

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

Житомирський державний технологічний університет

БЛИЖНЬОПОЛЬОВА НВЧ-ВЗАЄМОДІЯ “АНТЕНА–СЕРЕДОВИЩЕ”

Стаття присвячена проблемі дослідження структури різноманітних матеріалів та контролю їх однорідності, а також вимірюванню комплексної діелектричної проникності біологічних середовищ. Показана можливість відновлення температурних профілів біооб'єктів за їх комплексною діелектричною проникністю та коефіцієнтом відбиття.

Постановка задачі. Процес життєдіяльності будь-якого біологічного об'єкта розглядається як безупинний обмін енергією з навколишнім середовищем. У цьому випадку просторово-часовий розподіл фізичних полів навколо організму є джерелом діагностичної інформації, складність інтерпретації якої визначається складністю процесів у біооб'єктах. Універсальним параметром описання процесів, що визначають стан термодинамічної рівноваги для всіх макроскопічних частин системи, є температура [1]. У цьому випадку процес обміну енергією між частинами біосистеми супроводжується квазірівноважним електромагнітним випромінюванням, яке описується законом Планка, а будь-який біооб'єкт є джерелом електромагнітного випромінювання. Для температур, близьких до 30 °С, максимум енергії в спектрі власного випромінювання біооб'єктів припадає на інфрачервону область (8–14 мкм), а значна частина енергії випромінювання розподілена в області НВЧ-випромінювання (1–10 см). НВЧ-випромінювання є джерелом інформації про інтегральну температуру в глибоко розташованих тканинах. Реєстрація електромагнітного випромінювання дозволяє всебічно вивчити просторову структуру різних процесів життєдіяльності біооб'єкта.

Особливе місце серед задач температурної діагностики займає контроль нагрівання біологічних тканин. Запалювальні процеси та пухлини в організмі людини часто носять локальний характер та супроводжуються підвищенням температури в зоні запалення.

Відомо, що температурна аномалія проєктується на поверхню шкіри, причому розміри плями з підвищеною температурою на поверхні в декілька разів перевищують розміри самого джерела і взагалі залежать від глибини його розташування та розмірів. Таким чином, за розподілом температури на поверхні шкіри можна судити про наявність або відсутність запалення всередині, про розмір пухлини та її локалізацію. На цьому базується вимірювання глибинної температури біооб'єкта за допомогою ближньопольового зондування в НВЧ-діапазоні [2].

Якість і повнота інформації, яка одержується при ближньопольовій взаємодії залежить від параметрів антени, а також від відстані між антеною та біооб'єктом. Застосування антени як НВЧ-зондів полягає у тому, що основні параметри антени залежать не тільки від геометрії та електричних розмірів антени, але й від комплексної діелектричної проникності середовища, що оточує антену.

У багатьох практичних випадках як антени–зонди використовуються апертурні антени, що являють собою відкритий кінець хвилеводу, що випромінює в досліджуване середовище.

Розглянута система вимірювання температури “антена–біооб'єкт” являє собою складну електродинамічну систему, розв'язок для якої не отримано до нашого часу.

Безконтактний температурний контроль є однією з ключових проблем медицини, причому вкрай важливо проводити вимірювання не в окремій точці, а відновлювати весь глибинний профіль.

Мета роботи. У даній роботі розглянуто задачу математичного моделювання ближньопольової взаємодії антени з біооб'єктом.

Викладення основного матеріалу. Схема ближньопольової взаємодії антени з біооб'єктом представлена на рис. 1.

Розмір апертури D малий у порівнянні з довжиною хвилі. Антена 1 розташована на висоті h від поверхні біооб'єкта 2. Вимірювання діелектричної проникності поблизу апертури антени призводить до зміни її вхідного імпедансу за рахунок збурення навколишнього електромагнітного поля. В результаті змінюється коефіцієнт відбиття R випромінювання від входу антени, що вимірюється за допомогою рефлектометра P . Ця зміна ΔR і служить джерелом інформації про збурення діелектричної проникності $\Delta \epsilon$ і температури ΔT у деякому околі антени.

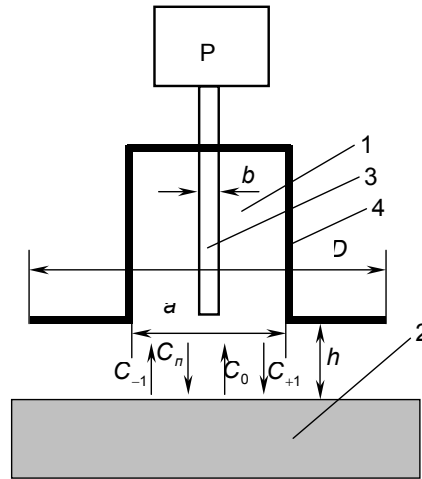


Рис. 1. Схема ближньопольових вимірювань

Розглянута система “лінія передачі–антена–досліджуваний зразок ” (рис. 1) являє собою досить складну електродинамічну задачу, розв’язок якої в аналітичному вигляді дотепер не отримано. Однак є можливість розв’язати дану задачу приблизно, що дозволяє аналізувати основні параметри такої системи.

