнітне поле всередині другого шару описують виразом для проникної хвилі в другому середовищі

$$\begin{aligned} E(2) &= E_3 = E_{3m} e^{\gamma_2 y}, \\ H(2) &= H_3 = \frac{E_{3m}}{Z'_2} e^{\gamma_2 y}. \end{aligned} \quad (10)$$

Користуючись граничними умовами неперервності електромагнітного поля (1), запишемо систему рівнянь щодо комплексних амплітуд електромагнітного поля

$$\begin{cases} \varepsilon_1 (E_{1m} e^{\gamma_1 h_0} + E_{2m} e^{-\gamma_1 h_0}) = \varepsilon_2 E_{3m} e^{\gamma_2 h_0}, \\ \frac{1}{Z'_1} (E_{1m} e^{\gamma_1 h_0} - E_{2m} e^{-\gamma_1 h_0}) = \frac{1}{Z'_2} E_{3m} e^{\gamma_2 h_0}. \end{cases} \quad (11)$$

Розв'язуючи систему (11) щодо E_{2m} / E_{1m} , отримаємо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}} e^{2\gamma_1 h_0}. \quad (12)$$

При $\varepsilon_1 = 1$ вираз (12) запишемо таким чином

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1} e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}}. \quad (13)$$

Із виразу (13) знайдемо відносну діелектричну проникність ε_2

$$\varepsilon_2 = \left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} + R}{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} - R} \right)^2.$$

Отже, систему рівнянь для знаходження дійсної та уявної частин $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2$ запишемо у вигляді

$$\varepsilon'_2 = \operatorname{Re} \left[\left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} + R}{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} - R} \right)^2 \right], \quad \varepsilon''_2 = \operatorname{Im} \left[\left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} + R}{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} - R} \right)^2 \right].$$

Падіння ЕМХ із паралельною поляризацією під прямим кутом

Розглянемо випадок падіння ЕМХ з паралельною поляризацією під прямим кутом на двошарову структуру (рис. 5).

Вирази для падної та відбитої хвиль у першому середовищі будемо визначати рівністю (9). Електромагнітне поле всередині першого шару визначають через падну та відбиту хвилі в першому середовищі таким чином

$$E(1) = E_1 - E_2 = E_{1m}e^{\gamma_1 y} - E_{2m}e^{-\gamma_1 y},$$

$$H(1) = H_1 + H_2 = \frac{E_{1m}}{Z_1'}e^{\gamma_1 y} + \frac{E_{2m}}{Z_1'}e^{-\gamma_1 y}.$$

Електромагнітне поле всередині другого шару визначають виразом (10).

Користуючись граничними умовами неперервності електромагнітного поля (1), запишемо систему рівнянь відносно комплексних амплітуд електромагнітного поля

$$\begin{cases} \varepsilon_1(E_{1m}e^{\gamma_1 h_0} - E_{2m}e^{-\gamma_1 h_0}) = \varepsilon_2 E_{3m}e^{\gamma_2 h_0}, \\ \frac{1}{Z_1'}(E_{1m}e^{\gamma_1 h_0} + E_{2m}e^{-\gamma_1 h_0}) = \frac{1}{Z_2'}E_{3m}e^{\gamma_2 h_0}. \end{cases} \quad (14)$$

Розв'язуючи систему (14) відносно E_{2m}/E_{1m} , отримаємо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} e^{2\gamma_1 h_0}. \quad (15)$$

При $\varepsilon_1 = 1$ вираз (15) набуває вигляду

$$R = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_2}}{1 + \sqrt{\varepsilon_2}} e^{-\frac{4\pi h_0 f}{c}}. \quad (16)$$

Із виразу (16) знаходимо відносну діелектричну проникність ε_2 таким чином

$$\varepsilon_2 = \left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} - R}{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} + R} \right)^2.$$

Тоді систему рівнянь для знаходження дійсної та уявної частини $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$ запишемо у вигляді

$$\varepsilon_2' = \text{Re} \left[\left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} - R}{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} + R} \right)^2 \right], \quad \varepsilon_2'' = \text{Im} \left[\left(\frac{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} - R}{e^{\frac{4\pi h_0 f}{c}} + R} \right)^2 \right].$$

Отже, за заданого значення коефіцієнта відбиття та відповідній йому частоті ми знайшли комплексну відносну діелектричну проникність середовища ε_2 .

Висновки

У роботі запропоновано математичну модель методу відновлення параметрів біологічних середовищ за функцією коефіцієнта відбиття радіохвиль. Було проведено дослідження частотної залежності коефіцієнта відбиття на основі розгляду двошарової моделі біологічного середовища для чотирьох випадків падіння електромагнітної хвилі на границю

розподілу середовищ.

Показано, що у випадку двошарової моделі визначення діелектричної проникності середовища можливе за умови відомого значення частоти. Із наведених вище співвідношень видно, що значення комплексного коефіцієнта відбиття за напругою залежить не тільки від параметрів досліджуваного середовища, а й від поляризації та кута падіння електромагнітної хвилі.

