

УДК 621.317.533.275

**Д.Г. Войтюк, проф., канд. техн. наук, Ю.В. Човнюк, проф., канд. техн. наук,
Ю.О. Гуменюк, доц., канд. техн. наук, О.П. Гуцол, канд. техн. наук,
О.В. Дахно, магістр**

Національний університет біоресурсів і природокористування України

Використання електромагнітних хвиль мм-діапазону для вимірювання вологості ґрунтів та сипких матеріалів

Розглянутий радіохвильовий метод (з використання електромагнітних хвиль мм-діапазону) для вимірювання вологості твердих (ґрунтів) та сипких матеріалів сільськогосподарського виробництва, який базується на просвічуванні вказаних матеріалів електромагнітним випромінюванням зазначеного діапазону частот ($f=60$ ГГц), має досить просту методику вимірювання і відноситься до безконтактних методів.

електромагнітні хвилі, вологість, ґрунт, сипкий матеріал

Д.Г. Войтюк, Ю.В. Човнюк, Ю.О. Гуменюк., А.П. Гуцол, А.В. Дахно

Національный университет биоресурсов и природопользования Украины

Использование электромагнитных волн мм-диапазона для измерения влажности почв и сыпучих материалов

Рассмотрен радиоволновой метод (с использованием электромагнитных волн мм-диапазона) для измерения влажности твердых (грунтов) и сыпучих материалов сельскохозяйственного производства, который основан на просвечивании материалов электромагнитным излучением указанного диапазона частот ($f=60$ ГГц), имеет довольно простую методику измерения и относится к бесконтактным методам.

электромагнитные волны, влажность, почва, сыпучие материалы

Постановка проблеми. Вимірювання вологості сипких та твердих матеріалів (типу ґрунтів) необхідне не тільки для потреб сільськогосподарського виробництва, але і у багатьох інших галузях промисловості для контролю технологічних процесів [1, 2]. Визначення вологості шляхом зважування сухого і вологого зразків вимагає тривалого часу [3]. Серед методів, що забезпечують швидке і точне вимірювання вологості сипких і твердих матеріалів, особливий інтерес представляють безперервні та безконтактні методи, при використанні яких не порушується цілісність матеріалу. Перспективним методом вимірювання вологості матеріалів є радіохвильовий метод [4], зокрема, у мм-діапазоні, який базується на використанні ефекту обертальної релаксації молекул води у НВЧ-полі (з несучою частотою $f=60$ ГГц), що призводить до поглинання енергії електромагнітної хвилі (ЕМХ) у вологому матеріалі [5, 6]. Висока чутливість радіохвильового методу обумовлена відмінністю діелектричної проникності води і сухого матеріалу. Даний метод отримав широке застосування завдяки можливості отримання простих технічних рішень НВЧ-вологомірів (або вологомірів мм-діапазону ЕМХ) за нескладної методики вимірювань. Перевагою даного методу є безконтактність вимірювань і можливість інтегральної оцінки вологості. Принцип, який лежить у основі даного методу, полягає у вимірюванні параметрів ЕМХ, яка пройшла, та відбитої хвилі після взаємодії з матеріалом (т.з. метод НВЧ-рефлектометрії). На основі даного принципу реалізується три схеми вимірювання вологи – за значенням поглинання енергії НВЧ-поля, значенням фазового зсуву НВЧ-коливань і за

параметрами відбитої від матеріалу хвилі [4]. (Можливе також вивчення поляризаційних ефектів при розповсюдженні ЕМХ мм-діапазону через вологі тверді/сипкі матеріали). Зазначимо, що вимірювання вологості за поглинанням НВЧ-енергії є найбільш поширеним у практиці НВЧ-вологометрії [2, 3].

Огляд останніх публікацій за темою дослідження. Забезпеченню єдності вимірювання вологості твердих матеріалів присвячена робота [1]. У [2] наведений високочастотний контроль вологості при збагаченні корисних копалин. Автор [3] описує техніку НВЧ-вологометрії. Радіохвильові вимірювання параметрів технологічних процесів проведені й досліджені всебічно у [4]. Фізико-технічні основи вологості у харчовій промисловості висвітлені у [5]. Застосуванню техніки НВЧ у целюлозно-паперовому виробництві присвячена робота [6]. Електродинаміка і розповсюдження радіохвиль розглянуті у роботах [7, 8]. Електродинамічні властивості матеріальних середовищ вивчені у [9]. Автори [10] дослідили електродинаміку структур вкрай високих частот ($f \approx 50 \dots 60$ ГГц). Результати зазначених вище робіт будуть використані у даному дослідженні.

Метою даної роботи є встановлення основних закономірностей процесу вимірювання вологості матеріалів на НВЧ у мм-діапазоні ЕМХ, який характеризується високою точністю і може проводитись без контакту з ними, що дозволяє, у свою чергу, здійснювати безперервні вимірювання великих об'ємів речовини (ґрунтів, сипких матеріалів сільськогосподарського виробництва тощо). НВЧ-вологоміри (або вологоміри мм-діапазону ЕМХ) зараз починають широко використовуватись для вимірювання і контролю вологості сільськогосподарської сировини, напівфабрикатів, готових виробів як у лабораторних так і промислових умовах.