Нехай ідеально провідний штир 3 розташований у круглому хвилеводі 4, як показано на рис. 1. Діаметр штиря b вважається набагато меншим його довжини l та довжини хвилі λ . Розміри хвилеводу допускають розповсюдження хвилі E_{01} .

Припустимо, що при поміщенні штиря в круглий хвилевід розподіл струму I та напруги U вздовж нього приблизно визначається телеграфними рівняннями [3], [4]:

$$\frac{dI}{d\xi} = -\frac{i\omega\varepsilon U}{N},$$

$$\frac{dU}{d\xi} = -i\omega\mu NI - E_\xi, \tag{1}$$

де ε – діелектрична проникність вільного простору; i – уявна одиниця; ω – кругова частота; N – безрозмірний коефіцієнт, обумовлений геометрією штиря; E_ξ – дотична складова електричного поля на поверхні штиря, утворена струмом, що протікає по ньому.

На поверхні ідеального штиря сумарне електричне поле електромагнітної хвилі повинне дорівнювати нулю [5]:

$$E_\xi + E_\xi^{cm} = 0, \tag{2}$$

де E_ξ^{cm} – стороннє електричне поле. В даному випадку – поле падаючої хвилі круглого хвилеводу E_{01} .

При відсутності стороннього поля ($E_\xi^{cm} = 0$) розв’язок рівнянь (1) дає синусоїдальний розподіл струму і суто реактивний вхідний опір штиря. Такий результат отримується через нехтування випромінюванням при виведенні рівнянь (1) [6]. Синусоїдальний розподіл струму є хорошим наближенням до дійсного розподілу, тому що при зменшенні радіуса проводу дійсний розподіл асимптотично наближається до нього [7]. Врахування випромінювання призведе до поправки в розподілі струму по штирю. Щоб визначити її, представимо поле, утворене штирем у вигляді власних хвиль хвилеводу: основного типу та вищих типів. Вищі типи хвиль являють собою реактивне поле навколо штиря та їхній вплив на струм вже враховано приблизно в рівняннях (1).

Необхідно врахувати поле, що випромінюється штирем та поширюється у хвилеводі [8]. Позначимо його E_ξ^u та введемо в рівняння (1). При цьому на поверхні штиря повинна, як і раніше, виконуватись гранична умова:

$$E_\xi + E_\xi^{cm} + E_\xi^u = 0$$

чи

$$E_\xi = -E_\xi^{cm} - E_\xi^u. \tag{3}$$

Остання рівність показує, що електричне поле, випромінюване штирем E_ξ^u , розглядається як стороннє щодо нього, та поправка в розподілі струму повинна бути такою, щоб це поле було

скомпенсовано на поверхні штиря. Підставивши (3) в (1), одержимо диференціальне рівняння для струму в штирі:

$$\frac{d^2 I}{d\xi^2} + k^2 I = -i\omega\varepsilon(E_\xi^u + E_\xi^{cm}), \quad (4)$$

де k – постійна розповсюдження у вільному просторі.

Позначимо через I_E частинний розв’язок диференціального рівняння (4), що дорівнює:

$$I_E = -\frac{i\omega\varepsilon}{Nk^2}(E_\xi^u + E_\xi^{cm}). \quad (5)$$

Перший доданок у цьому виразі дає поправку до струму за рахунок випромінювання, а другий доданок являє собою струм, збуджений у штирі полем хвилеводу E_{01} .

Розв’язок рівняння (4) можна представити в такому вигляді:

$$I = \frac{(I_0 - I_E)\sin k(l - \xi) + (I_1 - I_E)\sin k\xi}{\sin kl} + I_E, \quad (6)$$

де I_0, I_1 – довільні постійні, що являють собою струм на початку та на кінці штиря.

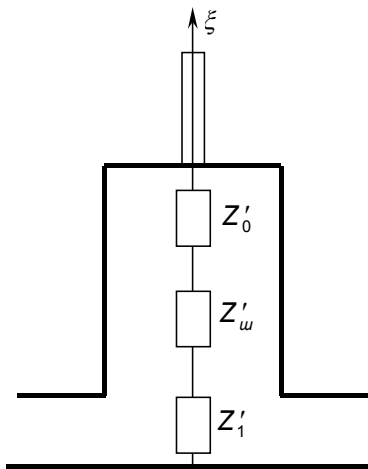


Рис. 2. Еквівалентна схема “антена–середовище”

Ввівши напруги на кінцях штиря $U_0 = -Z_0 I_0, U_1 = Z_1 I_1$ та використовуючи рівняння (1), одержимо два вирази щодо невідомих постійних I_0, I_1 (рис. 2).

