

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИАГНОСТИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ  
ПОСРЕДСТВОМ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ  
ОТРАЖЕННОГО И ПРОХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Сердюк В.М., Титовицкий И.А.**

*Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко  
Белорусского государственного университета,  
г. Минск, Беларусь, E-mail: serdyukvm@bsu.by*

Электромагнитная диагностика представляет собой метод исследования и тестирования диэлектрических материалов по измерению их комплексной диэлектрической проницаемости. Последняя подвержена сильному влиянию многих физических параметров состояния вещества, например, концентрации различных компонент в его составе, плотности, наличию дефектов структуры и т.д., и эти параметры можно установить по известной комплексной проницаемости либо теоретическими методами, либо экспериментальным методом калибровки (см., напр., [1]). Одна из проблем электромагнитной диагностики состоит в том, что здесь диэлектрическая проницаемость, строго говоря, не измеряется непосредственно, а устанавливается косвенным образом по измерению параметров взаимодействующего электромагнитного излучения: интенсивности и фазы. Существуют различные методы определения комплексной диэлектрической проницаемости вещества, которые используют самые разные методики измерения параметров тестирующего поля [2], однако наиболее простой и универсальной схемой применения электромагнитного метода является обычная схема на просвет и отражение, когда тестируемый материал в виде плоского слоя помещается перед источником излучения, а искомые параметры материала определяются по измерениям интенсивности и фазы отраженного и (или) прошедшего пучков. Схему тестирования на просвет и отражение используют эллипсометрические методы определения диэлектрической проницаемости [3], которые относятся к числу наиболее точных и распространенных. Однако погрешность этих методов возрастает с уменьшением поглощения в тестируемой среде [4]; кроме того, они явно используют фазовую информацию об отраженном и преломленном поле. В связи с этим возникает вопрос о возможности определения диэлектрической проницаемости только по измерениям энергетических коэффициентов отражения и прохождения без использования какой-либо фазовой информации. Это позволило бы снизить требования по когерентности источников и расширить возможности электродинамического метода тестирования материалов. В данной работе теоретически обосновывается возможность определения комплексной диэлектрической проницаемости по измерениям интенсивности тестирующих полей.

Будем исходить из известных выражений для коэффициентов отражения и прохождения диэлектрического слоя для двух ортогональных поляризации электромагнитного поля  $H$  и  $E$ , электрический вектор которых соответственно ортогонален и параллелен плоскости падения пучка на слой [5]. Они могут быть записаны в виде:

$$R_{H,E} = -iP_{H,E}T_{H,E} \sin(k\gamma h) \quad T_{H,E} = [\cos(k\gamma h) - iQ_{H,E} \sin(k\gamma h)]^{-1} \quad (1)$$

где  $h$  – толщина среды,

$$P_{H,E} = (\varepsilon^{2\nu} \alpha^2 - \gamma^2) / (2\varepsilon^\nu \alpha \gamma); \quad Q_{H,E} = (\varepsilon^{2\nu} \alpha^2 + \gamma^2) / (2\varepsilon^\nu \alpha \gamma),$$

величина  $\nu$  считается равной нулю для  $H$ -поляризации распространяющегося поля и единице для  $E$ -поляризации,  $\varepsilon$  – комплексная диэлектрическая проницаемость,  $k$  – волновое число ( $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения),  $\gamma=(\varepsilon-\beta^2)^{1/2}=(\varepsilon-1+\alpha^2)^{1/2}$  – параметр нормального распространения проходящего пучка внутри диэлектрического слоя,  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры нормального и тангенциального распространения тестирующего пучка в окружающей среде (воздухе), причем  $\alpha=\cos\varphi$  и  $\beta=\sin\varphi$ , где  $\varphi$  – угол падения пучка на слой. Практика показывает, что формулы (1), как и формулы Френеля [5], на основе которых они получены, справедливы не только для когерентных

плоских волн, но и для пучков электромагнитного излучения с нешироким спектром временных и пространственных частот; только в этом случае в качестве параметров распространения волны нужно использовать соответствующие эффективные параметры пучка.