Виклад основного матеріалу

Одним із методів вимірювання вологості сипких і твердих (ґрунтів) матеріалів сільськогосподарського виробництва/призначення є метод, який базується на просвічуванні матеріалу мікрохвильовим/мм-діапазону ЕМХ випромінюванням, причому вологість визначається за втратами потужності ЕМХ, яка пройшла через зразок матеріалу. Послаблення, яке характеризує втрати НВЧ (або крайньовисокочастотної (КВЧ)) потужності, є функцією електричних властивостей матеріалу, через який проходить ЕМХ.

1. Основні положення. Характеристика лінії передачі (ЛП), заповненої діелектриком з втратами

У даному пункті дослідження наведені основні положення, які використовуються при подальшому розгляді поставленої мети роботи. Оскільки у подальшому аналізі використані характеристики ЛП, заповненої діелектриком з втратами, то для зручності викладення матеріалів дослідження нижче наведені необхідні дані [7].

Хвильове число γ хвилі Н- або Е-типу, що розповсюджуються у хвилеводі, заповненому діелектриком з втратами, дорівнює:

$$\gamma^2 = x^2 - \epsilon^* \cdot k^2, \quad (1)$$

де x – хвильове число поперечного перерізу;

k – хвильове число вільного простору;

ϵ^* – комплексна відносна діелектрична проникність, що дорівнює:

$$\epsilon^* = +i\epsilon'' = \epsilon'(1 + i \cdot \operatorname{tg} \delta), i^2 = -1, \quad (2)$$

де $\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{A}{\omega \epsilon_0 \epsilon}$ – тангенс кута діелектричних втрат;

(ϵ', ϵ'') – дійсна та уявна складові комплексної діелектричної проникності ϵ^* (тобто, $\epsilon' = \text{Re}\epsilon^*$, $\epsilon'' = \text{Im}\epsilon^* = \epsilon' \cdot \text{tg } \delta$);

ϵ – проникність діелектрика;

ϵ_0 – абсолютна діелектрична постійна вакууму;

ϵ – відносна діелектрична проникність середовища;

ω – кругова частота ЕМХ.

Якщо підставити значення (2) в (1), то отримаємо:

$$\gamma = \alpha + i\beta_\epsilon, \quad (3)$$

де α – коефіцієнт затухання:

$$\alpha = \frac{k^2 \epsilon' \text{tg } \delta}{2\beta_\epsilon}, \quad (4)$$

β_ϵ – хвильове число:

$$\beta_\epsilon^2 = k^2 \left[\epsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2 \right] \cdot \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left[\frac{\epsilon''}{\epsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2} \right]^2} \right\}. \quad (5)$$

Якщо $\epsilon'' = 0$, тоді з (5) випливає звичайна формула для β_ϵ . Якщо $\epsilon'' \neq 0$, але досить мала величина у порівнянні з одиницею ($0 < \epsilon'' \ll 1$), тобто формулу (5) можна спростити:

$$\beta_\epsilon^2 \approx k^2 \left[\epsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2 \right] \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2} \right)^2 \right\}. \quad (6)$$

(Припущення про ϵ'' майже завжди виконується для більшості діелектриків). Якщо не розглядати область значень довжин хвиль, при яких $x^2 \approx \epsilon' \cdot k^2$, тоді другим доданком у фігурних дужках формули (6) можна знехтувати:

$$\beta_\epsilon^2 \approx k^2 \left[\epsilon' - \frac{x^2}{k^2} \right] \Rightarrow \beta_\epsilon \approx k \sqrt{\epsilon' - \frac{x^2}{k^2}}. \quad (7)$$

При аналізі процесів розповсюдження ЕМХ вздовж хвильоводу широко використовується поняття хвильових опорів. Для Н- та Е-хвиль ці опори рівні:

$$Z_H = \frac{i\omega\mu_0}{\gamma}, \quad Z_E = \frac{\gamma}{i\omega\epsilon_0\epsilon^*}, \quad (8)$$

де μ_0 – магнітна проникність вакууму (абсолютна) ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$).

Підставивши у ці формули значення γ з (3), після перетворень маємо:

$$Z_H = \frac{\omega\mu_0}{\beta_\epsilon} \left[\frac{1 + i\frac{\alpha}{\beta_\epsilon}}{1 + \left(\frac{\alpha}{\beta_\epsilon} \right)^2} \right], \quad (9)$$

$$Z_E = \frac{\beta_\epsilon}{\omega\epsilon'\epsilon_0} \left[\frac{1 + \frac{\alpha}{\beta_\epsilon} \text{tg } \delta + i \cdot \left(-\frac{\alpha}{\beta_\epsilon} + \text{tg } \delta \right)}{1 + \text{tg }^2 \delta} \right]. \quad (10)$$

Якщо $\operatorname{tg} \delta$ сталий, тоді, використовуючи значення для β_z з (7) та (5), маємо:

$$Z_H \approx Z'_H \left(1 + i \frac{\alpha}{\beta_z} \right); \quad (11)$$

$$Z_E \approx Z'_E \left(1 + i \left[\operatorname{tg} \delta - \frac{\alpha}{\beta_z} \right] \right). \quad (12)$$

де Z'_H і Z'_E – хвильовий опір хвильоводів, заповнених діелектриком без врахування втрат.