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sin kl} I_1 - i(Z'_w + Z'_0)I_0 &= \text{tg} \frac{kl}{2} I_E, \\ i(Z'_w + Z'_1)I_1 - \frac{1}{\sin kl} I_0 &= -\text{tg} \frac{kl}{2} I_E, \end{aligned} \quad (7)$$

де $Z'_w = -i \text{ctg} kl$; $Z'_0 = \frac{Z_0}{\rho}$; $Z'_1 = \frac{Z_1}{\rho}$; Z'_w – нормований вхідний опір штиря у вільному просторі; Z'_0, Z'_1 – нормовані опори на початку та на кінці штиря; ρ – хвильовий опір штиря.

Розв’язуючи рівняння (7) відносно I_0, I_1 , в результаті одержуємо:

$$\begin{aligned} I_0 &= \text{tg} \frac{kl}{2} \frac{\frac{1}{\sin kl} + i(Z'_w + Z'_1)}{(Z'_w + Z'_0)(Z'_w + Z'_1) + \left(\frac{1}{\sin kl}\right)^2} I_E, \\ I_1 &= \text{tg} \frac{kl}{2} \frac{\frac{1}{\sin kl} + i(Z'_w + Z'_0)}{(Z'_w + Z'_0)(Z'_w + Z'_1) + \left(\frac{1}{\sin kl}\right)^2} I_E. \end{aligned} \quad (8)$$

Довільні постійні виражені через струм I_E , що збуджується поздовжньою складовою електричного поля хвилеводу.

Представимо E_{ξ}^u у вигляді добутку амплітудного коефіцієнта $C_{\pm 1}$ власної функції хвилеводу $E_{\pm 1}$, що поширюється відповідно в напрямку позитивних та негативних значень осі ξ . Застосовуючи лему Лоренца [9], знайдемо зв'язок між амплітудою хвилі, що випромінюється штирем, та струмом в штирі. Норму прийнемо рівною 1.

$$C_{\mp 1} = E_{\pm 1} \int_0^l I d\xi. \tag{9}$$

Інтеграл від струму, з огляду на (6) та (8), дорівнює:

$$\int_0^l I d\xi = \frac{1}{k} (I_0 + I_1) \operatorname{tg} \frac{kl}{2} + \left(l - \frac{2}{k} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \right) I_{\varepsilon} = \frac{\Theta}{R} I_{\varepsilon}, \tag{10}$$

де

$$\Theta = i \operatorname{tg}^2 \frac{kl}{2} \frac{(Z'_1 + Z'_0 + 2Z'_w) - i \frac{2}{\sin kl}}{(Z'_0 + Z'_w)(Z'_1 + Z'_w) + \left(\frac{1}{\sin kl} \right)^2} - (2 \operatorname{tg} \frac{kl}{2} - kl). \tag{11}$$

Підставивши отримане значення струму (10) в (9), можна знайти амплітуди хвилі, що випромінюється штирем:

$$C_{\pm 1} = \frac{E_{\mp 1} I_{\varepsilon} \Theta}{k}. \tag{12}$$

Позначимо амплітуду падаючої хвилі C_n . Амплітуда хвилі основного типу хвилеводу буде визначатися сумою амплітуд падаючої хвилі, що випромінюється штирем C_{+1} та відбитих від досліджуваної поверхні $(C_{+1} + C_n)e^{-i2k_1h}$. Подовжня складова поля відповідно до рис. 1 дорівнює:

$$E_{\xi}^u + E_{\xi}^{cm} = E_{+1} (1 - e^{-i2k_1h}) (C_{+1} + C_n),$$

де k_1 – постійна розповсюдження у хвилеводі.

Підставивши цей вираз в (10) та враховуючи (5), одержимо:

$$C_{+1} = -i \frac{E_{-1} E_{+1}}{k^2 \rho} \Theta (C_{+1} + C_n) (1 - e^{-i2k_1h}),$$

звідки визначимо:

$$\frac{C_{+1}}{C_n} = \frac{-i \frac{E_{-1} E_{+1}}{k^2 \rho} \Theta (1 - e^{-i2k_1h})}{1 + i \frac{E_{-1} E_{+1}}{k^2 \rho} \Theta (1 - e^{-i2k_1h})}. \tag{13}$$

Амплітуда відбитої хвилі C_0 дорівнює:

$$C_0 = C_{-1} - (C_{+1} + C_n) e^{-i2k_1h} = C_{+1} (1 - e^{-i2k_1h}) - C_n e^{-i2k_1h}.$$

