

УДК 621.382

МЕТОД ПЕРЕМЕННОЙ НАГРУЗКИ В СВЧ-ДИАГНОСТИКЕ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Магди Фахим (Египет), Ю. А. Пирогов

(кафедра радиофизики СВЧ)

В физике диэлектриков и полупроводников нередко появляется необходимость измерения их характеристик СВЧ-методами, например измерения распределения параметров в неоднородном слое диэлектрика с потерями (или полупроводника), размещенного в волноводе, по отражению или прохождению СВЧ-волны. В данной ситуации можно пользоваться, как это обычно делается, методом измерений на частотах вблизи плазменного резонанса [1, 2]. Однако такой метод требует проведения измерений в широком и строго определенном частотном интервале, что во многих случаях неприемлемо. Другие же методы СВЧ-диагностики неоднородных диэлектриков пока что развиты в значительно меньшей степени. Основной трудностью в их разработке является неоднозначность интерпретации экспериментальных характеристик отражения и пропускания волны неоднородной средой. Подобные задачи относятся к классу обратных задач электродинамики [3] и в каждом конкретном случае требуют специального рассмотрения с применением современного математического аппарата численных решений [3—6, 8—10]. При этом надо учитывать не только общие принципы постановки задачи [3—6], но и конкретные условия физической реализуемости решений. Именно в таком аспекте в настоящей работе и рассматривается один из методов волноводной диагностики диэлектриков с неоднородным распределением комплексной диэлектрической проницаемости.

Пусть имеется волновод, целиком заполненный по сечению диэлектриком с продольно-неоднородным распределением комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon_K(x)$ на участке $x \in [0; d]$, где d — толщина диэлектрического слоя, а $\epsilon_K(x) = \epsilon_1(x) + i\epsilon_2(x)$; $\epsilon_2(x) = = -\sigma(x)/\omega\epsilon_0$; ω — круговая частота колебаний волны в волноводе; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; $\sigma(x)$ — проводимость диэлектрика (параметр потерь). Требуется СВЧ-зондированием образца определить функцию $\epsilon_K(x)$.

Для решения такой задачи можно применять следующую экспериментально-вычислительную процедуру, реализуемую в 2 этапа.

1. Проводится серия измерений коэффициента отражения волны от образца $\Gamma_0 = \{\Gamma_0^{(n)}\}$ на разных частотах ω_n при фиксированной нагрузке с адмитансом Y_n или же на фиксированной частоте измеряется $\Gamma_0 = \{\Gamma_0^{(n)}\}$ при различных нагрузках $Y_n^{(n)}$.

2. На основе экспериментальных данных решается обратная задача по нахождению неизвестного распределения $\epsilon_K(x)$.

Оба из отмеченных в п. 1 пути формирования вектора экспериментальных данных $\Gamma_0 = \{\Gamma_0^{(n)}\}$ в принципе равноценны, хотя обычно применяется метод вариации частоты при фиксированной нагрузке [2, 8]. Здесь мы, напротив, остановимся на измерениях при фиксированной частоте, но с переменной нагрузкой Y_n , осуществляя изменение Y_n перемещением короткозамыкающего поршня, установленного за образцом. Метод переменной нагрузки в решении обратных задач

электродинамики неоднородных сред ранее подробно не обсуждался, хотя для СВЧ-диагностики вещества он был бы весьма полезен, поскольку в области СВЧ измерения с вариацией частоты оказываются малоинформативными для решения обратной задачи из-за недостаточно широкой полосы перестройки источников сигнала. В то же время изменение нагрузки осуществляется в бесконечном интервале $Y_H \in [-\infty; \infty]$, например, перемещением поршня в пределах $d_{кз} \in [0; \lambda_g/2]$. В результате на конечном интервале изменений расстояния $d_{кз}$ выявляются все особенности поведения коэффициента отражения, дающие необходимую информацию о распределении параметров образца. Сразу же отметим, что весь дальнейший анализ проводится нами на основе метода переменной нагрузки.