Вираз $\frac{\alpha}{\beta_z}$ має вигляд:

$$\frac{\alpha}{\beta_z} = \frac{\varepsilon''}{2} \left(\frac{k}{\beta_0} \right)^2 = \frac{\operatorname{tg} \delta}{2} \cdot \frac{\varepsilon'}{\left[\varepsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2 \right]}, \quad (13)$$

де $\beta_0 \approx k \sqrt{\varepsilon'}$.

Якщо $\varepsilon' \gg 1 > \left(\frac{x}{k} \right)^2$, тоді $\frac{\alpha}{\beta_z} \approx \frac{\operatorname{tg} \delta}{2}$ й:

$$Z_H \approx Z'_H \left(1 + i \frac{\operatorname{tg} \delta}{2} \right) \approx Z'_H \left(1 + i \frac{\alpha}{\beta_0} \right); \quad (14)$$

$$Z_E \approx Z'_E \left(1 + i \frac{\operatorname{tg} \delta}{2} \right) \approx Z'_E \left(1 + i \frac{\alpha}{\beta_0} \right). \quad (15)$$

Розділивши відповідні значення хвильових опорів хвильоводів без діелектрика на вирази (14) та (15) отримаємо нормовані хвильові опори Z'_{H_n} і Z'_{E_n} :

для хвиль Н-типу:

$$Z'_{H_0} \approx Z_{H_0} \left(1 - i \frac{\alpha}{\beta_0} \right), \quad Z'_{H_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{k} \right)^2}}; \quad (14')$$

для хвиль Е-типу:

$$Z'_{E_0} \approx Z_{E_0} \left(1 - i \frac{\alpha}{\beta_0} \right), \quad Z'_{E_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon' - \left(\frac{x}{k} \right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{k} \right)^2}}. \quad (15')$$

2. Розповсюдження ЕМХ у регулярному хвильоводі з прошарком діелектрика (з довільною формою поперечного перерізу хвильовода)

Розглянемо нескінченний регулярний хвильовод з довільною формою поперечного перерізу (рис. 1). Перпендикулярно до осі хвильоводу розміщена діелектрична пластина що перекриває хвильовод. Припустимо, що діелектрик, з якого виготовлена пластина, має втрати, а у стінках хвильоводу втрат немає.

Нехай зліва направо розповсюджується ЕМХ одного будь якого типу (Н- або Е-типу).

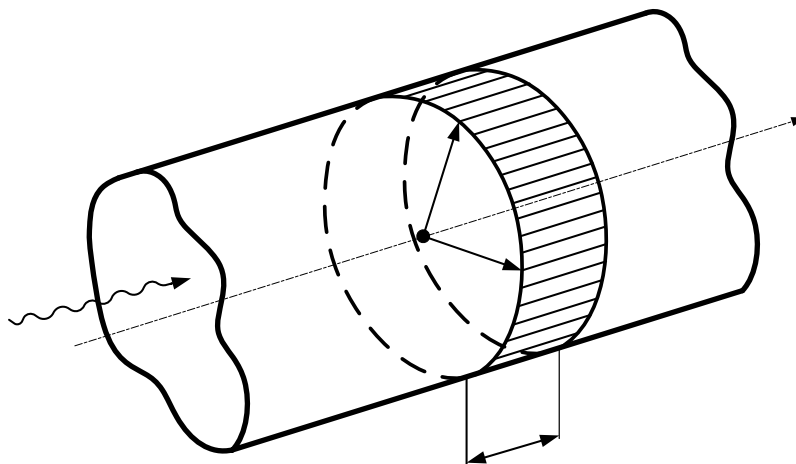


Рисунок 1 – Регулярний хвильовод з прошарком діелектрика (I, II, III – області хвильоводу)

Запишемо вирази для полів у областях I, II, III у такому вигляді:

 I область ($-\infty < Z < 0$):

$$\begin{cases} E_t^I = [A \exp(-i\beta_0 Z) + B \exp(i\beta_0 Z)] \vec{s}_{h,e}; \\ E_z^I = [A \exp(-i\beta_0 Z) - B \exp(i\beta_0 Z)] \vec{q}_e; \\ H_t^I = [A \exp(-i\beta_0 Z) - B \exp(i\beta_0 Z)] \frac{\vec{p}_{h,e}}{Z_I}; \\ H_z^I = [A \exp(-i\beta_0 Z) + B \exp(i\beta_0 Z)] \vec{q}_h. \end{cases} \quad (16)$$

