

О ПОГРЕШНОСТИ ОДНОПЛАСТИНЧАТОГО ПОНДЕРОМОТОРНОГО ВАТТМЕТРА, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ВЫСШИМИ ТИПАМИ ВОЛН

В. С. Жилков, А. И. Сиротников, Н. А. Хижняк

Харьков

В диапазоне СВЧ в качестве линий передачи больших уровней мощности применяются волноводы увеличенного сечения, допускающие распространение многих типов колебаний. При эксплуатации подобных трактов часто возникает необходимость в измерении мощности, переносимой первой гармоникой, для которой основным типом колебания есть H_{10}^{\square} (\square — обозначение прямоугольного волновода), либо мощности других гармоник и соответствующих типов колебаний. Указанные измерения могут быть выполнены с помощью калориметрических, пондеромоторных и других ваттметров.

Калориметрические ваттметры, имеющие, как правило, широкополосную нагрузку, коэффициент отражения которой мало зависит и от типа колебаний, характеризуются плохой избирательностью. В отличие от них пондеромоторным ваттметрам, измерение мощности СВЧ у которых сведено к измерению вращающего момента, присуща резкая зависимость результата измерения как от частоты, так от типа волны. В этой связи представляется возможным использование последних в качестве образцовых приборов для измерения больших уровней мощности СВЧ.

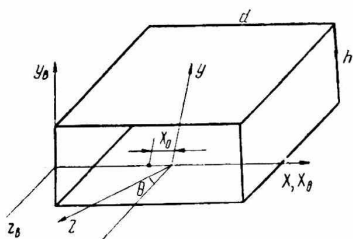
При измерении мощности основного типа колебаний в многоволновом волноводе пондеромоторному ваттметру присуща дополнительная погрешность, связанная с наличием высших типов.

Оценка величины этой погрешности может быть выполнена экспериментально, однако техника подобных измерений настолько несовершенна, что трудно говорить о возможности получения надежного результата.

В этой связи наиболее рациональным путем, на наш взгляд, является теоретический анализ указанной погрешности. В его основе лежит расчет составляющих результирующего вращающего момента, действующего на чувствительный элемент однопластинчатого ваттметра. В этом случае предполагается, что величина истинного значения вращающего момента соответствует пондеро-

моторному действию на пробное тело волны H_{10}^{\square} основной гармоники, а измеренному значению приписывается пондеромоторное действие со стороны всех типов колебаний, формирующих компоненты вращающего момента в направлении момента волны H_{10}^{\square} .

Используя методику, предложенную в работе [1], приведем расчет нулевых (по ik) приближений моментов сил, обусловленных



Эллипсоид вращения в прямоугольном волноводе:

x_0, y_0, z_0 — система координат волновода;

x, y, z — система координат эллипсоида;

x_0 — смещение центра эллипсоида относительно центра волновода вдоль оси x .

пондеромоторным действием модов $H_{10}^{\square}, H_{20}^{\square}, H_{30}^{\square}, H_{01}^{\square}, H_{11}^{\square}, E_{11}^{\square}$ на эллипсоид вращения, расположенный в волноводе, как показано на рисунке. Перераспределение мощности модов из-за вносимой в тракт неоднородности полагается пренебрежимо малым при выполнении условия $a \ll \lambda$ (основного приближения задачи). Справедливость данного предположения может быть проверена для конкретного рассеивающего тела с помощью любого метода измерения мощности высших модов, например, зондовым [2] или резонансным [3] и т. п.

Полученные выражения имеют следующий вид:

мод H_{10}^{\square}

$$T_{zx}^{(0)} = \frac{N}{vdh} \left(\frac{k\Pi}{\beta} \right)_{H_{10}} \sin 2\theta \cos^2 \left(\frac{\pi x_0}{d} \right); \quad (1)$$

$$T_{mx}^{(0)} = - \frac{M\pi^2}{vd^3h} \left(\frac{\Pi}{k\beta} \right)_{H_{10}} \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{\pi x_0}{d} \right); \quad (2)$$

мод H_{20}^{\square}

$$T_{zx}^{(0)} = \frac{N}{vdh} \left(\frac{k\Pi}{\beta} \right)_{H_{20}} \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{2\pi x_0}{d} \right); \quad (3)$$

$$T_{mx}^{(0)} = - 4 \frac{M\pi^2}{vd^3h} \left(\frac{\Pi}{k\beta} \right)_{H_{20}} \sin 2\theta \cos^2 \left(\frac{2\pi x_0}{d} \right); \quad (4)$$