Пусть каким-либо образом измерены энергетические коэффициенты отражения  $|R_{H,E}|^2$  и прохождения  $|T_{H,E}|^2$  плоского диэлектрического слоя для двух ортогональных  $H$ - и  $E$ -поляризаций тестирующего пучка (квадраты модулей величин (1)). Угол падения пучка  $\varphi$  и его параметры распространения  $\alpha$  и  $\beta$ , считаются известными. Требуется определить вещественную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости слоя  $\varepsilon$ . Кроме того, неизвестной может быть и его толщина  $h$ .

Удобнее рассматривать не сами коэффициенты  $|R_{H,E}|^2$  и  $|T_{H,E}|^2$ , а производные от них величины  $U_{H,E}=|R_{H,E}|^2|T_{H,E}|^2$  и  $V_{H,E}=|T_{H,E}|^{-2}$ , которые можно считать заданными. Из первого уравнения (1) следует, что  $U_E/U_H=|P_E|^2|P_H|^2$ , откуда получается приближенное выражение

$$\varepsilon_R = \beta^2 (\alpha^4 U_H - U_E)^{-1} (\alpha^2 U_H \pm \sqrt{U_H U_E}) \quad (2)$$

Оно определяет вещественную часть диэлектрической проницаемости  $\text{Re}\varepsilon \approx \varepsilon_R$  с точностью до членов порядка второй степени малости по ее мнимой части  $\text{Im}\varepsilon$  (при  $\text{Re}(R_E T_H / R_H T_E) > 0$  перед квадратным корнем в выражении (2) следует брать знак минус, а при  $\text{Re}(R_E T_H / R_H T_E) < 0$  – знак плюс; последний случай будет иметь место всегда для диэлектриков с  $\text{Re}\varepsilon > 1$ , если угол падения меньше  $45^\circ$ ). Для прозрачной среды ( $\text{Im}\varepsilon = 0$ ) формула (2) определяет точное значение диэлектрической проницаемости. В такой среде должны иметь место соотношения:  $1 + U_{H,E} - V_{H,E} = 0$ , которые представляют собой одну из форм записи закона сохранения энергии для каждой из двух поляризаций в слое без потерь. Если же эти соотношения не выполняются, то мнимая часть проницаемости  $\text{Im}\varepsilon$  отлична от нуля, и для ее определения необходимо привлекать дополнительные уравнения. В качестве таковых можно использовать соотношения для квадратов модулей коэффициентов прохождения  $T_{H,E}$  (1). Выполняя простые преобразования с этими уравнениями, можно вывести простые соотношения для определения мнимой части проницаемости и толщины тестируемого слоя. Эти соотношения получены в приближении до членов второго порядка малости по  $\text{Im}\varepsilon$  для двух случаев, когда данная толщина неизвестна и когда она заранее определена из независимых измерений. Они позволяют решить поставленную задачу.

Возможность применения данного метода на практике проверялась с помощью математического моделирования, когда в качестве измеряемых величин использовались результаты вычисления энергетических коэффициентов отражения и прохождения двух ортогональных  $H$ - и  $E$ -поляризаций с помощью формул (1) для заданных значений комплексной диэлектрической проницаемости. На рисунке 1 показаны результаты такого математического моделирования для слоя толщиной  $h = 1.75\lambda$ , когда угол падения составляет  $\varphi = 30^\circ$ . Здесь приведены относительные погрешности  $\Delta$  определения вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости слоя, которые высчитывались по формуле:  $\Delta(f) = |(f_{\text{calc}}/f_{\text{ini}}) - 1|$ , где  $f_{\text{ini}}$  – исходное (заданное) значение  $\text{Re}\varepsilon$  или  $\text{Im}\varepsilon$ , а  $f_{\text{calc}}$  – вычисленное значение данной величины, которое определялось согласно предлагаемому методу.