 II область ($0 < Z < t$):

$$\begin{cases} E_t^{II} = [C e^{-\gamma Z} + D e^{\gamma Z}] \vec{s}_{h,e}; \\ E_z^{II} = [C e^{-\gamma Z} - D e^{\gamma Z}] \vec{q}_e; \\ H_t^{II} = [C e^{-\gamma Z} - D e^{\gamma Z}] \frac{\vec{p}_{h,e}}{Z_{II}}; \\ H_z^{II} = [C e^{-\gamma Z} + D e^{\gamma Z}] \vec{q}_h. \end{cases} \quad (17)$$

 III область ($t < Z < +\infty$):

$$\begin{cases} E_t^{III} = [F e^{-i\beta_0 Z}] \vec{s}_{h,e}; \\ E_z^{III} = [F e^{-i\beta_0 Z}] \vec{q}_e; \\ H_t^{III} = [F e^{-i\beta_0 Z}] \frac{\vec{p}_{h,e}}{Z_{II}}; \\ H_z^{III} = [F e^{-i\beta_0 Z}] \vec{q}_h. \end{cases} \quad (18)$$

де A, B, C, D – невідомі амплітуди полів;
 $\vec{E}, \vec{p}, \vec{q}$ – векторні функції для Н- та Е-хвиль, що характеризують розподіл поля у поперечному перерізі хвильоводу;

β_0, γ – хвильові числа;

Z_I, Z_{II} – ненормовані хвильові опори.

Множник $e^{i\omega t}$, де t – час, у виразах (16) – (18) опущений.

Прирівнюючи тангенціальні складові полів на границях областей I, II, III, отримаємо значення амплітуд:

$$B = \frac{(1-Z^2)sh\theta}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} A; \quad (19)$$

$$C = \frac{(1+Z)e^{-\theta}}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} A; \quad (20)$$

$$D = \frac{-(1+Z)e^{-\theta}}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} A; \quad (21)$$

$$F = \frac{2Z e^{i\varphi_0}}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} A, \quad (22)$$

де $\varphi_0 = \beta_0 t$, де $\theta = \gamma t$, $Z = \frac{Z_I}{Z_{II}} = Z_{HO,EO}$.

Зазначимо, що у прийнятих тут позначеннях константи B, C, D, F не мають розмірності поля. Для того, щоб отримати правильну розмірність, необхідно A замінити на $\frac{E_0}{Z} \sqrt{\frac{S}{2}}$ (S – площа поперечного перерізу хвильоводу; E_0 – напруженість електричного поля у вакуумі; Z – поточна координата вздовж осі хвильовода ($Z \equiv Z$, не плутати з Z – імпеданс)).

Далі кінцеві результати подані у безрозмірному вигляді.

Формули для амплітуд (19), (20) справедливі як для Н- так і Е-хвиль. Використовуючи значення амплітуд (19) – (22), можна записати формули для тангенціальних складових поля у областях I – III:

$$E_t^I = A s_{h,e} e^{-i\beta_0 Z} + \frac{(1-Z^2)sh\theta}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} A s_{h,e} e^{i\beta_0 Z}; \quad (23)$$

$$E_t^{II} = 2A s_{h,e} \frac{[Zch\theta(1-\xi)+sh\theta(1-\xi)]}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta}; \quad (24)$$

$$E_t^{III} = 2A s_{h,e} \frac{Z e^{i\varphi_0}}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} e^{-i\beta_0 Z}, \quad (25)$$

де $\xi = \frac{Z}{t}$.

Аналогічно можна записати вирази і для повздовжніх складових полів E_z і H_z . Зокрема, для поля E_z маємо:

$$E_z^I = A q_e e^{-i\beta_0 Z} + \frac{(1-Z^2)sh\theta}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta} A q_e e^{i\beta_0 Z}; \quad (26)$$

$$E_z^{II} = 2A q_e \frac{[ch\theta(1-\xi)+Zsh\theta(1-\xi)]}{(1+Z^2)sh\theta+2Zch\theta}; \quad (27)$$

$$E_z^{III} = 2A q_e \frac{z e^{i\varphi_0}}{(1+z^2) \operatorname{sh} \theta + 2Z_0 \operatorname{ch} \theta} e^{-i\beta_0 z}. \quad (28)$$

З даних формул випливає, що коефіцієнт відбиття рівний:

$$R = \frac{B}{A} = \frac{(1-z^2) \operatorname{sh} \theta}{(1+z^2) \operatorname{sh} \theta + 2Z_0 \operatorname{ch} \theta}, \quad (29)$$

а коефіцієнт передачі має вигляд:

$$T = \frac{F}{A} = \frac{2Z_0 e^{i\varphi_0}}{(1+z^2) \operatorname{sh} \theta + 2Z_0 \operatorname{ch} \theta}. \quad (30)$$

Таким чином, вирази (23) – (25) для поля і формули для амплітуд хвиль (19) – (22) повністю вирішують завдання щодо визначення розподілу поля Н- та Е-хвиль у регулярному хвиеводі з діелектричною пластиною. Можна показати, що формули (29) і (30) співпадають з відповідними виразами для коефіцієнта відбиття і передачі для хвиль у вільному просторі [3], відмінність полягає лише у значеннях z і β , які для Н-, Е- і ТЕМ-хвиль різні.