мод H_{30}^{\square}

$$T_{zx}^{(0)} = \frac{N}{vdh} \left(\frac{k\Pi}{\beta} \right)_{H_{30}} \sin 2\theta \cos^2 \left(\frac{3\pi x_0}{d} \right); \quad (5)$$

$$T_{mx}^{(0)} = - 9 \frac{M\pi^2}{vd^3h} \left(\frac{\Pi}{k\beta} \right)_{H_{30}} \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{3\pi x_0}{d} \right); \quad (6)$$

$$T_{mx}^{(0)} = \frac{M}{vdh} \left(\frac{\beta\Pi}{k} \right)_{H_{01}} \sin 2\theta; \quad (7)$$

$$T_{mx}^{(0)} = \frac{2Md}{vh(d^2 + h^2)} \left(\frac{\beta\Pi}{k} \right)_{H_{11}} \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{\pi x_0}{d} \right); \quad (8)$$

$$T_{zx}^{(0)} = -2 \frac{N\pi^2(d^2 + h^2)}{v(dh)^3} \left(\frac{\Pi}{k\beta} \right)_{E_{11}} \sin 2\theta \cos^2 \left(\frac{\pi x_0}{d} \right); \quad (9)$$

$$T_{mx}^{(0)} = 2 \frac{Mh}{vd(d^2 + h^2)} \left(\frac{k\Pi}{\beta} \right)_{E_{11}} \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{\pi x_0}{d} \right), \quad (10)$$

где $T_{xM, z}^{(0)}$ — момент силы в нулевом приближении, направленный вдоль оси x и обусловленный действием магнитных или электрических составляющих волны соответственно;

$k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ — волновое число в свободном пространстве;

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ — волновое число в волноводе;

(эти величины в общем случае различны для каждого мода)

λ_0, λ_g — соответственно длины волн в свободном пространстве и волноводе.

Знак «—» указывает на то, что момент направлен в сторону отрицательных значений x :

$$N = V_{\text{расс. тела}} \left[\left(\frac{1}{\epsilon - 1} - J_0^{200} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{\epsilon - 1} - J_0^{002} \right)^{-1} \right]; \quad (11)$$

$$M = V_{\text{расс. тела}} \left[\left(\frac{1}{\mu - 1} - J_0^{200} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{\mu - 1} - J_0^{002} \right)^{-1} \right] \quad (12)$$

— параметры, определяемые рассеивающим телом. Ньютоновские потенциалы для эллипсоида вращения, согласно работе [4], равны

$$J_0^{200} = \frac{1}{2x} (1 - \gamma^x); \quad (13)$$

$$J_0^{002} = -\frac{\gamma}{\alpha} (1 - x), \quad (14)$$

где

$$x = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{-\alpha}} \ln \frac{1 + \sqrt{-\alpha}}{\sqrt{-\gamma}}, & \text{если } c > a; \\ \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \arccos \frac{1}{\sqrt{\gamma}}, & \text{если } c < a; \end{cases}$$

$$\alpha = \gamma - 1; \quad \gamma = \frac{a^2}{c^2};$$

$a = b, c$ — полуоси эллипсоида;

v — скорость света в вакууме.

С помощью этих формул можно оценить погрешность, вносимую высшими модами как в случае многомодового волновода

(когда на рабочей частоте может распространяться более чем один мод), так и для стандартного волновода, когда высшие типы волн обусловлены гармониками рабочей частоты.

Погрешность, вносимая высшими модами:

$$\xi = \frac{T_2 - T_1}{T_1} = \frac{\sum_{i=1} T_i - T_1}{T_1} = \frac{\sum_{i=2} T_i}{T_1}, \quad (15)$$

где $i = 1$ обозначает мод H_{10}^{\square} на основной частоте, а $i = 2, 3, 4, \dots$ — все остальные моды (включая и H_{10}^{\square} , обусловленные гармониками). Используя известное соотношение

$$T_i = p_i \Pi_i,$$

где p_i — калибровочный коэффициент, из (15) получим

$$\xi = \sum_{i=2} \frac{p_i \Pi_i}{p_1 \Pi_1} = \sum_{i=2} A_i B_i = \sum_{i=2} \xi_i.$$

