

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ СВЧ ИЗМЕРИТЕЛЕМ С АНТЕННАМИ ОРТОГОНАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В. К. Маршаков, А. Д. Кононов, А. А. Кононов

*Воронежский государственный университет*

*Воронежский государственный архитектурно-строительный университет*

Рассматривается возможность определения диэлектрических характеристик отражающего объекта на основе анализа поляризационных эффектов электромагнитных волн с использованием системы параметров Стокса.

Как известно, изучение свойств многих объектов радиофизическими методами основывается на определении электрических параметров объектов. Это обусловлено тем, что значения диэлектрических характеристик реальных объектов во многих случаях определяют их физико-механические свойства [1]. В измерительной технике известно достаточно много способов дистанционного определения электрических параметров объектов по отраженному от них электромагнитному полю. Как правило, для этих целей используют электромагнитное излучение СВЧ диапазона. Однако при практической реализации этих методов в СВЧ диапазоне возникает ряд трудностей. Одной из них является необходимость проведения весьма сложных и неточных фазовых измерений для определения интересующих электрических параметров объекта [1]. В связи с этим представляет определенный интерес рассмотрение возможности определения диэлектрических параметров объекта по отраженному от него электромагнитному полю без проведения фазовых измерений.

Будем считать, что объект изучения характеризуется диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , магнитной проницаемостью  $\mu$  и проводимостью  $\sigma$ . Для упрощения рассмотрения положим, что параметры  $\epsilon$  и  $\sigma$  не зависят от времени, а магнитная проницаемость  $\mu = 1$ . При облучении данного объекта плоским электромагнитным полем с круговой поляризацией, падающим на объект под углом  $\theta$  и при условии, что размеры объекта много больше длины волны  $\lambda$  облучающего поля, комплексный поляризационный параметр отраженной электромагнитной

волны в ортогонально-линейном базисе можно записать как [2]

$$\dot{p} = \frac{i(\dot{M} \cos \theta - \sin^2 \theta)}{\dot{M} \cos \theta + \sin^2 \theta}, \quad (1)$$

где  $\dot{M} = \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta}$ , а  $\dot{\epsilon} = \epsilon + i60\lambda\sigma$  — комплексная диэлектрическая проницаемость объекта. Из (1) нетрудно получить

$$\dot{\epsilon} = \left[ \left( \frac{1 - i\dot{p}}{1 + i\dot{p}} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + 1 \right] \sin^2 \theta. \quad (2)$$

Как следует из (2), для определения комплексной диэлектрической проницаемости  $\dot{\epsilon}$  по отраженному электромагнитному полю необходимо измерить интенсивности ортогонально-линейных компонент отраженного поля и по ним найти  $|\dot{p}|$ , а также измерить разность фаз  $\arg \dot{p}$  между этими компонентами. Чтобы избежать фазовых измерений при определении  $\dot{\epsilon}$ , рассмотрим возможность представления комплексной диэлектрической проницаемости  $\dot{\epsilon}$  через параметры Стокса. В соответствии с определением [3] система параметров Стокса является линейной комбинацией элементов матрицы когерентности электромагнитного поля

$$\begin{aligned} S_0 &= \dot{E}_1 \dot{E}_1^* + \dot{E}_2 \dot{E}_2^*, & S_1 &= \dot{E}_2 \dot{E}_2^* - \dot{E}_1 \dot{E}_1^*, \\ \dot{S}_2 &= \dot{E}_1 \dot{E}_2^* + \dot{E}_2 \dot{E}_1^*, & \dot{S}_3 &= j \dot{E}_1 \dot{E}_2^* - j \dot{E}_2 \dot{E}_1^*, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\dot{E}_i, i = 1, 2$  — комплексные амплитуды электромагнитного поля в некотором ортогонально-эллиптическом базисе, а \* означает комплексное сопряжение. В частных случаях при использовании ортогонально-линейных и ортогонально-круговых базисов параметры Стокса (3) могут быть записаны как

$$\begin{aligned} S_0 &= E_1^2 + E_2^2, & S_1 &= E_2^2 - E_1^2, \\ S_2 &= 2E_1 E_2 \cos \Phi_{12}, & S_3 &= 2E_1 E_2 \sin \Phi_{12}, \end{aligned}$$

где  $E_1 = |\dot{E}_x|$ ,  $E_2 = |\dot{E}_y|$  — амплитуды линейных компонент  $\dot{E}_x$  и  $\dot{E}_y$  в ортогонально-линейном базисе, либо  $E_1 = |\dot{E}_{np}|$ ,  $E_2 = |\dot{E}_л|$  — амплитуды циркулярно-поляризованных компонент  $\dot{E}_{np}$  и  $\dot{E}_л$  в ортогонально-круговом базисе, а  $\Phi_{12}$  — фазовый поляризационный параметр в соответствующем базисе.