Щільність потужності втрат у діелектрику дорівнює [8]:

$$P = \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon''}{2} |E|^2. \quad (31)$$

Використовуючи значення сталої затухання α (4) і хвильового числа β_0 (7), формулу (31) можна записати в іншому вигляді:

$$P = \frac{\alpha \beta_0}{\rho \kappa} |E|^2, \quad (32)$$

де ρ – хвильовий опір вільного простору.

Для хвиль Н-типу електричне поле поперечне, тому:

$$|E|^2 = |E_t|^2. \quad (33)$$

У випадку Е-хвиль поле містить як поперечну, так і повздовжню компоненти:

$$|E|^2 = |E_t|^2 + |E_z|^2. \quad (34)$$

2.1 Розповсюдження Н-хвиль

Оскільки у хвиеводі використовуються діелектрики з малими втратами, то при подальшому аналізі доцільно обмежитись лише випадком малих значень $\operatorname{tg} \delta$, або, точніше, малих значень Δt . Враховуючи дане припущення, з формули (24) маємо:

$$|E_t''|^2 = |A|^2 |S_N|^2 \cdot \frac{4[Z_0^2 \cos^2 \varphi (1-\xi) + \sin^2 \varphi (1-\xi) + 2Z_0^2 \alpha t (1-\xi) - Z_0 \left(\frac{\alpha}{\beta_0}\right) \sin 2\varphi (1-\xi)]}{4Z_0^2 \cos^2 \varphi + (1+Z_0^2) \sin^2 \varphi + 4Z_0 \alpha t [Z_0^2 + 1 + (Z_0^2 - 1) \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi}]}, \quad (35)$$

де Z_0 – відношення хвильових опорів хвиеводу без діелектрика і хвиеводу з діелектриком без втрат (14'), (15'); $\varphi = \beta_0 t$.

Оскільки окремі доданки малі, то для низки випадків ними можна знехтувати:

$$|E''|^2 = |A|^2 |S_h|^2 \cdot \frac{4[Z_0^2 \cos^2 \varphi (1-\xi) + \sin^2 \varphi (1-\xi)]}{4Z_0^2 \cos^2 \varphi + (1+Z_0^2) \sin^2 \varphi}. \quad (36)$$

Оскільки вираз зручний для аналізу і у багатьох реальних ситуаціях забезпечує достатню точність. Підставляючи (36) у (32), отримаємо вираз для розподілу щільності втрат:

$$P_h = 2\alpha \left(\frac{\beta_z}{\beta_0} \right) \frac{|S_h|^2}{\int_S |S_h|^2 ds} \cdot \frac{4[Z_0^2 \cos^2 \varphi (1-\xi) + \sin^2 \varphi (1-\xi)] P_0}{4Z_0^2 \cos^2 \varphi + (1+Z_0^2) \sin^2 \varphi}, \quad (37)$$

де P_0 – потужність хвилі, що падає на діелектрик:

$$P_0 = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{Re} \int_S [E_z^I \cdot H_z^I] \vec{Z}_0 ds = \frac{|A|^2}{2Z_1} \int_S S_h ds, \quad (38)$$

де $\vec{z}_0$ – орт вздовж осі Oz .

Якщо електрична товщина діелектрика мала, то з (37) випливає:

$$P_h = 2\alpha \left(\frac{\beta_z}{\beta_0} \right) \frac{|S_h|^2}{\int_S |S_h|^2 ds} \cdot \frac{|S_h|^2}{\int_S S_h ds} P_0. \quad (39)$$

Повну потужність втрат P_{nm} у вікні можна знайти шляхом інтегрування потужності втрат за об'ємом вікна:

$$\frac{P_{nm}}{P_0} = \int_v p dv \approx \left(\frac{\alpha}{\beta_z} \right) \left(\frac{\beta_z}{\beta_0} \right) \cdot \frac{4[Z_0^2 + 1 + (Z_0^2 - 1) \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi}] \varphi}{4Z_0^2 \cos^2 \varphi + (1+Z_0^2) \sin^2 \varphi + 4Z_0^2 \left(\frac{\alpha}{\beta_z} \right) \varphi \vec{Z}}, \quad (40)$$

$$\text{де } \vec{Z} = Z_0^2 + 1 + (Z_0^2 - 1) \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi}.$$

При малих значеннях електричної товщини діелектрика ($\varphi \ll 1$) з даної формули випливає, що відносна величина потужності втрат дорівнює:

$$\frac{P_{nm}}{P_0} \approx 2\alpha t \left(\frac{\beta_z}{\beta_0} \right), \quad (41)$$

