

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ**

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

Выпуск 81 (141)



Б11941

Труды

Е

РА

765072/22

ИЗД

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

Выпуск 81 (141)

8564272



ИЗДАТЕЛЬСТВО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Москва 1966

*Ответственный редактор выпуска
канд. техн. наук В. Д. ФРУМКИН*

20104226

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ:

Л. Н. Брянский, Г. Д. Бурдуи, Н. П. Глазков, А. Н. Голенков, А. Л. Дуклер,
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, А. В. Кубарев, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский,
В. И. Сачков, В. Д. Фрумкин, Г. К. Ягола.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем сборнике публикуются работы, выполненные во ВНИИФТРИ и в НГИМИП в 1962—1964 гг.

Статья В. Р. Лопая первого раздела сборника посвящена точному расчету электродинамического измерителя тока на плоских коаксиальных линиях, и конечные формулы могут быть положены в основу «абсолютных» измерений тока и проходящей мощности на высоких частотах.

Во втором разделе сборника помещены работы, освещающие вопросы измерений параметров трактов и ослаблений. В статье В. А. Потапова предложен метод инженерного расчета постоянной распространения в волноводе, частично заполненном диэлектриком. В первой статье Л. Н. Брянского показана возможность уменьшения погрешности при измерении разностного ослабления с помощью поляризационного аттенюатора, а во второй описан примененный в прецизионной измерительной линии металло-стеклянный зонд. В статье Л. З. Канель описано несколько модификаций простого и достаточно точного метода измерения переходного ослабления направленных ответвителей. Статья Е. Б. Зальцмана посвящена выводу формулы, связывающей добротность резонатора с многослойным диэлектриком или магнитодиэлектриком с линейной расстройкой.

В третьем разделе сборника помещены две статьи И. А. Сокова, в одной из которых освещаются особенности работы газоразрядных генераторов шума, а во второй анализируется схема модуляции газоразрядного генератора шума с параллельным пентодом.

Четвертый раздел содержит статьи об измерении напряженности поля. В статье В. С. Бузинова, Б. Е. Кинбера и В. Б. Цейтлина рассматривается погрешность, возникающая при калибровке дипольных антенн в поле плоского конденсатора из-за изменения входного сопротивления антенны. В статье В. С. Бузинова описывается способ измерения сопротивления излучения дипольной антенны путем вариации термочувствительного сопротивления нагрузки. В статье В. С. Бузинова и Н. И. Корнышова подробно рассматриваются погрешности измерения эффективной поверхности логарифмических антенн методом двух антенн. В статье В. С. Бузинова и М. Е. Мелехова обсуждаются возможности проверки относительно длинноволновых измерительных антенн в обычных лабораторных помещениях.

В разделе пятом сборника, посвященном импульсным измерениям, помещена статья Л. А. Переверзева, в которой рассчитана спектральная плотность импульса, формируемого генератором с разрядной емкостью, и приведены результаты экспериментальной проверки рас-

считанного значения, и статья Л. С. Неустроева с описанием оригинального метода визирования изображения на экране осциллографа.

В шестом разделе помещены статьи, в которых рассмотрены вопросы применения дискретных методов и теории вероятности к радиоизмерениям. В статьях В. П. Петрова и В. П. Петрова совместно с Э. М. Гутиной рассмотрены возможности существенного уменьшения погрешностей измерения с помощью измерительных линий при дискретизации отсчетов и дальнейшей математической обработке результатов измерения. В статье А. Д. Гондры анализируется метод измерения мертвого времени счетчиков, основанный на сдвиге случайной последовательности импульсов.

Редактирование статей сборника выполнено Л. А. Переверзевым и В. Д. Фрумкинским.

I. ИЗМЕРЕНИЕ ТОКА И МОЩНОСТИ ПРИ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

УДК 621.317.7.001.24

В. Р. ЛОПАНЬ
ВНИИФТРИ

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ТОКА И ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ НА ПЛОСКИХ ЛИНИЯХ

Приводится теоретический расчет вращающего момента и постоянной C электродинамических измерителей на плоских линиях. Конечные формулы могут быть положены в основу измерений тока и проходящей мощности на высоких частотах «абсолютным» способом.

Применение плоских линий, или, как их еще называют, полосковых линий, в качестве токоведущего проводника в электродинамических измерителях является весьма перспективным благодаря известным конструктивным достоинствам таких линий, а также удобству размещения чувствительного элемента во внутренней полости линии. Уже созданы конструкции электродинамических измерителей тока в нагрузке и проходящей мощности [1], где в качестве передающей линии использованы серийные линии ЛИ-3 и ЛИ-4 имеются и более поздние разработки ВНИИФТРИ: вакуумный электродинамический амперметр ВЭДА-2 и электродинамический измеритель проходящей мощности ЭИМ-3.

Плоскую линию можно рассматривать как разновидность обычной коаксиальной линии, которую уже давно применяют в электродинамических измерителях. В связи с тем, что структура поля в плоской линии и в коаксиальной линии далеко не одинакова, необходимо специально рассчитать: поле в плоской линии с учетом конечной толщины внутреннего стержня; вращающий момент, действующий на короткозамкнутое кольцо, при нормальном положении этого кольца, параллельном смещению его и наклонах прибора; постоянную C прибора в случае индикации по периоду свободных колебаний кольца в поле измеряемого тока.

Расчет поля в плоской линии

Геометрия плоской линии имеет нецилиндрическую симметрию, и точный расчет ее поля является трудной задачей.

В известных работах основное внимание уделяется расчету волнового сопротивления плоских линий, выражаемого через распределенную емкость и скорость света [2]; расчет же поля или вовсе не приводится или сделан в предположении бесконечно тонкого центрального стержня [3]. В приводимом расчете с некоторым приближением учитывается конечная толщина внутреннего проводника плоской линии.

Предполагаем, что боковые плоскости линии имеют бесконечно большую протяженность; центральный проводник идеально круглой

формы и бесконечен по длине, а ось его расположена точно по середине между боковыми плоскостями; линия выполнена из немагнитного, практически идеально проводящего металла, и проводники расположены в пустоте.

Будем исходить из выражения для потенциальной функции U , полученного в работе [3] для системы, состоящей из двух параллельных проводящих заземленных плоскостей и бесконечно тонкого заряженного проводника, расположенного между ними (рис. 1).

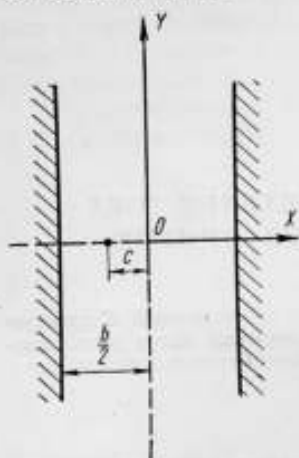


Рис. 1. Заряженный проводник между двумя заземленными плоскостями.

$$\operatorname{th} \frac{2\pi\epsilon_0 U}{q} = \frac{\cos \frac{\pi c}{b} \cos \frac{\pi x}{b}}{\operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} + \sin \frac{\pi c}{b} \sin \frac{\pi x}{b}}, \quad (1)$$

где q — линейный заряд;

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость пустоты;

b, c — ясны из рис. 1.

Из теории поля известно, что в двумерных системах выражения для продольной составляющей A_z векторного потенциала линейного тока I и скалярного потенциала поля линейного заряда q имеют одинаковую форму, поскольку они удовлетворяют одинаковым по форме уравнениям Лапласа и граничным условиям.

Проведя эквивалентную замену $q \rightarrow \epsilon_0 \mu_0 I$ и $U \rightarrow A_z$ в формуле (1), получим:

$$A_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \operatorname{arth} \frac{\cos \frac{\pi c}{b} \cos \frac{\pi x}{b}}{\operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} + \sin \frac{\pi c}{b} \sin \frac{\pi x}{b}}. \quad (2)$$

В частном случае при $c=0$

$$A_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \operatorname{arth} \frac{\cos \frac{\pi x}{b}}{\operatorname{ch} \frac{\pi y}{b}}. \quad (3)$$

При высокой частоте и практически нулевом сопротивлении проводников проходящий по линии ток распределяется в бесконечно тонком слое у поверхности внутреннего проводника, так что граничная с ним поверхность равного векторного потенциала будет соответствовать форме поверхности проводника.

Если при рассмотрении магнитного поля коаксиальной линии распределенный в поверхностном слое внутреннего проводника ток можно заменить линейным током такого же значения, текущим по оси линии, то для плоской линии такая замена искажает картину реального поля, так как не будут удовлетворены граничные условия на поверхности внутреннего проводника.