Здесь

$$A_i = \frac{\Pi_i}{\Pi_1}$$

— модальное распределение мощности, а

$$B_i = \frac{p_i}{p_1}$$

— коэффициент, показывающий, во сколько раз момент силы i -го мода, падающего на рассеивающее тело, больше момента силы основного типа волны, если мощности обоих модов одинаковы:

$$\Pi_i = \Pi_1.$$

Результирующая погрешность может, таким образом, быть представлена в виде суммы погрешностей ξ_i , обусловленных каждым модом в отдельности и равных произведению относительной мощности мода на величину относительного момента силы для этого мода.

Для тела, расположенного посередине волновода ($x_0 = 0$), коэффициенты B_i имеют вид

$$B = \frac{B_{H_{10}}}{\sqrt{\frac{4d^2 - (\lambda_{0H_{10}})^2}{4d^2 - (\lambda'_{0H_{10}})^2}}}; \quad (16)$$

здесь $\lambda'_{0H_{10}}$ — длина волны какой-либо гармоники

$$B_{H_{20}} = -\frac{(\lambda_{0H_{20}})^2}{2d^2} \sqrt{\frac{4d^2 - (\lambda_{0H_{10}})^2}{d^2 - (\lambda_{0H_{20}})^2} \frac{\left(\frac{1}{\mu-1} - J_0^{200}\right)^{-1} - \left(\frac{1}{\mu-1} - J_0^{002}\right)^{-1}}{\left(\frac{1}{\varepsilon-1} - J_0^{200}\right)^{-1} - \left(\frac{1}{\varepsilon-1} - J_0^{002}\right)^{-1}}}; \quad (17)$$

$$B_{H_{30}} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{4d^2 - (\lambda_{0H_{10}})^2}{4d^2 - (\lambda_{0H_{30}})^2}}; \quad (18)$$

$$B_{H_{01}} = \frac{1}{4dh} \sqrt{[4d^2 - (\lambda_{0H_{10}})^2][4h^2 - (\lambda_{0H_{01}})^2]} \times \\ \times \frac{\left(\frac{1}{\mu-1} - J_0^{200}\right)^{-1} - \left(\frac{1}{\mu-1} - J_0^{002}\right)^{-1}}{\left(\frac{1}{\varepsilon-1} - J_0^{200}\right)^{-1} - \left(\frac{1}{\varepsilon-1} - J_0^{002}\right)^{-1}}; \quad (19)$$

$$B_{E_{11}} = -\frac{2(\lambda_{0E_{11}})^2 \sqrt{d^2 + h^2}}{d^2 h} \sqrt{\frac{4d^2 - (\lambda_{0H_{10}})^2}{4d^2 h^2 - (\lambda_{0E_{11}})^2}}. \quad (20)$$

Когда рассеивающее тело представляет собой металлический диск $\varnothing 5$ мм, толщиной $2C = 0,2$ мм, расположенный в волноводе с размерами $d = 7,2$ см, $h = 3,4$ см при $\lambda_0 = 4,25$ см, коэффициенты B_i равны

Мод	H_{20}^{\square}	H_{30}^{\square}	H_{01}^{\square}	H_{11}^{\square}	E_{11}^{\square}
B	-0,2	2,05	0,36	0	-5,04

Исходя из приведенных формул, видно, что при распространении большого числа модов из-за различия в знаках B_i происходит частичная компенсация их действия на рассеивающее тело. Следовательно, погрешность пондеромоторного ваттметра, обусловленная высшими модами, меньше аналогичной погрешности calorиметрического измерителя мощности, для которого частные погрешности суммируются арифметически.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Хижняк и др. Расчет пондеромоторных сил. Отчет о научно-исследовательской работе № 594, ХГУ, 1971.
2. D. S. Levinson, I. Rubinstein. A Technique for Measuring Individual Modes Propagating in Overmoded Waveguide. «IEEE», MTT-14, 1966, 7, 310-322.
3. Р. Б. Ваганов. Экспериментальный анализ электромагнитного поля в волноводных переходах, содержащих критическое сечение. «Радиотехника и электроника», 1960, 5.
4. О. Е. Лысенко. Рассеяние электромагнитных волн на анизотропном эллипсоиде. Автореф. канд. дисс., Харьков, 1969.