После того как необходимые измерения компонент вектора $\{Y_0^{(n)}\}$ сделаны, осуществляется второй этап процедуры — непосредственное решение обратной задачи, или интерпретация экспериментальных данных $Y_0^{(n)}$. При этом ведется поиск такого распределения $\epsilon_k^T(x)$, которое давало бы теоретическую кривую $\Gamma_T[\epsilon_k^T(x), Y_H]$, получаемую решением прямой задачи при фиксированном распределении $\epsilon_k^T(x)$ и наиболее близкую к экспериментальной зависимости

$$\Gamma_0[\epsilon_k(x), Y_H]. \quad (1)$$

Для этого по экспериментальным значениям $\{Y_0^{(n)}\}$ и известным величинам ω , d , $Y_H^{(n)}$ строится функционал уклонения теоретических значений Γ_T от экспериментальных Γ_0 , зависящий от распределения $\epsilon_k(x)$, т. е. $F[\epsilon_k^T(x)]$. Искомая функция $\epsilon_k^T(x)$, которая обеспечивает минимум функционала уклонений $F[\epsilon_k^T(x)]$, находится из решения экстремальной задачи

$$\min_{\epsilon_k^T(x)} F[\epsilon_k^T(x)]. \quad (2)$$

Это означает, что минимум функционала $F[\epsilon_k^T(x)]$ стремится к малому числу μ , зависящему от точности измерения, причем с повышением точности измерений, а значит, и информативности экспериментальных величин $\{Y_0^{(n)}\}$ μ уменьшается. В общем случае задача по нахождению $\epsilon_k(x)$ из условия близости теоретических и экспериментальных кривых $\Gamma[\epsilon_k(x), Y_H]$ является некорректной, так как ее решение может оказаться неустойчивым по отношению к ошибкам измерения экспериментальных величин [5]. Однако на некоторых выбранных специальным образом множествах пробных функций $\epsilon_k^T(x)$ задача вводится в класс корректности и имеет устойчивое к разбросу входных параметров решение. Выбор подходящего вида функций должен осуществляться с учетом априорной информации об объекте и выполнении условий физической реализуемости решений. Если, например, известно заранее, что функция $\epsilon_k(x)$ непрерывная и имеет непрерывные производные, то устойчивым в этом случае будет решение, задаваемое на множестве аналитических функций в виде степенных рядов [8] со степенью, не превышающей некоторого заданного числа:

$$\epsilon_k(x, a) = \sum_{n=0}^N a_n x^n, \quad (3)$$

где $x \in [0; d]$; $a = \{a_n\}$ — комплексный вектор коэффициентов степенного ряда (3).

Тем самым задача вводится в класс корректности. При этом процедура минимизации функционала осуществляется известными методами [5, 6, 8].

Для данной задачи удобно взять функционал отклонения $F[\epsilon_K(a, x)] = F(a)$ в виде

$$F(a) = \sum_{m=1}^M \left[\frac{R_T(Y_H^{(m)}, a) - R_0(Y_H^{(m)})}{R_T(Y_H^{(m)}, a)} \right]^2 + \left[\frac{\Phi_T(Y_H^{(m)}, a) - \Phi_0(Y_H^{(m)})}{\Phi_T(Y_H^{(m)}, a)} \right]^2, \quad (4)$$

где M — число измерений экспериментальных величин

$$\Gamma_0^{(m)} = R_0^{(m)} e^{i\Phi_0^{(m)}}.$$

Методика определения $\epsilon_K(a, x)$ заключается в таком поиске пробных параметров вектора $a = \{a_n\}$, чтобы функционал $F(a)$ сходил к своему минимальному значению. Минимизацию $F(a)$ можно проводить по одной из схем градиентного спуска по параметрам a [9, 10].

Эффективность решения обратной задачи зависит как от формы записи функционала, так и от способа определения теоретических величин R_T , Φ_T , соответствующих заданному набору параметров a_n , которые характеризуют, в свою очередь, посредством (3) пробный профиль $\epsilon_K(x)$. Из ряда опробованных конструкций функционала $F(a)$ оптимальной оказалась форма (4), в которой применение относительных отклонений модуля и фазы коэффициента отражения приводит к тому, что информативный вклад отдельных членов ряда (при разных m) оказывается равносильным. Что же касается формирования (вычисления) функций $R_T(a)$ и $\Phi_T(a)$, здесь оказалась весьма эффективной импедансная методика решения прямой задачи, развитая ранее [11] для волновода с поглощающей диэлектрической вставкой и основанная на методике Бреховских [12], с представлением неоднородной среды в виде набора тонких слоев. В результате из множества функций вида (3) выбиралось решение обратной задачи, удовлетворяющее условию минимума функционала $F(a)$.