Однако и при рассмотрении поля плоской линии можно исходить из понятия линейных токов, если выполнить следующий прием. Протекающий по линии ток заменить двумя равными линейными токами одного направления, расположенными симметрично относительно оси линии, и расстояние между токами выбрать таким, чтобы при результирующем поле с достаточной точностью удовлетворялись граничные условия на поверхности внутреннего проводника. Поверхности равного векторного потенциала результирующего магнитного поля указанных линейных токов в сечении дадут кривые, напоминающие овалы Кас-

сини (рис. 2). Граничная кривая весьма близко подходит к окружности сечения внутреннего проводника и точно совпадает с ней в четырех симметрично отстоящих точках. С учетом формулы (2) для двух линейных токов, отстоящих от оси линии на расстояние c ,

$$A_z = A_{z_1} + A_{z_2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \operatorname{arth} \frac{2 \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi c}{b} \cos \frac{\pi x}{b}}{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi c}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} - 1}. \quad (4)$$

Уравнение линий равного векторного потенциала имеет вид:

$$\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} + \cos^2 \frac{\pi c}{b} - 2k \cos \frac{\pi c}{b} \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi x}{b} - 1 = 0, \quad (5)$$

где k — произвольная постоянная.

Параметр c выразим через радиус внутреннего стержня r_0 .

При $x = 0$

$$\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi c}{b} - 2k \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi c}{b} = 0, \quad (6)$$

откуда

$$\operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} = \cos \frac{\pi c}{b} \times (k \pm \sqrt{k^2 - 1}). \quad (7)$$

При $y = 0$

$$\cos \frac{\pi x}{b} = \cos \frac{\pi c}{b} \times (k \pm \sqrt{k^2 - 1}). \quad (8)$$

Очевидно, что $k > 1$, ибо в противном случае в скобках получается мнимая величина, а так как всегда $\operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} > 1$, а $\cos \frac{\pi x}{b} < 1$, то в уравнении (7) перед корнем следует взять знак плюс, а в уравнении (8) — знак минус. Налагаем граничное условие $x = y = r_0$:

$$\operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} = \cos \frac{\pi c}{b} (k + \sqrt{k^2 - 1}), \quad (9)$$

$$\cos \frac{\pi r_0}{b} = \cos \frac{\pi c}{b} (k - \sqrt{k^2 - 1}). \quad (10)$$

Умножая одно равенство на другое, получаем интересующую нас зависимость:

$$\cos \frac{\pi c}{b} = \sqrt{\operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} \cos \frac{\pi r_0}{b}}. \quad (11)$$

Подставим ее в уравнение (5):

$$\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} + \operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} \cos \frac{\pi r_0}{b} - 2k \sqrt{\operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} \cos \frac{\pi r_0}{b}} \cos \frac{\pi x}{b} \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} - 1 = 0. \quad (12)$$

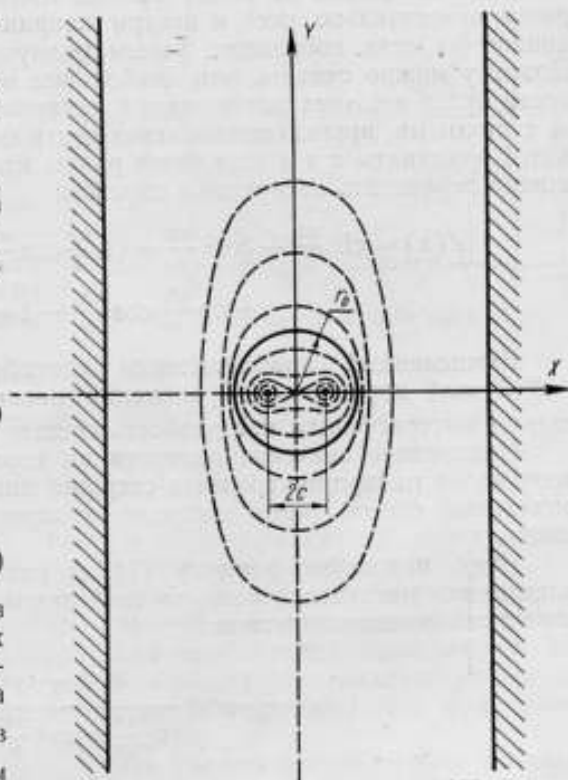


Рис. 2. Кривые равного векторного потенциала в плоской линии с внутренним проводником конечной толщины.

Это уравнение описывает семейство кривых равного векторного потенциала поля одинаковых линейных токов, отстоящих от центра линии на расстоянии c , определяемом из формулы (11).

Уравнение линии, совпадающей в четырех точках с окружностью сечения внутреннего проводника, найдем, пользуясь равенствами (9) и (10):

$$\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} - \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi x}{b} \left(\operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} + \cos \frac{\pi r_0}{b} \right) + \operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} \cos \frac{\pi r_0}{b} - 1 = 0. \quad (13)$$

Оценим, насколько точно кривая, описываемая уравнением (13), совпадает с окружностью радиусом r_0 .

Данная кривая не имеет особых точек и точек перегиба, симметрична относительно осей и центра координат, а отрезки, отсекаемые кривой на осях координат, равны радиусу r_0 описанной окружности. Поэтому можно считать, что наибольшее отклонение кривой от окружности будет в точках минимальной кривизны, т. е. в точках пересечения ее с прямыми, проведенными через центр под углом 45° к осям координат. Координаты x и y этих точек равны между собой, и уравнение (13) можно переписать следующим образом:

$$f(x) = \operatorname{ch}^2 \frac{\pi x}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} - \operatorname{ch} \frac{\pi x}{b} \cos \frac{\pi x}{b} \left(\operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} + \cos \frac{\pi r_0}{b} \right) + \operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} \cos \frac{\pi r_0}{b} - 1 = 0. \quad (14)$$

Вычисленный приближенным способом (при $r_0 = 4,5$ мм, $b = 24,7$ мм) корень этого уравнения равен $x_1 = 3,18057$ мм, следовательно, интересующая нас разность составит: $r_0 - x_1 \sqrt{2} = 2 \cdot 10^{-3}$ мм.

Полученное значение разности на порядок меньше минимального допуска на радиус внутреннего стержня линии, что оправдывает вышеописанный способ учета конечной толщины внутреннего проводника линии.

Итак, подставив формулу (11) в равенство (4), для векторного потенциала магнитного поля плоской линии с внутренним проводником конечного сечения запишем:

$$A_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \operatorname{arth} \frac{2\lambda \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi x}{b}}{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} + \lambda^2 - 1}, \quad (15)$$

где

$$\lambda = \sqrt{\operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b} \cos \frac{\pi r_0}{b}}. \quad (16)$$

Очевидно, что при $\lambda = 1$ будет случай бесконечно тонкого внутреннего проводника.

Определим характер убывания магнитного поля H_x при удалении от центрального стержня вдоль оси Y . При $x = 0$

$$H_x = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_z}{\partial y} = \frac{I\lambda}{b} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi y}{b}}{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} - \lambda^2}. \quad (17)$$

При малом значении аргумента $\frac{\pi y}{b}$ ($b \rightarrow \infty$) и $\lambda = 1$ выражение (17) переходит в известную формулу для магнитного поля уединенного проводника

$$H_x = \frac{I}{2\pi r}. \quad (18)$$

При большом аргументе $\frac{\pi y}{b}$ можно положить, что

$$\operatorname{sh} \frac{\pi y}{b} = \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} = \frac{1}{2} e^{\frac{\pi y}{b}},$$

а также $\lambda = 1$, и выражение (17) можно записать следующим образом:

$$H_x = \frac{I}{b} e^{-\frac{\pi y}{b}}. \quad (19)$$

Видим, что с увеличением y поле резко убывает, т. е. оно сконцентрировано вблизи внутреннего проводника; на рис. 3 кривая убывания поля (при $r_0 = 4,5$ мм, $b = 24,7$ мм) построена по формуле:

$$\frac{H_x}{H_{x_0}} = \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi y}{b} \left(\operatorname{ch}^2 \frac{\pi r_0}{b} - \lambda^2 \right)}{\operatorname{sh} \frac{\pi r_0}{b} \left(\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} - \lambda^2 \right)}, \quad (20)$$

где H_{x_0} — значение поля у поверхности внутреннего проводника.

Как видно из рисунка, начиная с $y = 50$ мм вполне можно считать поле отсутствующим.