Применительно к линейному базису параметры Стокса обычно обозначают  $S_0 = I$ ,  $S_1 = Q$ ,  $S_2 = U$ ,  $S_3 = V$  и они связаны с амплитудами ортогонально-поляризованных компонент поля  $E_x$ ,  $E_y$  и их разностью фаз  $\delta = \varphi_y - \varphi_x$  соотношениями

$$\begin{aligned} I &= E_x^2 + E_y^2, \quad Q = E_y^2 - E_x^2, \\ U &= 2E_x E_y \cos \delta, \quad V = 2E_x E_y \sin \delta. \end{aligned} \quad (4)$$

Как следует из (4), параметры Стокса  $I$  и  $Q$  могут быть определены путем измерения лишь интенсивностей компонент электромагнитного поля в рассматриваемом линейно-ортогональном базисе  $XOY$ . Для того, чтобы иметь возможность определить третий параметр Стокса  $U$  по измерениям лишь интенсивностей компонент электромагнитного поля, представим параметры Стокса (4) через компоненты поля в линейно-ортогональном базисе  $X'OY'$ , повернутом на угол  $\pi/4$  вокруг оси, совпадающей с направлением распространения волны. При этом нетрудно получить

$$\begin{aligned} I &= E_{x'}^2 + E_{y'}^2, \quad Q = -2E_{x'} E_{y'} \cos \delta', \\ U &= E_{x'}^2 - E_{y'}^2, \quad V = 2E_{x'} E_{y'} \sin \delta', \end{aligned} \quad (5)$$

где  $E_{x'}$ ,  $E_{y'}$ , и  $\delta'$  — амплитуды и разность фаз поляризационных компонент электромагнитного поля в линейно-ортогональном базисе  $X'OY'$ . Согласно (5) третий параметр Стокса  $U$  можно интерпретировать как разность интенсивностей ортогонально-поляризованных компонент сигнала в линейном базисе  $X'OY'$ , повернутом на угол  $\pi/4$  по отношению к исходному базису  $XOY$ .

Для представления четвертого параметра Стокса  $V$  через интенсивности компонент электромагнитного поля перейдем от ортогонально-линейных базисов к ортогонально-круговому базису. Учитывая соотношения между комплексными амплитудами компонент поля  $\dot{E}_{np}$  и  $\dot{E}_л$  в ортогонально-круговом базисе и  $\dot{E}_x$  и  $\dot{E}_y$  в ортогонально-линейном базисе [1], имеем

$$\begin{aligned} I &= E_{л}^2 + E_{np}^2, \quad Q = -2E_{л} E_{np} \cos \delta_0, \\ U &= 2E_{л} E_{np} \sin \delta_0, \quad V = E_{np}^2 - E_{л}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $E_{np} = |\dot{E}_{np}|$ ,  $E_{л} = |\dot{E}_л|$ , а  $\delta_0$  — фазовый поляризационный параметр в ортогонально-круговом базисе.

Используя (6), а также учитывая, что

$$\frac{1 - i\dot{p}}{1 + i\dot{p}} = \frac{E_{л}}{E_{np}} e^{i\delta_0},$$

соотношение (2) нетрудно представить в виде

$$\varepsilon = \left( \frac{I - V}{I + V} \cdot \frac{Q^2 - U^2}{Q^2 + U^2} \cdot \operatorname{tg}^2 \theta + 1 \right) \sin^2 \theta, \quad (7)$$

$$\sigma = \frac{1}{30\lambda} \cdot \frac{I - V}{I + V} \cdot \frac{QU}{Q^2 + U^2} \cdot \operatorname{tg}^2 \theta \cdot \sin^2 \theta.$$

Далее на основании (4) — (6) выражение (7) можно переписать как

$$\varepsilon = \left( \frac{1 + B}{1 - B} Z \cdot \operatorname{tg}^2 \theta + 1 \right) \sin^2 \theta, \quad (8)$$

$$\sigma = \frac{1}{60\lambda} \cdot \frac{1 + B}{1 - B} \sqrt{1 - Z^2} \cdot \operatorname{tg}^2 \theta \cdot \sin^2 \theta,$$

где

$$B = \frac{E_{л}^2 - E_{np}^2}{E_{л}^2 + E_{np}^2}, \quad Z = \frac{D_0^2 - 1}{D_0^2 + 1},$$

$$D_0 = \frac{E_y^2 - E_x^2}{E_{x'}^2 - E_{y'}^2}.$$

Согласно соотношениям (8) для определения диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и проводимости  $\sigma$  достаточно измерить лишь интенсивности компонент электромагнитного поля в двух ортогонально-линейных базисах, повернутых друг относительно друга на угол  $\pi/4$ , и ортогонально-круговом базисе. В фазовых измерениях при этом нет необходимости.

Принцип измерения одних лишь интенсивностей может быть реализован в антенной системе, состоящей из четырех линейно-поляризованных антенн, ориентированных под углами  $45^\circ$  друг к другу. Соответствующие переключения антенн и подключение устройств, обеспечивающих сдвиг фазы на  $\pi/4$ , позволяют при этом получить данные об интенсивностях шести компонент сигнала — двух круговых и четырех линейных, что полностью характеризует поляризационное состояние волны.

