

09

Экспериментальное определение вклада высших мод при измерении импеданса микропроводов волноводным методом

© В.И. Пономаренко, В.В. Попов, В.Н. Бержанский,
Д.Ф. Виногородский

Таврический национальный университет, Симферополь, Украина
E-mail: slavaopor@gmail.com

Поступило в Редакцию 24 апреля 2006 г.

Предложен способ повышения точности измерения импеданса микропроводов волноводным методом, основанный на экспериментальном определении вклада высших волноводных мод путем измерения коэффициента отражения проводов с известным импедансом.

PACS: 07.57.-с, 72.80.-г

Теоретической основой волноводного метода измерения импеданса микропроводов [1] является решение задачи дифракции в короткозамкнутом прямоугольном волноводе, содержащем тонкий цилиндрический провод, расположенный в середине широкой стенки нормально к ней, устанавливающее связь между импедансом Z и комплексным коэффициентом отражения R :

$$R = -e^{2i\Gamma_1 l} - \frac{2(1 - e^{2i\Gamma_1 l})^2 \sin^2 \frac{\pi x_0}{a}}{\frac{2a\Gamma_1}{\omega\mu_0} Z + \Sigma(r)}, \quad (1)$$

$$\Sigma(r) = 2F(r) - F(2l + r) - F(2l - r),$$

$$F(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_m} \sin^2 \frac{n\pi}{a} x_0 \exp(i\Gamma_m s), \quad (2)$$

где Γ_m — постоянная распространения волны типа H_{m0} , a — размер широкой стенки волновода, $r = d/2$, где d — диаметр провода, l — расстояние от провода до короткозамыкателя, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, ω — циклическая частота, $i = \sqrt{-1}$.

Вследствие конечности проводимости стенок волновода истинные значения постоянных распространения отличаются от их теоретических значений $\Gamma_m = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}$, c — скорость света в вакууме, соответствующих волноводу с идеально проводящими стенками, причем следует ожидать, что это отличие тем существеннее, чем больше номер моды m , что можно обосновать анализом на основе энергетического метода [2]. Следует также ожидать, что сама структура поля волноводных мод отличается от теоретической тем значительнее, чем выше номер моды. Поэтому входящую в (1) функцию $\Sigma(r)$, учитывающую вклад высших мод в поле рассеяния, целесообразно не вычислять из ее теоретического выражения (2), а определять экспериментально по результатам измерения коэффициента отражения от провода с известным импедансом. В качестве последнего целесообразно использовать немагнитный провод с известной проводимостью σ , вычисляя его импеданс по известной формуле [3]:

$$Z = \frac{k}{2\pi\sigma r} \frac{J_0(k\delta)}{J_1(k\delta)}, \quad k = \sqrt{-i\omega\sigma\mu_0}, \quad (3)$$

где J_n — функция Бесселя порядка n .

Формально величина Σ может быть определена из (1) по измерениям коэффициента отражения R от любого провода с известным импедансом Z . Однако при использовании провода с большим по модулю импедансом вклад функции Σ в знаменатель дроби (1) уменьшается, что ослабляет зависимость R от Σ . При этом экспериментальная погрешность измерения R приводит к тем большей погрешности определения Σ , чем больше Z . В связи с этим в качестве провода, служащего для измерения функции Σ , целесообразно использовать немагнитный провод с высокой проводимостью и соответственно малым импедансом.

Для измерения коэффициента отражения от микропроводов использовались установка и методика, изложенная в [1]. Погрешностью измерения R многорезонансным методом с компенсацией влияния направленного ответвителя составила 1–2%, что соответствует точности современных векторных анализаторов цепей [4,5]. В качестве образца для экспериментального определения величины Σ использовался медный микропровод диаметром $8 \mu\text{m}$. Проводимость материала провода $\sigma = 5.0 \cdot 10^7 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$, вычисленная по его измеренному статическому

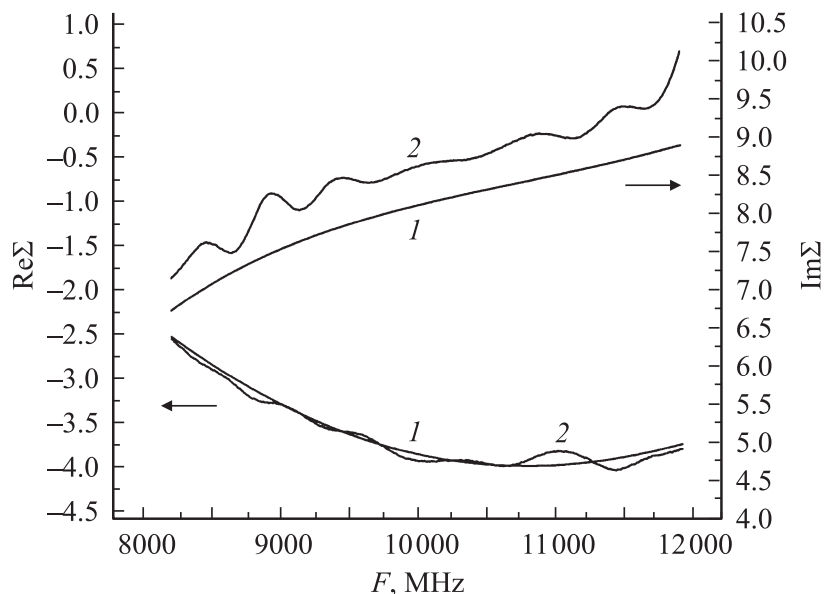


Рис. 1. Расчетные 1 и экспериментальные 2 значения Σ .