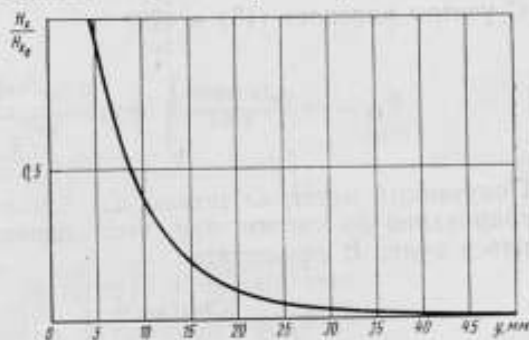


Рис. 3. Кривая убывания поля H_x .

Расчет вращающего момента

Общее выражение действующего на кольцо момента, как известно, имеет вид:

$$M = -I^2 \frac{L_{12}}{L_2} \frac{\partial L_{12}}{\partial \theta}, \quad (21)$$

где L_{12} — взаимоиנדукция между кольцом и линией;

L_2 — самоиנדукция кольца;

θ — угол поворота кольца.

Для определения вращающего момента необходимо специально рассчитать лишь взаимоиנדукцию L_{12} как функцию угла θ .

При расчете предполагаем, что кольцо идеально круглое по форме и расположено внутри линии так, что его центр, ось вращения и ось линии лежат в одной вертикальной плоскости. Считаем также, что проводник кольца имеет пренебрежимо малый диаметр, проводимость проводника кольца достаточно велика и позволяет на высокой частоте пренебречь активной составляющей его сопротивления. Схематически система изображена на рис. 4.

Если допустить, что проводник кольца имеет бесконечно малый диаметр, то взаимоиנדукцию определяют по формуле:

$$L_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I}, \quad (22)$$

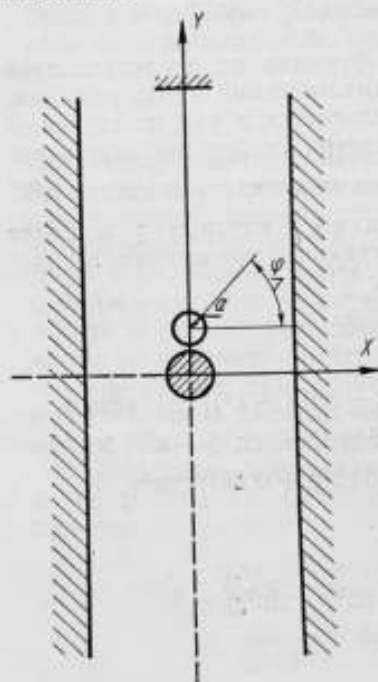


Рис. 4. Схема расположения кольца в плоской линии.

где Φ_{12} — поток вектора магнитной индукции через кольцо,

$$\Phi_{12} = \int_S \vec{B} d\vec{s} = \oint_l \vec{A} d\vec{l} = \oint_l A_z dz. \quad (23)$$

Координаты точек окружности кольца, по которой проводится интегрирование, выразим в параметрической форме:

$$\begin{aligned} x &= a \cos \varphi \cos \Theta; \\ y &= h_y + a \sin \varphi; \\ z &= a \cos \varphi \sin \Theta. \end{aligned} \quad (24)$$

С учетом равенств (15) и (24)

$$\Phi_{12} = -\frac{\mu_0 I a \sin \Theta}{4\pi} \int_0^{2\pi} \operatorname{arth} \frac{2\lambda \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi x}{b}}{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} + \lambda^2 - 1} \sin \varphi d\varphi. \quad (25)$$

Полученный интеграл можно преобразовать, используя формулу интегрирования по частям, при этом первый член интегрирования будет равен нулю. В результате

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 I \lambda a^2 \sin \Theta}{2h} \int_0^{2\pi} \frac{P_1(\varphi) + P_2(\varphi)}{Q(\varphi)} \cos \varphi d\varphi, \quad (26)$$

где $P_1(\varphi) = \cos \varphi \operatorname{sh} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi x}{b} \left(\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} - \cos^2 \frac{\pi x}{b} - \lambda^2 + 1 \right)$,

$$P_2(\varphi) = \cos \Theta \sin \varphi \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \sin \frac{\pi x}{b} \left(\cos^2 \frac{\pi x}{b} - \operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} - \lambda^2 + 1 \right),$$

$$Q(\varphi) = \left(\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} + \lambda^2 - 1 \right)^2 - 4\lambda^2 \operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} \cos^2 \frac{\pi x}{b}.$$

Решить данный интеграл через известные функции не представляется возможным. Поэтому был использован асимптотический метод решения, при котором подынтегральная функция разлагается в ряд по степеням малого параметра. В качестве малого параметра удобно выбрать величину $\varepsilon = \frac{\pi a}{b}$, не превышающую для применяемых конкретных систем 0,32.

В разложении достаточно ограничиться членами, у которых ε не более чем во второй степени. Подынтегральную функцию представим в виде:

$$f(\varepsilon) = \frac{B_0 + B_1 \varepsilon + B_2 \varepsilon^2}{A_0 + A_1 \varepsilon + A_2 \varepsilon^2},$$

где $B_0 = \operatorname{sh} \beta (\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2) \cos^2 \varphi$,

$$B_1 = \operatorname{ch} \beta [(\operatorname{ch}^2 \beta + 2 \operatorname{sh}^2 \beta - \lambda^2) + \cos^2 \Theta (2 - \operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)] \cos^2 \varphi \sin \varphi,$$

$$B_2 = \operatorname{sh} \beta [(3,5 \operatorname{ch}^2 \beta + \operatorname{sh}^2 \beta - 0,5\lambda^2) + \cos^2 \Theta (2 - 3 \operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)] \times \\ \times \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \cos^2 \Theta \operatorname{sh} \beta (1 - 0,5 \operatorname{ch}^2 \beta + 0,5\lambda^2) \cos^4 \varphi,$$

$$A_0 = (\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2,$$

$$A_1 = 4 \operatorname{sh} \beta \operatorname{ch} \beta (\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2) \sin \varphi,$$

$$A_2 = 2 [\operatorname{ch}^2 \beta (\operatorname{ch}^2 \beta + 3 \operatorname{sh}^2 \beta) - \lambda^2 (\operatorname{ch}^2 \beta + \operatorname{sh}^2 \beta)] \sin^2 \varphi + \\ + 2 \cos^2 \Theta [\operatorname{ch}^2 \beta (2\lambda^2 - 1) - \lambda^2] \cos^2 \varphi,$$

$$\beta = \frac{\pi h_y}{b}.$$

Функцию $f(\varepsilon)$ в свою очередь разлагаем в ряд Тейлора:

$$f(\varepsilon) = f(0) + f'(0)\varepsilon + \frac{1}{2} f''(0)\varepsilon^2.$$

В силу симметрии системы член разложения, в котором z в первой степени, при интегрировании обращается в нуль. Коэффициенты двух остальных членов равны $f(0) = \frac{B_0}{A_0}$ и $\frac{1}{2} f''(0) = \frac{B_2}{A_0} - \frac{A_2 B_0 + B_1 A_1}{A_0^2} + \frac{A_1^2 B_0}{A_0^3}$. Поскольку в знаменатель членов разложения входит только постоянная величина A_0 , то решение, таким образом, сводится к известным интегралам вида

$$\int_0^{2\pi} \sin^n \varphi \cos^m \varphi d\varphi.$$

В результате вычислений

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 I \pi a^2 \lambda \sin \theta}{2b} \frac{\text{sh } \beta}{\text{ch}^2 \beta - \lambda^2} \left[1 + \frac{\pi^2 a^2}{8b^2} \sin^2 \theta \times \right. \\ \left. \times \frac{\text{ch}^4 \beta - 6 \text{ch}^2 \beta + 6 \lambda^2 \text{ch}^2 \beta - 2 \lambda^2 + \lambda^4}{(\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \right]. \quad (27)$$

Для взаимной индукции соответственно

$$L_{12} = \frac{\mu_0 \pi \lambda a^2 \sin \theta}{2b} \frac{\text{sh } \beta}{\text{ch}^2 \beta - \lambda^2} \left[1 + \frac{\pi^2 a^2}{8b^2} \sin^2 \theta \times \right. \\ \left. \times \frac{\text{ch}^4 \beta - 6 \text{ch}^2 \beta + 6 \lambda^2 \text{ch}^2 \beta - 2 \lambda^2 + \lambda^4}{(\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \right]. \quad (28)$$

Полученное выражение взаимной индукции со значительной степенью точности может быть принято для линейных колец, у которых поперечные размеры проводников гораздо меньше их длины и расстояния h_y до оси линии. Однако не во всех случаях применяемые кольца можно считать линейными, поэтому формулу (28) необходимо уточнить, произведя интегрирование по поперечному сечению проводника S_2 [4].

$$L_{12} = \frac{1}{I} \int_{S_2} L_{12} J_2 dS_2. \quad (29)$$

Получение общего решения такой задачи осложняется тем, что плотность тока J_2 по сечению проводника распределена неравномерно и само распределение зависит от частоты. Поэтому обычно задачу упрощают, ограничиваясь двумя крайними случаями: низкой частотой, когда плотность тока можно считать равномерно распределенной по сечению, и весьма высокой частотой, когда плотность тока считается распределенной в тонком поверхностном слое проводника, в частности, равномерно по периметру сечения.