Коефіцієнт відбиття:

$$R = \frac{C_0}{C_n} = -e^{-i2k_1h} + \frac{C_{+1}}{C_n} (1 - e^{-i2k_1h}).$$

Тепер можна знайти нормовану провідність хвилеводу:

$$Y' = \frac{1 - R}{1 + R} = \frac{1 + e^{-i2k_1h} - (1 - e^{-i2k_1h}) \frac{C_{+1}}{C_n}}{1 - e^{-i2k_1h} + (1 - e^{-i2k_1h}) \frac{C_{+1}}{C_n}}.$$

Підставивши значення $\frac{C_{+1}}{C_n}$ з (13) та після приведення подібних членів, одержимо:

$$Y' = 2 \frac{E_{-1} E_{+1}}{k^2 \rho} (V - iU), \tag{14}$$

де $\Theta = V + iU$.

Величини V, U можна визначити, знаючи характер навантажень, що підключаються до штиря Z'_0, Z'_1 . У нашому випадку Z'_0 – опір коаксіальної лінії, на який навантажений круглий штир, а Z'_1 – опір досліджуваного середовища, на який навантажена антена. Опір Z'_1 пов'язує електромагнітні поля

антени та досліджуваного середовища. Вираз (14) отримано в загальному вигляді без урахування форми хвилеводу та місця включення штиря.

Висновки. У даній роботі розглянуто задачу для визначення характеристик досліджуваного середовища на основі ближньопольової взаємодії. Метод діагностики на основі виразу (14) може бути застосований для визначення різноманітних фізичних параметрів матеріалу, від яких залежить їхня діелектрична проникність, зокрема для визначення глибинної температури об'єкта.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Драгун В.Л., Филатов С.А. Вычислительная термография. – Минск: Наука и техника. – 1992. – 232 с.
2. Резник А.Н., Юрасова Н.В. Ближнепольная НВЧ томография биологических сред. // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. – Вып. 4. – С. 108–116.
3. Юров Ю.Я. Техническая электродинамика. – Л.: ЛГУ, 1975. – 170 с.
4. Скрипник Ю.А., Яненко А.Ф., Маноїлов В.Ф., Куценко В.П., Гимпелевич Ю.Б. Микроволновая радиометрия физических и биологических объектов. – Житомир: Вольнь, 2003. – 406 с.
5. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Телеком, 2003. – 558 с.
6. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Электродинамические методы проектирования устройств НВЧ и антенн. – М.: Радио и связь, 2002. – 414 с.
7. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. – М.: Связь, 1977. – 440 с.
8. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
9. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. – М.: Радио и связь, 2000. – 536 с.

МАНОЙЛОВ В'ячеслав Пилипович – доктор технічних наук, професор, завідуючий кафедрою електронних апаратів Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- електродинаміка;
- теорія аплікаторних антен;
- фізика НВЧ.

Тел.: 8-0412-24-31-30.

НАЗАРЧУК Леся Юріївна – аспірант кафедри медичних приладів та систем Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- електродинаміка;
- теорія аплікаторних антен;
- фізика НВЧ.

Тел.: 8-0412-36-89-40.

E-mail: Lnazarchuk@rambler.ru

Подано 24.03.2005

Манойлов В.П., Назарчук Л.Ю. Ближньопольова НВЧ-взаємодія “антена–середовище”
Манойлов В.Ф., Назарчук Л.Ю. Ближнеполевое СВЧ-взаимодействие “антенна – среда”
Manoylov Vjacheslav P., Nazarchuk Lesja U. Near-field microwave interaction "the antenna environment"

УДК 621.372.8

Ближньопольова НВЧ-взаємодія “антена–середовище” / В.П. Манойлов, Л.Ю. Назарчук

Стаття присвячена проблемі дослідження структури різноманітних матеріалів та контролю їх однорідності, а також вимірюванню комплексної діелектричної проникності біологічних середовищ. Показана можливість відновлення температурних профілів біооб’єктів за їх комплексною діелектричною проникністю та коефіцієнтом відбиття.

УДК 621.372.8

Ближнеполевое СВЧ-взаимодействие “антенна–среда” / В.Ф. Манойлов, Л.Ю. Назарчук

Статья посвящена проблеме исследования структуры разнообразных материалов и контроля их однородности, а также измерению комплексной диэлектрической проницаемости биологических сред. Показана возможность восстановления температурных профилей биообъектов за их комплексной диэлектрической проницаемостью и коэффициентом отражения.

УДК 621.372.8

Near-field microwave interaction "the antennaenvironment" / Vjacheslav P. Manoylov, Lesja U. Nazarchuk

The paper is devoted to a problem of research of structure of various materials and control of their uniformity, and also measurement of complex dielectric permeability of biological environments. The opportunity of restoration of temperature structures of bioobjects by their complex dielectric permeability and reflection coefficient is shown.