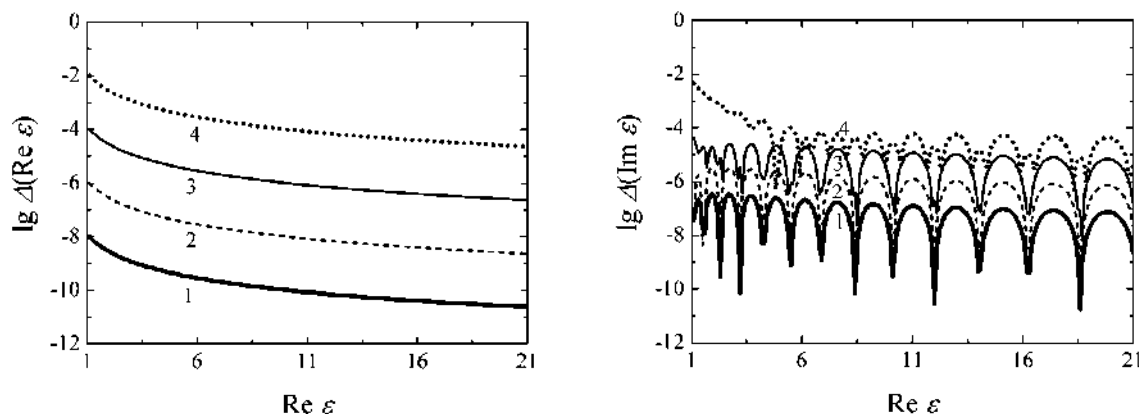


Рисунок 1 – Относительная погрешность определения вещественной (слева) и мнимой (справа) части комплексной диэлектрической проницаемости плоского слоя как функция задаваемой вещественной части  $\text{Re } \epsilon$  при различных значениях исходной мнимой части  $\text{Im } \epsilon = 10^{-4}$  (1);  $10^{-3}$  (2);  $10^{-2}$  (3);  $10^{-1}$  (4).

Оказалось, что точность определения мнимой части проницаемости при заданной толщине слоя (на рисунке) много выше, чем в случае, когда она неизвестна: в первом случае  $\text{Im } \epsilon$  вычисляется с точностью до 4 знаков и выше, а во втором случае надежно определяются только первые два-три знака. Точность определения самой толщины слоя оказывается еще ниже: в среднем всего два знака. В общем и целом результаты математического моделирования показывают, что предлагаемый алгоритм позволяет достичь высокой точности определения проницаемости, до пяти-шести знаков и более, при малых значениях ее мнимой части  $\text{Im } \epsilon$ , порядка  $10^{-4}$ – $10^{-3}$ , тогда как с увеличением потерь до  $\text{Im } \epsilon = 10^{-1}$  точность определения искомых величин падает до двух-трех знаков, а то и еще меньше. Этим предлагаемый метод отличается от эллипсометрического метода определения комплексной диэлектрической проницаемости, точность которого наоборот снижается с уменьшением величины потерь до нуля. Указанная точность зависит также и от вещественной части проницаемости  $\text{Re } \epsilon$ . Наименьшая ее величина наблюдается, когда  $\text{Re } \epsilon$  близко к единице, но с ростом данной величины до 20 единиц точность повышается на один-два порядка.

#### Список литературы:

1. Kupfer K. (ed.) *Electromagnetic Aquametry. Electromagnetic Wave Interaction with Water and Moist Substances*. – Berlin: Springer, 2005. – 530 pp.
2. Singh S. *Refractive index measurement and its applications // Physica Scripta*. – 2002. – Vol. 65, No. 2. – P. 167–180.
3. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет*. – М.: Мир, 1981. – 584 с.
4. Кизель В. А. *Отражение света*. – М.: Наука, 1973. – С. 262.
5. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*. – М.: Наука, 1973. – С. 54–78.