Упрощение, применяемое для высоких частот, уместно использовать и в настоящем расчете, тем более что влияние конечной толщины проводника кольца на взаимную индукцию кольца само по себе незначительно.

Представим выражение (28) в виде функции координат точки периметра p сечения. С точностью до членов разложения 2-го порядка малости

$$L_{12}^p = L_{12}^0 + \frac{\mu_0 \pi \lambda \sin \theta a_0 \sin \beta}{b (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)} \left[1 + \frac{\pi^2 a_0^2}{4b^2} \sin^2 \theta k \right] r \sin \alpha + \\ + \frac{\mu_0 \pi \lambda \sin \theta \text{sh } \beta}{2b (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)} \left[1 + \frac{3}{4} a_0^2 \frac{\pi^2}{b^2} \sin^2 \theta k \right] r^2 \sin^2 \alpha, \quad (30)$$

где r — радиус сечения;

α — угловая координата,

$$k = \frac{\text{ch}^4 \beta - 6 \text{ch}^2 \beta + 6 \lambda^2 \text{ch}^2 \beta - 2 \lambda^2 + \lambda^4}{(\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2}.$$

После интегрирования

$$L_{12}^{\infty} = \frac{1}{p} \int_0^{2\pi} L_{12}^p = L_{12}^0 + \frac{\mu_0 \pi \lambda \sin \Theta \operatorname{sh} \beta r^2}{4b(\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)} \left[1 + \frac{3}{4} a_0^2 \frac{\pi^2}{b^2} \sin^2 \Theta k \right], \quad (31)$$

где L_{12}^0 — взаимная индукция линейного кольца, совпадающего с осевой линией проводника.

С учетом выражения (31) вращающий момент

$$M = -\frac{I^2}{L_2} \frac{\mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \operatorname{sh}^2 \beta}{8b^2(\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \sin 2\Theta \left[\left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{\pi^2 a_0^2}{b^2} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(a_0^2 + 3r^2 \right) k \sin^2 \Theta + \frac{3}{64} \frac{\pi^4 a_0^4}{b^4} \left(a_0^2 + 3r^2 \right)^2 k^2 \sin^4 \Theta \right]. \quad (32)$$

Кривая 1 (рис. 5) отражает зависимость вращающего момента от угла Θ и построена по формуле (32) при $I = 1 \text{ а}$, $a = 2,5 \text{ мм}$, $b = 24,7 \text{ мм}$, $h_y = 8 \text{ мм}$, $r = 0,1 \text{ мм}$.

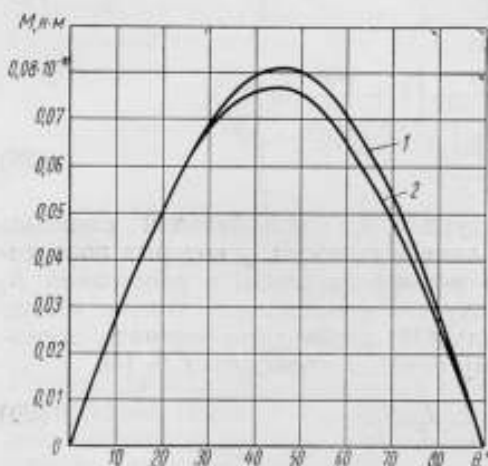


Рис. 5. Кривые зависимости вращающего момента M от угла поворота кольца Θ .

При малых углах Θ можно выделить участок линейной зависимости вращающего момента от угла Θ . Максимальное значение вращающего момента соответствует углу, близкому 45° , и для данного конкретного случая составляет $0,08 \cdot 10^{-10} \text{ н} \cdot \text{м}$. Как видим, значение вращающего момента весьма малое.

При допущении, что поле в пределах кольца является однородным, выражение для вращающего момента упрощается:

$$M = -\frac{I^2 \mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \operatorname{sh}^2 \beta}{L_2 8b^2 (\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \times \\ \times \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right)^2 \sin 2\Theta, \quad (33)$$

что соответствует нулевому приближению формулы (32).

Кривая 2, построенная по формуле (33), отличается от кривой 1, построенной по формуле (32), максимально на $7,5\%$. По мере уменьшения угла Θ отличие становится пренебрежимо малым [и уже при $\Theta = 20^\circ$ не превышает 1%].

На основании этих данных можем сделать вывод, что учитывать члены более высокого приближения при вычислении интеграла в формуле (26) нет необходимости, поскольку их влияние ничтожно мало, тем более в том случае, когда в приборе применена система индикации, основанная на определении периода свободных колебаний кольца, при которой угол Θ не превышает 20° .

Рассмотрим, насколько существенно влияние конечной толщины внутреннего проводника плоской линии на вращающий момент. Воспользуемся выражением (33) и определим значение отношения

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\lambda^2 (\operatorname{ch}^2 \beta - 1)^2}{(\operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2}, \quad (34)$$

где M_0 — значение момента при бесконечно тонком стержне, т. е. при $\lambda = 1$.

Для линии, у которой сопротивление 75 ом ($\lambda = 0,985$), и кольца ($a = 2,5$), поднятого на 1 мм над стержнем линии,

$$\frac{M}{M_0} = 0,94.$$

Таким образом, влияние толщины внутреннего проводника плоской линии на значение вращающего момента оценивается 6%, что уже имеет существенное значение.

Влияние смещений кольца на вращающий момент

Рассмотреть это влияние весьма важно с целью оценки дополнительных погрешностей прибора и формулирования требований к качеству его изготовления и юстировки.

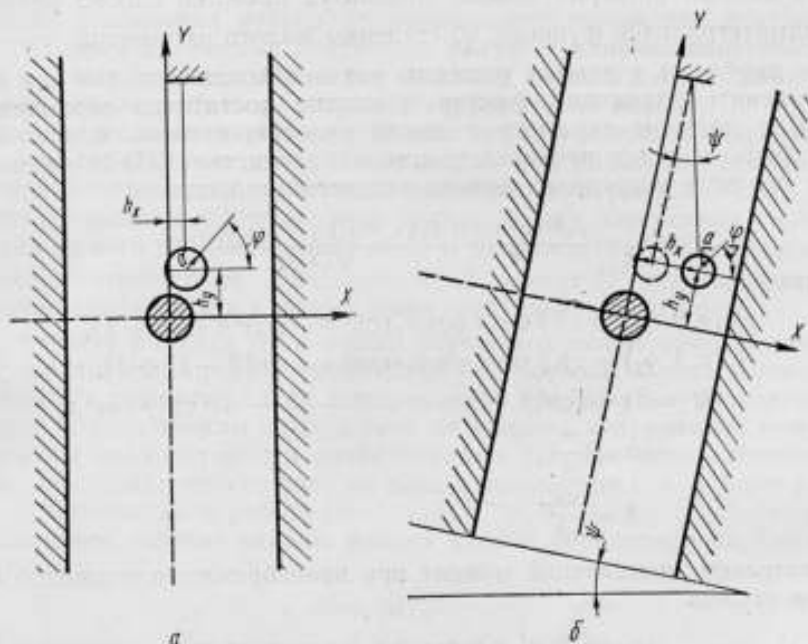


Рис. 6. Схема расположения кольца:
а — при параллельном смещении; б — при параллельном смещении и наклоне.