На рис. 1, 2 приведены графические зависимости диэлектрических параметров  $\varepsilon$  и  $\sigma$  от соотношений между интенсивностями поляризационно-ортогональных компонент отраженного сигнала для угла облучения  $\theta = 80^\circ$ .

Эти графики демонстрируют перераспределение энергии приходящего сигнала между

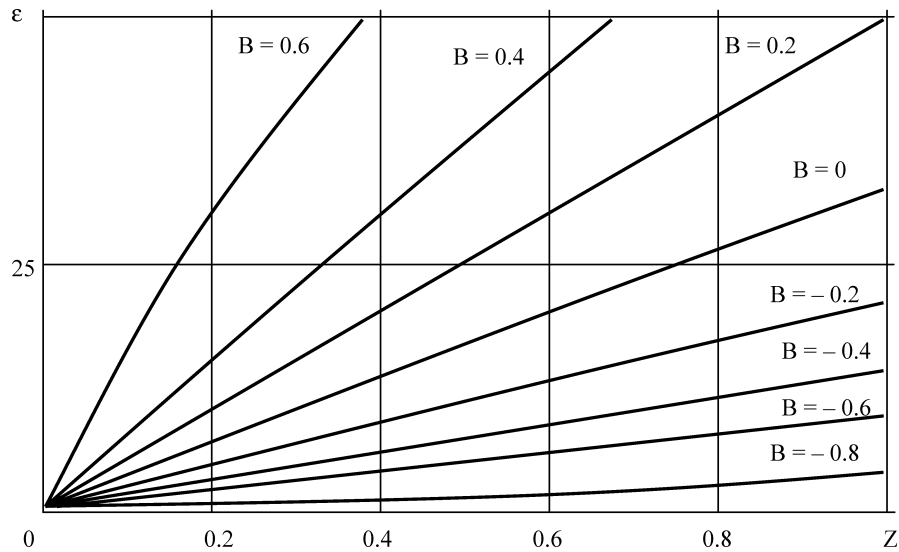


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости от соотношения между интенсивностями поляризационно-ортогональных компонент отраженного сигнала

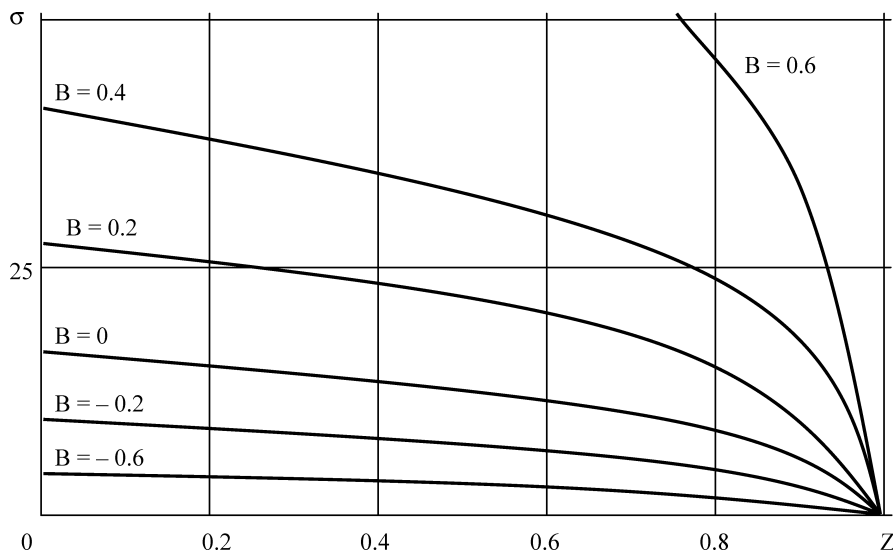


Рис. 2. Зависимость проводимости от соотношения между интенсивностями поляризационно-ортогональных компонент отраженного сигнала

ортогонально-поляризованными каналами в зависимости от электрических свойств исследуемого объекта. Видно, что с увеличением  $\epsilon$  происходит перераспределение энергии в канал с совпадающей поляризацией, а в пределе при идеально проводящей отражающей среде вся энергия информационного сигнала выделяется на согласованной нагрузке антенны ортогонального канала.

Таким образом, применение изложенной методики для определения диэлектрической проницаемости и проводимости объектов в диапазоне СВЧ позволяет избежать фазовых измерений и тем самым повысить точность оп-

ределения электрических характеристик исследуемых объектов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канарейкин Д.Б. Поляризация радиолокационных сигналов / Д. Б. Канарейкин, Н. Ф. Павлов, В. А. Потехин. — М.: Сов. радио, 1966. — 440 с.
2. Аникеенко Г.Н. Радиолокационный поляризационный метод определения электрических параметров земных сред / Г. Н. Аникеенко, А. А. Кононов // Радио и волоконно-оптическая связь, локация и навигация. — Воронеж, 1997. — Т. 3. — С. 1419—1427.
3. Поздняк С.И. Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн / С. И. Поздняк, В. А. Мелитицкий. — М.: Сов. радио, 1974. — 480 с.