тобто втрати пропорційні товщині діелектрика t . У випадку великих товщин залежність більш складна. При достатньо великих, але скінченних значеннях $\varphi = \beta_z t$ і малих значеннях $2t \ll 1$ з (41) випливає:

$$\frac{P_{nm}}{P_0} \left(\frac{\beta_z}{\alpha} \right) \approx \frac{4Z_0^2 (1+Z_0^2) \varphi}{4Z_0^2 + (1-Z_0^2) \sin^2 \varphi}, \quad (42)$$

2.2 Розповсюдження Е-хвиль

Розглянемо тепер випадок Е-хвиль. Так само, як і для Н-хвиль, можна було б проаналізувати квадрат поперечної складової і квадрат поздовжньої складової. Однак, якщо цікавитись лише сумарними втратами, то можна вчинити значно простіше. Із закону збереження енергії випливає, що потужність втрат дорівнює:

$$\frac{P_{nm}}{P_0} = 1 - |R|^2 - |T|^2, \quad (43)$$

де $|R|$ й $|T|$ визначається формулами (29), (30), які справедливі як для Н-, так і для Е-хвиль. Підставивши значення $|R|$ і $|T|$ у (43), матимемо:

$$\frac{P_{\text{отн}}}{P_0} = 1 - \frac{|1-Z^2|^2 |sh \theta|^2 - 4|Z|^2}{|(1+Z^2)sh \theta + 2Z \cdot ch \theta|^2}. \quad (44)$$

Ця формула дає можливість розрахувати повні втрати для обох типів хвиль. Обмежуючись випадком малих втрат і використовуючи значення для Z (14'), (15') і для β_z (7) (справедливі при $\epsilon k^2 \gg x^2$), з формули (44) отримаємо результат, що співпадає з (37), тобто як для Н-, так і для Е-хвиль втрати у вказаному наближенні розраховуються за однією і тією формулою (37). Оскільки поле Н-хвиль визначається однією поперечною складовою, а Е-хвиль – поздовжньою і поперечною, то співпадання результатів означає, що поздовжня складова напруженості електричного поля у випадку малих втрат (і при $\epsilon k^2 \gg x^2$) вносить незначну величину у загальні втрати, порівняно з поперечною складовою поля. У цьому можна переконатися при безпосередньому аналізі щільності втрат, обумовлених складовими E_z й E_x .

3. Розподіл втрат потужності ЕМХ у поперечному перерізі хвилевода

Розподіл втрат у поперечному перерізі визначається векторними функціями $\vec{s}, \vec{p}, \vec{q}$ (16) – (18), які у прийнятих тут позначеннях мають наступний вигляд:

- для Н-хвилі:

$$S_h = [\nabla \Psi Z_0]; P_h = \nabla \Psi_h; q_h = \frac{i x_h^2}{\omega \mu_0} \Psi_h Z_0; \quad (45)$$

- для Е-хвилі:

$$S_e = \Psi_e; P_e = [\nabla \Psi Z_0]; q_e = -\frac{x_e^2}{\gamma_e} \Psi_e Z_0, \quad (46)$$

де Ψ_h і Ψ_e – власні функції хвильового рівняння для поперечного перерізу хвилеводу. Ці функції дійсні, не залежать від властивостей середовища, що заповнює хвилевод і тому не діляться хвилеводу без діелектрика і з діелектриком однакові. Власні функції Ψ визначаються з точністю до константи, яка знаходиться з умови нормування:

$$\int_S |\Psi_{e,h}|^2 ds = 1; \int_S |\nabla \Psi_{e,h}|^2 ds = x_{e,h}^2. \quad (47)$$

Підставляючи значення векторних функцій (45) і (46) у формулу (32), для щільності втрат отримаємо:

$$P_h = 2\alpha P_0 \left(\frac{\beta_e}{\beta_0} \right) \left[\frac{|\nabla \Psi_e|^2}{x_e^2} |f_1(\gamma\xi)|^2 \right], \quad (48)$$

де

$$|f_1(\gamma\xi)|^2 = 4 \left| \frac{Z ch \theta (1-\xi) + sh \theta (1-\xi)}{2 Z ch \theta + (1+Z^2) sh \theta} \right|^2; \quad (49)$$

$$P_e = 2\alpha P_0 \left(\frac{\beta_0 \beta_e}{k^2} \right) \left[\frac{|\nabla \Psi_e|^2}{x_e^2} |f_1(\gamma\xi)|^2 + \frac{x_e^2}{|\gamma|^2} |\Psi_e|^2 |f_2(\gamma\xi)|^2 \right], \quad (50)$$

де

$$|f_2(\gamma\xi)|^2 = 4 \left| \frac{ch \theta (1-\xi) + Z sh \theta (1-\xi)}{2 Z ch \theta + (1+Z^2) sh \theta} \right|^2. \quad (51)$$

Таким чином, розподіл втрат у поперечному перерізі вікна повністю визначається власною функцією та її градієнтом.