Если центр кольца смещен в сторону от оси (рис. 6, а), координаты (24) подынтегрального выражения (25) преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= h_x + a \cos \varphi \cos \Theta, \\ y &= h_y + a \sin \varphi, \\ z &= a \cos \varphi \sin \Theta. \end{aligned} \quad (35)$$

Если имеет место и поперечный наклон прибора на угол ψ_1 (рис. 6, б), то:

$$\begin{aligned} x &= h_x + a \cos (\varphi + \psi_1) \cos \Theta \cos \psi_1 + a \sin (\varphi + \psi_1) \sin \psi_1, \\ y &= h_y + a \sin (\varphi + \psi_1) \cos \psi_1 - a \cos (\varphi + \psi_1) \cos \Theta \sin \psi_1, \\ z &= a \cos (\varphi + \psi_1) \sin \Theta. \end{aligned} \quad (36)$$

С учетом преобразований координат (36), интеграл для потока Φ_{12}

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 I \lambda a^2 \sin \Theta}{2b} \int_0^{2\pi} \frac{P(\varphi, \psi_1) + P_2(\varphi, \psi_1)}{Q(\varphi, \psi_1)} \cos (\varphi + \psi_1) d\varphi, \quad (37)$$

где

$$P_1(\varphi, \psi_1) = \operatorname{sh} \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi x}{b} [\cos(\varphi + \psi_1) \cos \psi_1 + \sin(\varphi + \psi_1) \cos \Theta \sin \psi_1] \times \\ \times \left(\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} - \cos^2 \frac{\pi x}{b} - \lambda^2 + 1 \right),$$

$$P_2(\varphi, \psi_1) = \operatorname{ch} \frac{\pi y}{b} \sin \frac{\pi x}{b} [\sin(\varphi + \psi_1) \cos \Theta \cos \psi_1 - \cos(\varphi + \psi_1) \sin \psi_1] \times \\ \times \left(\cos^2 \frac{\pi x}{b} - \operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} - \lambda^2 + 1 \right),$$

$$Q(\varphi, \psi_1) = \left(\operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} + \cos^2 \frac{\pi x}{b} + \lambda^2 - 1 \right)^2 - 4\lambda^2 \operatorname{ch}^2 \frac{\pi y}{b} \cos^2 \frac{\pi x}{b}.$$

Решить данный интеграл можно, используя прежний способ разложения подынтегральной функции по степеням малого параметра $\varepsilon = \frac{\pi a}{b}$.

Однако прибегать к такому решению нет необходимости, так как надо лишь оценить влияющий фактор и вполне достаточно ограничиться членом, в котором параметр ε имеет нулевую степень, и этот член может быть получен непосредственно из равенства (37) в предположении, что поле в пределах кольца является однородным.

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 I \lambda \pi a^2 \sin \Theta}{2b} \frac{P_1(\alpha, \beta, \psi_1) - P_2(\alpha, \beta, \psi_1)}{Q(\alpha, \beta)}, \quad (38)$$

где

$$P_1(\alpha, \beta, \psi_1) = \operatorname{sh} \beta \cos \alpha \cos \psi_1 (\operatorname{ch}^2 \beta - \cos^2 \alpha - \lambda^2 + 1),$$

$$P_2(\alpha, \beta, \psi_1) = \operatorname{ch} \beta \sin \alpha \sin \psi_1 (\cos^2 \alpha - \operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2 + 1),$$

$$Q(\alpha, \beta) = (\operatorname{ch}^2 \beta + \cos^2 \alpha + \lambda^2 - 1)^2 - 4\lambda^2 \operatorname{ch}^2 \beta \cos^2 \alpha,$$

$$\alpha = \frac{\pi h_x}{b},$$

$$\beta = \frac{\pi h_y}{b}.$$

Следовательно, вращающий момент при пренебрежении толщиной проводника кольца

$$M = -I^2 \frac{\mu_0^2 \lambda^2 \pi^2 a^2}{L_2 8b^2} \left[\frac{P_1(\alpha, \beta, \psi_1) - P_2(\alpha, \beta, \psi_1)}{Q(\alpha, \beta)} \right]^2 \sin 2\Theta. \quad (39)$$

Если приравняем ψ_1 к 0, получим случай параллельного смещения кольца без наклона.

Если прибор наклонен в продольном направлении на угол ψ_2 , то координаты (35) преобразуются следующим образом:

$$x = h_x + a \cos(\varphi - \psi_2) \cos \Theta,$$

$$y = h_y + a \sin(\varphi - \psi_2) \cos \psi_2 + a \cos(\varphi - \psi_2) \sin \Theta \sin \psi_2, \quad (40)$$

$$z = a \cos(\varphi - \psi_2) \sin \Theta \cos \psi_2 - a \sin(\varphi - \psi_2) \sin \psi_2.$$

Выражение вращающего момента M в этом случае будет иметь вид:

$$M = -I^2 \frac{\mu_0^2 \lambda^2 a^4 \pi^2}{L_2 8b^2} \frac{P_1(\alpha, \beta) - P_2(\alpha, \beta, \psi_2) - P_3(\alpha, \beta, \psi_2)}{Q^2(\alpha, \beta)}, \quad (41)$$

где

$$P_1(\alpha, \beta) = \operatorname{sh}^2 \beta \cos^2 \alpha (\operatorname{ch}^2 \beta - \cos^2 \alpha - \lambda^2 + 1)^2 \sin 2\Theta,$$

$$P_2(\alpha, \beta, \psi_2) = 2 \operatorname{sh} \beta \operatorname{ch} \beta \sin \alpha \cos \alpha \sin \psi_2 (\operatorname{ch}^2 \beta - \cos^2 \alpha - \lambda^2 + 1) \times \\ \times (\cos^2 \alpha - \operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2 + 1) \cos 2\Theta,$$

$$P_3(\alpha, \beta, \psi_2) = \operatorname{ch}^2 \beta \sin^2 \alpha \sin^2 \psi_2 (\cos^2 \alpha - \operatorname{ch}^2 \beta - \lambda^2 + 1) \sin 2\Theta.$$

Входящие в формулы (39) и (41) аргументы α и β определяют из следующих выражений:

а) при поперечном наклоне прибора на угол ψ_1

$$\alpha = \frac{\pi h_x}{b} = \frac{\pi}{b} (h_x^0 + l \sin \psi_1),$$

$$\beta = \frac{\pi h_y}{b} = \frac{\pi}{b} [h_y^0 + l(1 - \cos \psi_1)];$$
(42)

б) при продольном наклоне прибора на угол ψ_2

$$\alpha = \frac{\pi h_x^0}{b}; \quad \beta = \frac{\pi}{b} [h_y^0 + l(1 - \cos \psi_2)],$$
(43)

где h_x^0 и h_y^0 — координаты центра кольца до наклона прибора,
 l — длина подвеса.

Влияние отклонения кольца от нормального положения показано на рис. 7 (кривая 2). Весьма критичным является влияние поперечного наклона, в сильной степени зависящее от длины подвеса кольца. Влияние продольного наклона прибора выражено значительно меньше.

Выше предполагалось, что на кольцо действует только магнитное поле H . Это справедливо для низковольтных измерительных контуров, обычно применяемых для электродинамических амперметров. Если же измерения выполняются в передающем тракте, то при поперечном смещении кольца на него начинает действовать и электрическая составляющая E электромагнитного поля. Дополнительный момент M^E вызван поляризацией проводника кольца в направлении электрического поля.

При расчете момента M^E в общем случае возникают определенного рода трудности, связанные с геометрической формой кольца. Поэтому для упрощения решения задачи целесообразно прибегнуть к эквивалентной замене кольца тонким диском того же радиуса и применить известные формулы поляризуемости эллипсоидных тел. На эквивалентность действия электромагнитного поля на диск и кольцо при с. в. ч. было указано Р. А. Валитовым в работе [5].

Необходимое условие замены кольца диском определяем на основании равенства:

$$M = M^H, \quad (44)$$

где M^H — момент, обусловленный действием магнитного поля H на диск, аналитическое выражение для которого получено в работе [6]:

$$M^H = -\frac{4}{3} a_0^3 \mu_0 f^2 \sin 2\theta. \quad (45)$$

Равенство (44) выполняется, если

$$\frac{a}{r} = 37,4. \quad (46)$$

Условие (46), полученное при действии магнитного поля H , остается справедливым и при действии электрического поля E , поскольку существует определенное подобие между соотношениями для магнитного и электрического дипольных моментов тела. Параметры колец, используемых в конкретных приборах, весьма близко соответствуют условию (46).

Вращающий момент диска, обусловленный электрической составляющей поля, как показано в работе [6],

$$M^E = \frac{8a^3}{3} \epsilon_0 E_a^2 \sin 2\theta, \quad (47)$$

где E_a — действующее значение напряженности электрического поля, которое в пределах диска принимается однородным.