сопротивлению, равному $400 \Omega/\text{m}$, близка к табличной проводимости меди. Абсолютное значение слагаемого $\frac{2a\Gamma_1}{\omega\mu_0} Z$ в знаменателе дроби в (1) в диапазоне рабочих частот волновода с широкой стенкой $a = 0.023 \text{ m}$ не превышает 0.2, что намного меньше модуля величины Σ . Результаты измерения величины Σ приведены на рис. 1. Для сравнения приведены расчетные значения Σ , полученные вычислением сумм (2).

Экспериментальные значения величины Σ , полученные для медного провода диаметром $8 \mu\text{m}$, были использованы путем подстановки в (1) для определения по результатам измерений R импеданса нихромового микропровода такого же диаметра с погонным статическим сопротивлением $42 \text{ k}\Omega/\text{m}$. Результаты измерения представлены на рис. 2 сплошными линиями. Штриховой линией изображены значения импеданса, также определенные по результатам измерения коэффициента отражения, но с подстановкой в (1) не экспериментальных, а расчетных значений Σ ,

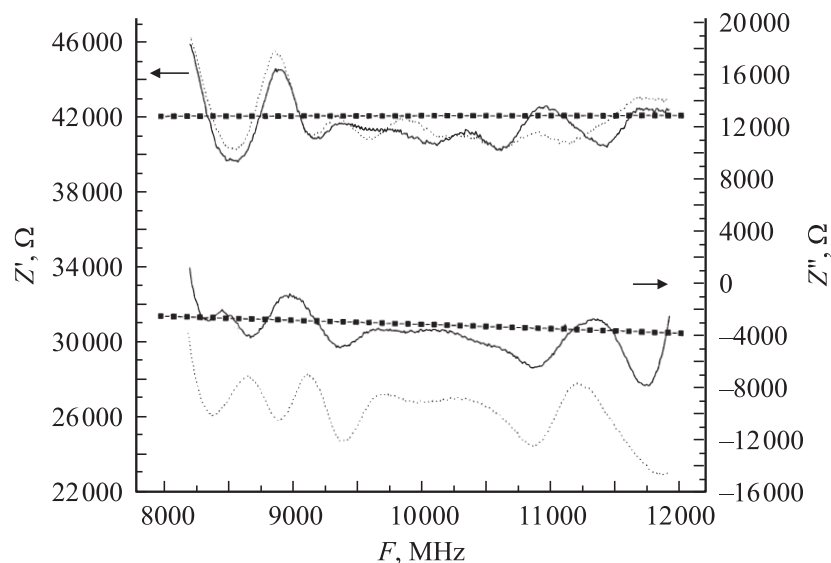


Рис. 2. Импеданс нихромового микропровода.

вычисленных из (2). Из сравнения этих результатов с теоретическими значениями импеданса нихромового провода, полученными с использованием (3), представленными кривыми с маркерами, видно, что экспериментальное определение вклада высших мод в коэффициент отражения позволило существенно уменьшить погрешность измерения импеданса нихромового провода. При этом в диапазоне частот 9500–10 500 МГц, в котором влияние собственного коэффициента отражения направленного ответвителя скомпенсировано в наибольшей степени методом, изложенным в [4], погрешность определения как для действительной, так и для мнимой части импеданса минимальна, а ошибка определения модуля импеданса не превышает 3%.

В заключение отметим, что величина $\Sigma(r)$ мало критична к радиусу r микропровода, поэтому радиус провода с известным импедансом, используемого для экспериментального определения величины $\Sigma(r)$, может отличаться на 10–20% от радиуса измеряемого образца, и это не приведет к заметной погрешности определения импеданса образца.

Список литературы

- [1] *Бержанский В.Н., Пономаренко В.И., Попов В.В., Торкунов А.В.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 22. С. 24–28.
- [2] *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 543 с.
- [3] *Ménard D., Britel M., Ciureanu P., Yelon A.* // Journal of Applied Physics. 1998. V. 84. Iss. 5. P. 2805–2814.
- [4] *Пономаренко В.И., Попов В.В.* // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 1. С. 94–100.
- [5] *Пономаренко В.И., Попов В.В.* // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 6. С. 33–36.