У випадку прямокутного хвильоводу [6] власні функції рівні:

$$\Psi_{e,mn} = \frac{2}{\sqrt{ab}} \cdot \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right), \quad x^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2; \quad (52')$$

$$\Psi_{h,mn} = \sqrt{\frac{(2-\delta_{om})(2-\delta_{om})}{ab}} \cdot \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right). \quad (52'')$$

Для круглого хвильоводу:

$$\Psi_{e,mn} = \sqrt{\frac{2}{\pi(1+\delta_{om})}} \cdot \frac{I_m\left(\varepsilon_{mn} \cdot \frac{r}{a}\right)}{\alpha I_m(\varepsilon_{mn})} \left\{ \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} \right\} m\varphi, \quad x_{e,mn}^2 = \left(\frac{\varepsilon_{mn}}{\alpha}\right)^2, \quad (53)$$

$$\Psi_{h,mn} = \sqrt{\frac{2}{\pi(1+\delta_{om})}} \cdot \frac{\mu_{mn}}{\alpha \sqrt{\mu_{mn}^2 - m^2}} \cdot \frac{I_m\left(\mu_{mn} \cdot \frac{r}{a}\right)}{I_m(\mu_{mn})} \left\{ \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} \right\} m\varphi, \quad x_{h,mn}^2 = \left(\frac{\mu_{mn}}{\alpha}\right)^2,$$

де $I_m(y)$ – функція Бесселя дійсного аргументу у m – го порядку;
 $(m, n) = 0, 1, 2 \dots$

$\varepsilon_{mn}, \mu_{mn}$ – значення коренів функції Бесселя для (m, n) – форми коливань у поперечному перерізі;

δ_{om} – нормуючий множник (у зв'язку з громіздкістю не наведений).

Найменші значення коренів ε_{mn} і μ_{mn} дорівнюють: $\varepsilon_{01} = 2,405$; $\varepsilon_{11} = 3,832$;
 $\varepsilon_{21} = 5,135$; $\mu_{01} = 3,830$; $\mu_{11} = 1,840$; $\mu_{21} = 3,054$.

3.1 Розподіл щільності втрат для різних видів хвиль у хвильоводі з прямокутним перерізом

Розглянемо розподіл щільності втрат потужності ЕМХ для деяких їх видів, що використовуються найбільш часто. Спочатку дослідимо хвильовод прямокутного перерізу.

Хвиля типу Н₁₀. Використовуючи вирази (52) і (48), отримаємо:

$$P_{h10} = \frac{4P_0 \alpha Z_0}{ab} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) |f_1(\beta_\varepsilon, \xi)|^2. \quad (54)$$

Максимум щільності втрат розміщений у центрі широкої стінки хвильоводу. По висоті хвильоводу кількість втрат постійна. Як впливає з виразу (54) біля 80% всієї потужності втрат виділяється у центрі пластини матеріалу на ділянці шириною $\frac{a}{2}$ (рис. 1.).

Хвиля типу Е₁₁. Розподіл щільності втрат у даному випадку визначається виразом:

$$P_{e11} = \frac{8\alpha P_0 Z_0}{ab} \left[\frac{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin^2\left(\frac{\pi y}{b}\right) + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{b}\right)}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} |f_1(\beta_z, \xi)|^2 + \right. \\ \left. + \frac{\left[\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2\right] \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin^2\left(\frac{\pi y}{b}\right)}{|Y|^2} \frac{1}{|f_2(\beta_z, \xi)|^2} \right]. \quad (55)$$

Розподіл поля по перерізу хвильоводу у випадку Е-хвилі залежить від довжини ЕМХ. Зокрема, по мірі наближення до критичної довжини ЕМХ ($\lambda_{кр}$) другий доданок у (55) збільшується.

3.2 Розподіл щільності втрат для різних видів ЕМХ у хвильоводі з круглим перерізом

Хвиля типу Н₁₁. Використовуючи вираз для власної функції $\Psi_{h,11}$ (53) і формулу (48), отримаємо:

$$P_{h,11} = \frac{4\alpha P_0 Z_0}{\pi a^2 \left(1 - \frac{1}{\mu_{11}^2}\right)} \left[\frac{I_1^2\left(r, \frac{\mu_{11}}{a}\right)}{I_1^2(\mu_{11})} \cos^2 \varphi + \left(\frac{a}{r \mu_{11}}\right)^2 \frac{I_1^2\left(r, \frac{\mu_{11}}{a}\right)}{I_1^2(\mu_{11})} \sin^2 \varphi \right] |f(\beta_z, \xi)|^2. \quad (56)$$

Максимум щільності втрат розташований у центрі хвильоводу (рис. 1.).

Хвиля типу Е₁₀. Розподіл щільності втрат для хвилі Е₁₀ – типу визначається за формулою:

$$q_{e,10} = \frac{2\alpha P_0 Z_0}{\pi a^2 I_1^2(\epsilon_{01})} \left[I_1^2\left(\epsilon_{01} \frac{r}{a}\right) |f_1(\beta_z, \xi)|^2 + \frac{\left(\frac{\epsilon_{01}}{a}\right)^2}{|Y|^2} I_0^2\left(\epsilon_{01} \frac{r}{a}\right) |f_2(\beta_z, \xi)|^2 \right]. \quad (57)$$

Виражена у децибелах величина затухання потужності, що пройшла через прошарок матеріалу у лінії передачі, визначається виразами (9), (10):

$$N = 10 \lg \left\{ \frac{P_{пад}}{P_{пр}} \right\} = 8,686 \alpha t, \quad (58)$$

де $P_{пад}$ й $P_{пр}$ – потужність, яка падає на прошарок досліджуваного матеріал і проходить через нього, відповідно. Стала затухання α є функцією електричних параметрів ϵ' й $\tan \delta$, які як було зазначено вище, зв'язані з вологістю матеріалу. Звідси випливає, що величина затухання також залежить від вологості матеріалу і може бути мірою його вологості.