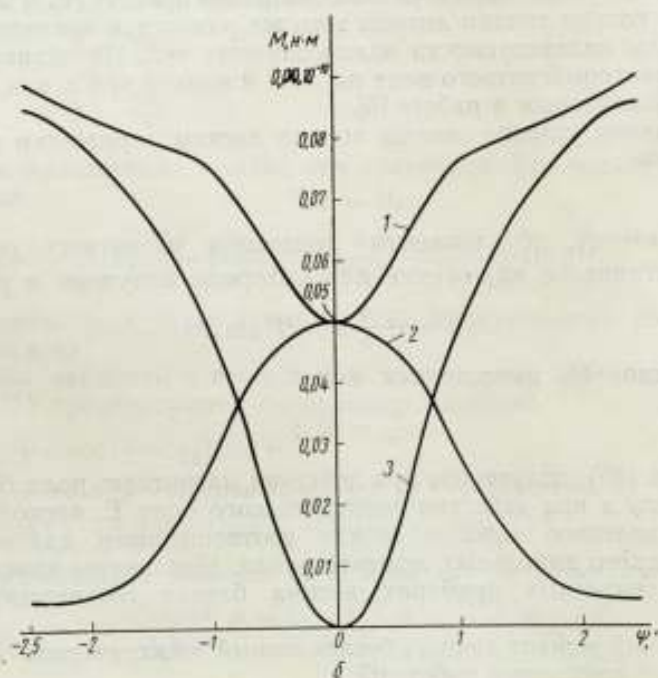
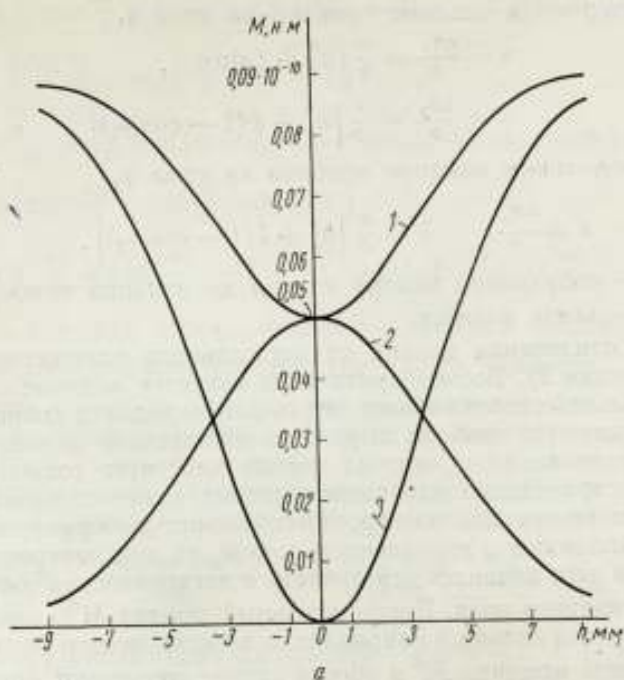


Рис. 7. Изменение вращающего момента:

a — при параллельном смещении кольца относительно нормального положения; δ — при поперечном наклоне прибора.

ms 134959

Значение E_x определяется как сумма составляющих электрического поля E_x и E_y , действующих в направлении, перпендикулярном оси вращения.

Аналогично предыдущему можно показать, что в плоской линии при боковом смещении кольца на расстояние h_x и поперечном наклоне прибора на угол ψ_1 :

$$E_x = \frac{U}{\lambda} \frac{2\lambda \frac{\pi}{b} [P_1^E(\alpha, \beta, \psi_1) - P_2^E(\alpha, \beta, \psi_1)]}{Q(\alpha, \beta, \psi_1)}, \quad (48)$$

где

$$P_1^E(\alpha, \beta, \psi_1) = \operatorname{ch} \beta \sin \alpha \cos \psi_1 (\operatorname{ch}^2 \beta - \cos^2 \alpha + \lambda^2 - 1),$$

$$P_2^E(\alpha, \beta, \psi_1) = \operatorname{sh} \beta \cos \alpha \sin \psi_1 (\cos^2 \alpha - \operatorname{ch}^2 \beta + \lambda^2 - 1),$$

$$\Lambda = \operatorname{arth} \frac{2\lambda \operatorname{ch} \frac{\pi r_0}{b}}{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi r_0}{b} + \lambda^2 - 1},$$

U — напряжение на внутреннем проводнике.

Из приведенного выражения видим, что при нормальном положении кольца, когда $\psi_1 = 0$ и $h_x = 0$, действующее поле $E_x = 0$.

Кривые 3 показывают возрастание момента M^E при параллельном смещении кольца (рис. 7, а) и при наклоне прибора (рис. 7, б).

Момент M^E действует в ту же сторону, что и момент M , обусловленный магнитной составляющей поля, поэтому результирующий момент равен их сумме:

$$M^z = M + M^E. \quad (49)$$

На рис. 7 нанесены кривые 1 результирующего момента M^z для случая бегущей волны в линии.

Таким образом, наличие электрической составляющей поля в передающем тракте изменяет характер действующего момента при поперечном смещении кольца из нормального положения, однако значительного изменения значения момента не наблюдается. Особенно отчетливо это проявляется при параллельном смещении кольца (см. рис. 7, а).

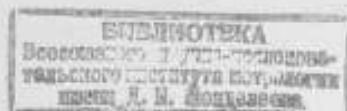
Вывод формулы для постоянной прибора C

Постоянная C характеризует чувствительность электродинамического измерителя с системой индикации по периоду свободных колебаний кольца. Постоянную C определим из уравнения колебательных движений кольца под действием приложенного вращающего момента M и упругого момента нити $W\theta$, причем затухание в системе учитывать не будем, так как его влияние на период T незначительно. Уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - \frac{1}{J} [W\theta + M(\theta)] = 0, \quad (50)$$

где J — момент инерции подвижной системы.

Для решения этого уравнения необходимо упростить функцию $f = M(\theta)$. Воспользуемся тем, что при индикации по периоду колебаний можно рассматривать достаточно малые амплитуды θ , и разложим выражение (32) для вращающего момента по степеням θ .



mc 13 495 9

При $\theta < 20^\circ$ достаточно ограничиться двумя членами разложения. После соответствующих преобразований с точностью до члена, содержащего θ^3 ,

$$M = -\frac{I^2 \mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \text{sh}^2 \beta}{L_2 4b^2 (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \left\{ \theta \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right)^2 + \theta^3 \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\pi^2 a_0^2}{2b^2} \left(a_0^2 + 3r^2 \right) k - \frac{2}{3} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \right] \right\}. \quad (51)$$

Теперь уравнение (50) можем записать в следующем виде:

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + \theta \left[\frac{W}{J} + \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right)^2 \frac{I^2 \mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \text{sh}^2 \beta}{J L_2 4b^2 (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \right] + \\ + \theta^3 \frac{I^2 \mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \text{sh}^2 \beta}{J L_2 4b^2 (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \left[\frac{\pi^2 a_0^2}{2b^2} \left(a_0^2 + 3r^2 \right) k - \frac{2}{3} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \right] = 0. \quad (52)$$

Для решения этого уравнения с кубичным членом применим метод возмущений Остроградского-Рэля, описанный в работе [7]. После преобразований для периода T получаем:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{W}{J} + \frac{I^2 \mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \text{sh}^2 \beta}{4J L_2 b^2 (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \left\{ \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) + \right.}} \dots \\ \left. + \theta^2 \left[\frac{3}{8} \frac{\pi^2 a_0^2}{b^2} \left(a_0^2 + 3r^2 \right) k - \frac{1}{2} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \right] \right\}}. \quad (53)$$

Из работы [1]

$$C = \frac{IT}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_0}}}, \quad (54)$$

где $T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{J}{W}}$ — период собственных колебаний кольца, поэтому

$$C = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\mu_0^2 \pi^2 \lambda^2 \text{sh}^2 \beta}{4J L_2 b^2 (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)^2} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \left\{ \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) + \right.}} \dots \\ \left. + \theta^2 \left[\frac{3}{8} \frac{\pi^2 a_0^2}{b^2} \left(a_0^2 + 3r^2 \right) k - \frac{1}{2} \left(a_0^2 + \frac{r^2}{2} \right) \right] \right\}}. \quad (55)$$

В первом приближении

$$C = \frac{8b (\text{ch}^2 \beta - \lambda^2)}{\mu_0 \lambda \text{sh} \beta (2a_0^2 + r^2)} \sqrt{L_2 J}. \quad (56)$$

Влияние смещений кольца на величину постоянной C можно оценить, если в уравнение колебаний (50) подставить выражения (39), (41) и (49) для вращающего момента, в которых учитывается это влияние. Входящая в выражения для вращающего момента M и постоянной C самоиндукция кольца L_2 при весьма высокой частоте определяется по хорошо известной формуле:

$$L_2 = \mu_0 a_0 \left[\left(1 - \frac{3}{4} \frac{r^2}{a_0^2} \ln \frac{8a_0}{r} + \frac{5}{2} \frac{r^2}{a_0^2} \right) \ln \frac{8a_0}{r} - 2 - \frac{33r^2}{16a_0^2} \right].$$

Влияние частоты на самоиндукцию для проводника круглого сечения можно учесть с достаточно высокой степенью точности по формулам и таблицам, приведенным в работе [4].