Для проверки действенности рассмотренной методики были проведены численные эксперименты, в которых задавалось некоторое распределение параметров образца $\epsilon_K(x)$ (истинное распределение) и решением прямой задачи находились однозначные зависимости $\Gamma[\epsilon_K(x), Y_H]$ — они фигурировали в решении обратной задачи как экспериментальные величины.

Пример. Истинное распределение проводимости образца $\sigma(x)$ имеет вид синусоиды (действительная часть ϵ_1 комплексной проницаемости $\epsilon_K(x)$ от координаты не зависит: $\frac{d\epsilon_1}{dx} = 0$):

$$\sigma(x) = 1 + 3 \sin\left(\frac{\pi x}{d}\right), \quad (5)$$

причем выбирается $f = 18$ ГГц, $d = 0,22$ см, $M = 20$;

$$Y_H^{(m)} = -i \operatorname{ctg}(Ba_1^{(m)}),$$

$\epsilon_1 = 16$, B и λ_g — постоянная распространения и длина волны в волноводе сечением $5,5 \times 11$ мм на частоте f .

В результате решения обратной задачи получена функция из множества (3) при $N = 4$:

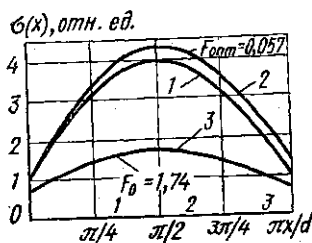
$$\sigma(x) = 0,781 + 58,966x - 250,104x^2 - 19,999x^3 + 20,000x^4, \quad (6)$$

которая, как видно из рисунка, весьма точно следует синусоиде (5).

На рисунке показано истинное распределение $\sigma(x)$ (функционал (4) для него равен нулю: $F=0$), начальное приближение $\sigma_0(x)$ и найденное решение $\sigma_T^{(M)}(x)$. Соответствующее $\sigma_0(x)$ значение функционала (4) составило $F_0=1,74$; для оптимального распределения $\sigma_T^{(M)}(x)$, полученного в результате минимизации, $F_T^{(M)}[\sigma_T^{(M)}(x)] = 0,057$.

Приведенный пример показывает высокую эффективность рассмотренного метода диагностики на СВЧ. Следует оговорить, однако, и ограничения в его применимости. Очевидно, что метод переменной нагрузки работает только в случае достаточной прозрачности образца для зондирующей волны — вклад реакции переменной нагрузки в отраженный сигнал должен быть значительным. Это накладывает, например, следующие ограничения на интегральный допустимый уровень потерь в образце: при усредненной по образцу проводимости, равной $\sigma(x)$, толщина образца d не может превышать величину порядка

$$\bar{\delta} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma(x)}}$$



Истинное распределение $\sigma(x) = 1 + 3 \sin \pi x/d$ (1), восстановленное решением обратной задачи (2) и начальное приближение (3)

здесь более общая, чем в [2], процедура численного решения может быть, конечно, сохранена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Голант В. Е. СВЧ-методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
- [2] Усанов Д. А., Буренин П. В. Микроэлектроника, 1976, 4, № 2, с. 140.
- [3] Свешников А. Г., Ильинский А. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Вычислит. матем. и кибернетика, 1978, № 4, с. 3. [4] Тихонов А. Н. ДАН СССР, 1963, 153, № 1, с. 49. [5] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. [6] Гончарский А. В., Черепашук А. М., Ягола А. Г. Численные методы решения обратных задач астрофизики. М.: Наука, 1978.
- [7] Лебедева В. В. Техника оптической спектроскопии. М.: Изд-во МГУ, 1977.
- [8] Вычислительные методы в электродинамике. Под ред. Р. Митры. М.: Мир, 1977.
- [9] Бахвалов Н. С. Численные методы. М.: Наука, 1973, с. 631. [10] Поляк Б. Т. ЖВМиМФ, 1963, 3, № 4, с. 643. [11] Козарь А. В., Пирогов Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1972, 13, № 5, с. 573. [12] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973, с. 502.

Поступила в редакцию
06.11.80