Висновки

1. У даній роботі розглянутий метод вимірювання вологості твердих і сипких матеріалів сільськогосподарського виробництва (призначення). Якщо діелектрична проникність прошарку матеріалу (наприклад, ґрунту) така, що $\epsilon' \gg 1 \gg \left(\frac{\kappa}{k}\right)^2$ й малі втрати, тоді у першому наближенні стала затухання для віх типів хвиль і форм ліній передачі визначається лише діелектричною проникністю, тангенсом кута втрат і довжиною ЕМХ. Щільність втрат потужності ЕМХ розподілена неоднорідно за товщиною прошарку матеріалу.

2. Втрата потужності у поперечному перерізі прошарку матеріалу пропорційна товщині (t), коефіцієнту затухання і відношенню хвильових опорів лінії передачі без матеріалу й з матеріалом.

3. Отримані у роботі результати та фізико-математична модель процесу розповсюдження ЕМХ у хвилеводі, який частково заповнений твердим (типу ґрунту) чи сипким матеріалом (наприклад, зерном), що має певну вологість, можуть бути у подальшому використані для уточнення та вдосконалення існуючих інженерних методів розрахунку вологості матеріалів сільськогосподарського виробництва призначення методами КВЧ-рефлектометрії (із використанням ЕМХ мм-діапазону з несучою частотою $f \approx (50 \dots 60) \text{ ГГц}$).

Список літератури

1. Мелкумян В.Е. Обеспечение единства измерений влажности твердых материалов. /В.Е. Мелкумян. - М.: Госстандарт СССР, 1975. - 72 с.
2. Кричевский Е.С. Высоочастотный контроль влажности при обогащении полезных ископаемых. /Е.С. Кричевский М.: Недра, 1972. - 283с.
3. Бензарь В.К. Техника СВЧ-влажнометрии. /В.К. Бензарь. - Минск: Высшая школа, 1974.- 352с.
4. Викторов В.А. Радиоволновые измерения параметров технологических процессов. /Б.В. Лукин, А.С. Совлуков. - М.: Энергоатомиздат, 1989. - 206 с.
5. Федоткин И.М. Физико-технические основы влагометрии в пищевой промышленности. / И.М.Федоткин, В.П. Клочков - Киев: Техніка, 1974. - 320 с.
6. Ястребов О.И. Применение техники СВЧ в целлюлозно-бумажном производстве. /О.И. Ястребов. - М.: Лесная промышленность, 1977. - 240 с.
7. Митрохин В.Н. Электродинамика и распространение радиоволн. /В.Н. Митрохин. - М.: Рудомино, 2010. - 210с.
8. Неганов В.А. Электродинамика и распространение радиоволн. /В.А. Неганов О.В. Осипов, С.Б. Раевский, Г.П. Яровой. - М.: Радио и связь, 2009. - 744 с.
9. Митрохин В.Н. Электродинамические свойства материальных сред. /В.Н. Митрохин. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. - 150с.
10. Гридин В.Н. Электродинамика структур крайне высоких частот. / В.Н. Гридин, Е.И. Нефедов, Т.Ю. Черникова. - М.: Наука, 2002, 359 с.

Dmitry Voytiuk, Yuriy Chovniuk, Yuriy Gumeniuk, Aleksandr Hutsol, Aleksandr Dakhno

National University of Bio-resources and Environmental Sciences of Ukraine

Using of electromagnetic waves of mm-range to measure the humidity of solid (soil) and

The paper presents an approach to measure the moisture content of soils and granular materials based on the use of electromagnetic waves mm- range (carrier frequency of about 60 GHz and a wavelength of 5 mm). The presence of soil (bulk material), which is irradiated with electromagnetic waves of a specified range of moisture leads to a drastic change it (soil / bulk material) relative permittivity and conductivity. Fixing a special device (Reflectometer) reflected from the layer of soil / bulk material electromagnetic signal can be real-time to determine the current status of the soil / bulk material and the degree of moisture of the material. In addition, this approach allows monitoring of certain (problem) areas cultivated fields from mobile field information machines. Having accurate information about humidity and conductivity of a specific area of cultivated fields can make informed decisions about its further processing (dressing fertilizers, additional moisture, etc.). Reflectometry soil / granular materials at mm- wavelengths could be useful also for solving a number of problems and issues precision (information) agriculture.

electromagnetic waves, humidity, ground, granular materials

Одержано 17.10.13