Входящий в формулу для постоянной C момент инерции I представляет собой сумму моментов инерции входящих в подвижную систему элементов и обычно достаточно точно может быть рассчитан по геометрическим размерам и массе системы.

В зависимости от параметров подвижных систем конкретных конструкций постоянная C может колебаться от 0,8 до 50 $a \cdot \text{сек}$.

Полученные конечные формулы для вращающего момента и постоянной C можно применить для расчета конкретных конструкций электродинамических измерителей на плоских линиях. Погрешность вывода формул из-за принятых упрощений не превышает 0,1%. В связи с тем, что учтены вторичные факторы, которые могут заметно влиять на точность расчета (конечная толщина проводников системы и смещение кольца от нормального положения), при пользовании выведенными формулами эта точность практически будет определяться погрешностями измерения входящих в формулы параметров. Отсюда можно сделать вывод о возможности осуществления «абсолютного» способа измерения тока высокой частоты с помощью электродинамического измерителя тока на плоских линиях, когда процесс измерения сводится к определению длины L , массы M и времени T . Учитывая известную связь между током, проходящей мощностью и напряжением в передающем тракте, можно говорить и о возможности «абсолютного» способа измерения проходящей мощности и напряжения на высоких частотах.

Выведенные формулы для постоянной C и вращающего момента были проверены экспериментально сравнением электродинамического измерителя тока в плоской линии с фотоамперметром в диапазоне 10—50 Мгц . Расхождение показаний при учете частотной погрешности не превысило 0,5%.

Автор благодарен канд. физ.-мат. наук Л. М. Пятигорскому за ценные советы при расчете поля в плоской линии.

Литература

1. Лопань В. Р. Электродинамический измеритель тока и проходящей мощности в метровом и дециметровом диапазонах волн. «Труды институтов Комитета», вып. 65(125). М., Стандартгиз, 1962.
2. Полосковые системы сверхвысоких частот. Сб. статей под ред. Сушкевича В. И. М., ИИЛ, 1959.
3. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М., ИИЛ, 1954.
4. Цейтлих Л. А. Индуктивности проводов и контуров. М., Госэнергоиздат, 1950.
5. Валитов Р. А. Пондеромоторные силы электромагнитных волн и возможности их применения. «Ученые записки ХГУ, Труды радиофизического факультета», т. 3, 1959.
6. Кукуш В. Д. К вопросу создания коаксиального пондеромоторного измерителя мощности. «Ученые записки ХГУ. Труды радиофизического факультета», т. 4, 1959.
7. Крылов А. Н. Лекции о приближенных вычислениях. М., Гостехиздат, 1959.

Статья поступила в октябре 1964 г.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННОМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Получены характеристические уравнения для расчета фазовой постоянной волны типа H_{10} в волноводе, симметрично расположенном с диэлектриком произвольной толщины. Приведены результаты экспериментальной проверки вычисленных значений.

Необходимость вычисления постоянной распространения в волноводе, неполоностью заполненном диэлектриком, возникает при расчете согласующих диэлектрических трансформаторов, фазовращателей и т. п. Постоянная распространения в волноводе h вычислена для случая, когда она меньше постоянной распространения в свободном пространстве k [1]. В настоящей статье выводятся формулы для случая, когда $h > k$.

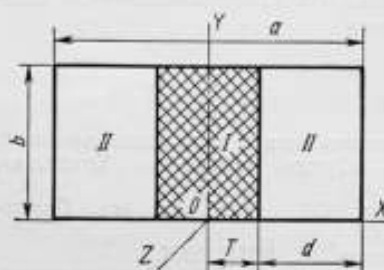


Рис. 1. Диэлектрик в центре волновода.

Известно, что если диэлектрическая пластина находится в воздухе, то вне диэлектрика распространяется медленная волна, амплитуда которой затухает по экспоненте в направлении, перпендикулярном к направлению распространения [2]. Постоянная распространения в этом случае может быть определена из выражения:

$$h^2 = k^2 + p^2,$$

где p — поперечное волновое число (коэффициент затухания).

Для случая, когда диэлектрик находится в волноводе, естественно предположить, что при $h > k$ волна вне диэлектрика может быть описана суммой двух экспонент.

Рассмотрим случай, когда диэлектрическая пластина проницаемостями ϵ и μ расположена симметрично относительно центра волновода. Выберем оси координат так, как указано на рис. 1. Считаем, что в волноводе распространяется волна H_{10} , и поля будем искать с помощью магнитного вектора Герца $\bar{\Pi}'(x)$ с составляющими $\Pi'_x = 0$, $\Pi'_y = 0$; $\Pi'_z = \Pi(x) e^{ihz}$.

Для волны в диэлектрике ($|x| < T$)

$$\Pi'_{z1} = B \sin gxe^{ihz}. \quad (1)$$

Для волны в воздухе волновода ($T < |x| < \frac{a}{2}$)

$$\Pi'_{zII} = A \operatorname{ch} p \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}. \quad (2)$$

В силу симметрии решаем для положительных x .
Составляющие полей в диэлектрике:

$$\begin{aligned} E_{yI} &= -ik_p g B \cos gx e^{ihz}, \\ H_{xI} &= ihg B \cos gx e^{ihz}, \\ H_{zI} &= g^2 B \sin gx e^{ihz}, \end{aligned} \quad (3)$$

где g — поперечное волновое число в диэлектрике, помещенном в волновод; $g^2 = k^2 \epsilon_p - h^2$.

Составляющие полей в воздухе:

$$\begin{aligned} E_{yII} &= ik_p A \operatorname{sh} p \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}, \\ H_{xII} &= -ihp A \operatorname{sh} p \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$H_{zII} = -p^2 A \operatorname{ch} p \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}.$$

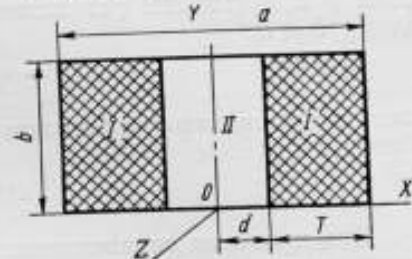


Рис. 2. Диэлектрик, примыкающий к боковым стенкам волновода.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих при $x = T$: $E_{yI} = E_{yII}$ и $H_{zI} = H_{zII}$ — получим:

$$g = p p \operatorname{ctg} gT \operatorname{cth} pd. \quad (5)$$

В соответствии с определением

$$g^2 + p^2 = k^2 (\epsilon_p - 1). \quad (6)$$

Характеристическое уравнение (5) позволяет получить p и g при известных T и d и наоборот. Решают характеристическое уравнение числовым методом. Для случая $h < k$ характеристическое уравнение имеет вид:

$$g = p p \operatorname{ctg} pd \operatorname{ctg} gT \quad (7)$$

и

$$g^2 - p^2 = k^2 (\epsilon_p - 1). \quad (8)$$

Когда $p \rightarrow 0$, то, раскрывая неопределенность по правилу Лопитала, можно получить из уравнения (7)

$$\operatorname{ctg} gT = \frac{gd}{p}. \quad (9)$$

Рассмотрим также случай, когда две одинаковые диэлектрические пластины примыкают вплотную к узким стенкам волновода (рис. 2) и $h > k$. Для I области ($d < |x| < \frac{a}{2}$):

$$\begin{aligned} \Pi'_{zI} &= D \cos g \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}, \\ E_{yI} &= -ik_p g D \sin g \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}, \\ H_{xI} &= ihg D \sin g \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}, \\ H_{zI} &= g^2 D \cos g \left(\frac{a}{2} - x \right) e^{ihz}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для II области ($|x| < d$):

$$\begin{aligned} \Pi_{z11} &= C \operatorname{sh} p x e^{i h z}, \\ E_{y11} &= -i k p C \operatorname{ch} p x e^{i h z}, \\ H_{x11} &= i h p C \operatorname{ch} p x e^{i h z}, \\ H_{z11} &= -p^2 C \operatorname{sh} p x e^{i h z}. \end{aligned} \quad (11)$$

Действуя, как и в первом случае, получим характеристическое уравнение:

$$g = -\nu p \operatorname{tg} g T \operatorname{th} p d, \quad (12)$$

здесь p и g связаны равенством (6).
Когда $h < k$,

$$g = \nu p \operatorname{tg} g T \operatorname{tg} p d, \quad (13)$$

здесь p и g связаны равенством (8).
Когда $p \rightarrow 0$

$$\operatorname{ctg} g T = 0. \quad (14)$$

Для проверки справедливости формул сравнивали значения постоянной распространения, полученные расчетным и экспериментальным путями, для волновода сечением 23×10 мм.