Цей метод може бути застосовано в діагностиці пухлинних захворювань, оскільки він не потребує хірургічного втручання і є повністю безпечним. Надалі плануємо розробити математичну модель методу визначення розподілу температури в біологічній тканині, у якій буде використано результати цього дослідження.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Черепнев И. А. Биологические эффекты при воздействии электромагнитных волн. / И. А. Черепнев // Системы управління, навігації та зв'язку. – 2007. – № 3. – С. 118 – 124.
2. Басанов Б. В. Метод определения эффективной диэлектрической проницаемости лесного полога. / Б. В. Басанов, А. Ю. Ветлужский, В. П. Калашников // Журнал радиоэлектроники. – 2010. – № 4. – С. 34 – 40.
3. Болтинцев В. Б. Определение диэлектрических свойств сложных грунтов при электромагнитном импульсном сверхширокополосном зондировании подстилающей среды / В. Б. Болтинцев // Промышленное и гражданское строительство. – 2011. – № 11. – С. 25 – 28.
4. Болтинцев В. Б. Метод электромагнитного импульсного сверхширокополосного зондирования подстилающей среды / В. Б. Болтинцев, В. Н. Ильяхин, К. П. Безродный // Журнал радиоэлектроники. – 2012. – № 1. – С. 1 – 39.
5. Мутнян В. О. Теоретичний аналіз впливу низькоенергетичного електромагнітного випромінювання на стан біооб'єктів / В. О. Мутнян, О. В. Лисенко, Д. М. Коваль // Праці ТДАТУ. – 2011. – Т. 3. – № 11. – С. 14 – 19.
6. Плахотник В. Ю. Сенсоры на основе поверхностного плазмонного резонанса и контроль диэлектрических свойств биологических сред / В. Ю. Плахотник, Г. А. Поляков, Г. А. Долинский // Вісник СевНТУ. – 2009. – № 99. – С. 82 – 85.
7. Резник А. Н. Ближнеполюсная СВЧ томография биологических сред / А. Н. Резник, Н. В. Юрасова // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. – № 4. – С. 108 – 117.
8. Резник А. Н. Обнаружение контрастных образований внутри биологических сред при помощи ближнеполюсной СВЧ диагностики / А. Н. Резник, Н. В. Юрасова // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – № 1. – С. 90 – 104.
9. Резник А. Н. Радиационные эффекты в ближнеполюсной сверхвысокочастотной диагностике / А. Н. Резник, И. А. Шерешевский, Н. К. Вдовичева // Радиотехника и электроника. – 2008. – Т. 53. – № 6. – С. 656 – 664.
10. Арсеньев А. В. Применение метода ВЧ–ближнеполюсного зондирования в диагностике биообъектов / А. В. Арсеньев, А. Н. Волченко, Л. В. Лихачева, В. И. Печерский // Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. – 2011. – № 2 (72). – С. 154 – 157.
11. Баллошин Ю. А. Метод диагностики функциональной активности тканей и органов биообъектов / Ю. А. Баллошин, А. А. Сорокин, А. В. Арсеньев, М. Г. Дудин, А. Н. Волченко // Изв. ВУЗОВ. Приборостроение. – 2011. – Т. 54. – № 3. – С. 37 – 43.
12. Моденов В. П. Волноводно-резонансный метод в СВЧ диэлектromетрии / В. П. Моденов // Вестник новых медицинских технологий. – 1996. – Т. 3. – № 1. – С. 17 – 19.
13. Моденов В. П. Метод интегральных уравнений в задаче волноводного электромагнитного зондирования биообъектов / В. П. Моденов, И. К. Трошина // Вестник новых медицинских технологий. – 1998. – Т. 5. – № 3 – 4. – С. 106 – 108.
14. Моденов В. П. Метод Галеркина в задаче волноводного электромагнитного зондирования биообъектов / В. П. Моденов, В. В. Конюшенко // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1998. – Т. 3. – № 4. – С. 43 – 46.
15. Моденов В. П. Математическое моделирование волноводного электромагнитного зондирования биологических объектов / В. П. Моденов, И. К. Трошина, В. В. Конюшенко // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2002. – № 5 – 6. – С. 67 – 72.
16. Мериакри В. В. Диэлектрические свойства растворов глюкозы в миллиметровом диапазоне волн и проблема контроля ее содержания в крови / В. В. Мериакри, Е. Е. Чиграй, И. П. Никитин, М. П. Пархоменко // Международная конференция Крымико. – 2005. – С. 853 – 854.
17. Манойлов В. П. Ближнеполюсная НВЧ–взаємодія «антена–середовище» / В. П. Манойлов, Л. Ю. Назарчук // Вісник ЖДТУ. – 2005. – № 2 (33). – С. 75 – 79.
18. Назарчук Л. Ю. Відновлення параметрів біологічних середовищ за функцією коефіцієнта відбиття / Л. Ю. Назарчук // Вісник ЖДТУ. – 2006. – № 1 (36). – С. 65 – 74.

19. Гольдштейн Л. Д. Электромагнитные поля и волны / Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. – М.: Сов. Радио, 1971. – 664 с.

Манойлов Вячеслав Пилипович – д. т. н., проф., завідувач кафедри радіотехніки і телекомунікацій, Lnazarchuk@rambler.ru.

Назарчук Леся Юрївна – здобувач, Lnazarchuk@rambler.ru.
Житомирський державний технологічний університет.