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 3.

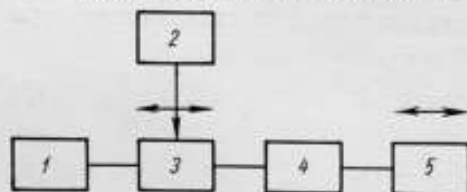


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки:

1 — генератор; 2 — индикатор сигнала с зонда линии;
3 — измерительная линия; 4 — исследуемый элемент;
5 — подвижной короткозамыкающий поршень.



Рис. 4. Расположение трех пластин в волноводе.

Сигнал со стабилизированного генератора поступает на измерительную линию 3, проходит через исследуемый элемент 4 и отражается от короткозамыкающего поршня 5. Передвигая поршень и измеряя перемещения минимума при помощи измерительной линии, получим зависимость:

$$\Delta l = f(L),$$

где

$$\Delta l = L - S;$$

L — перемещение поршня от некоторого начального положения;
 S — перемещение минимума в измерительной линии.

Исследуемый элемент представляет собой отрезок волновода, заполняемый диэлектрическими пластинами. В одном случае измеряли сдвиг фазы волны при прохождении ее через исследуемый элемент (когда в волновод вставлены две диэлектрические пластины вплотную к его узким стенкам) по отношению к пустому волноводу. Во втором случае измеряли сдвиг фазы волны при прохождении через три пластины для двух положений средней пластины (рис. 4). Сдвиг фазы определяли по перемещению средних линий полученных кривых $\Delta l = f(L)$ — см., например, работу [3].

В таблице приведены значения изменений постоянной распространения для первого случая и фазового сдвига на 1 см перемещения центральной пластины для второго случая.

Значение изменений постоянной распространения

| Исследуемый элемент (пластины) | Расчетные, град/см | Опытные, град/см | Отклонение, % | Примечание |
|--------------------------------|--------------------|------------------|---------------|------------------------------------|
| Две по 4,5 мм | 13,4 | 12,6 | 6 | $\Delta h = h_6 - h_n$ |
| Две по 6,75 мм | 35 | 34,2 | 2,3 | То же |
| Две по 9,85 мм | 65 | 63 | 3 | То же |
| Три: 3,3; 9,85; 9,85 мм | 16,5 | 16,9 | 2,5 | $\Delta h = h_n + h_6 - h_4 - h_n$ |
| Три: 14; 4,5; 4,5 мм | 8,7 | 8,5 | 2,5 | То же |
| Три: 9,5; 6,75; 6,75 мм | 20 | 20,6 | 3 | То же |
| Три: 8,25; 8,25; 6,35 мм | 22,6 | 22,57 | — | То же |

Здесь постоянные распространения:

- h_n — пустого волновода;
- h_4 — волновода, полностью заполненного диэлектриком;
- h_n — пластины, расположенной по центру волновода;
- h_6 — пластины, расположенной по узким стенкам волновода.

Как видно из таблицы, эксперимент подтверждает справедливость расчетных выражений. Отклонение расчетных значений от экспериментальных данных можно объяснить неточностью изготовления пластин и ошибками, допущенными при измерении сдвига фаз вследствие больших отражений от пластин и малой длины пластин. Точность измерения фазы при условии больших отражений оценивалась как $\pm 2^\circ$. К. с. в. н. пластины достигал 4—5. Эксперимент проводился при частоте $f = 9375$ Мгц. В последней строке таблицы даны результаты эксперимента, проведенного на установке для измерения разности фаз, и в этом случае совпадение результатов расчета и эксперимента оказалось хорошим.

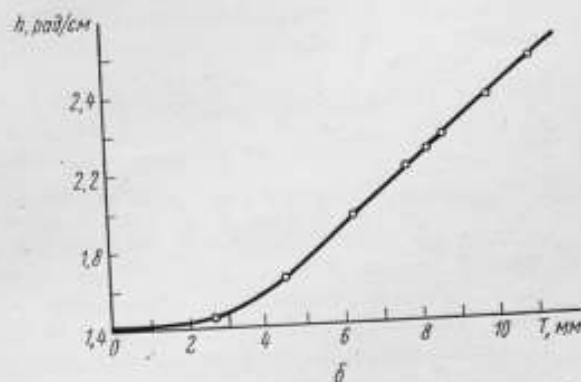
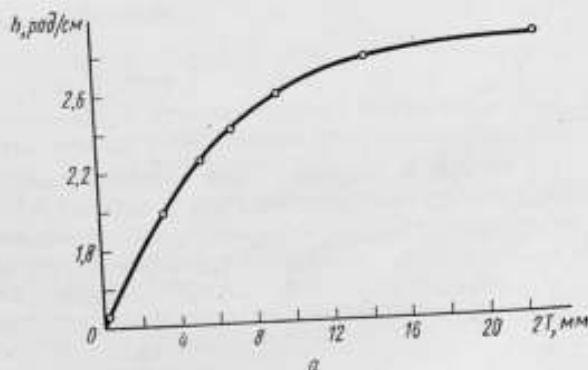


Рис. 5. Зависимость постоянной распространения от толщины пластины ($\lambda = 3,2$ см):
а — центральной (2Г); б — боковой (Г).

Зависимость постоянной распространения от толщины центральной пластины $2T$ при $f = 9375$ МГц показана на рис. 5, а, а от толщины боковых пластин T — на рис. 5, б.

Рассмотрим пример расчета постоянной распространения в волноводе при определенной толщине центральной пластины ($2T = 6,35$ мм), при этом, как и на рисунке, $f = 9375$ МГц, $\lambda = 3,2$ см.

Для того чтобы определить, каким уравнением пользоваться при вычислении постоянной распространения, найдем толщину пластины для критического случая, когда $h = k$. Из выражения (9) получим, что $2T = 3,18$ мм. Следовательно, для расчета необходимо использовать выражения (5) и (6).

Полагаем $p = 0,128$ рад/мм и из выражения (6) находим, что $g = 0,209$ рад/мм. Подставляем данные значения p и g в уравнение (5). Оно удовлетворяется, и из выражения (4) получаем $h = 0,234$ рад/мм. Если уравнение (5) не удовлетворяется, необходимо брать другое значение p и т. д.

Если известна h , то толщину диэлектрика находят аналогично, только необходимо задаться значением толщины диэлектрика и проверить, удовлетворяется ли соответствующее характеристическое уравнение.

Литература

1. Левин Л. Современная теория волноводов. М., ИИЛ, 1954.
2. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., «Советское радио», 1957.
3. Измерения на сверхвысоких частотах Пер. с англ. под ред. Штейншлейгера В. Б. М., «Советское радио», 1952.

Статья поступила в октябре 1962 г.

ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ ОСЛАБЛЕНИЙ
АТТЕНУАТОРАМИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТИПА

Определяется погрешность измерения разности двух значений ослабления. Показано, что для аттенуаторов поляризационного типа эта погрешность не превышает погрешности большего значения ослабления. Выясняется роль погрешности привязки как доминирующей составной части этой погрешности.

Аттенуаторы поляризационного типа, как и переменные аттенуаторы всех других типов, чаще всего применяют для измерения или воспроизведения разности ослаблений:

$$A_p = A_a - A_b, \quad (1)$$

где A_a и A_b — значения вносимого ослабления при двух установках аттенуатора (предполагается, что $A_a > A_b$).

Так как и A_a и A_b воспроизводятся аттенуатором с погрешностями, разность A_p можно определить также с некоторой погрешностью δA_p . Найдем выражение для ее вычисления. Как показано в работе [1], погрешность аттенуатора (δA_a ; δA_b) складывается из следующих независимых частных погрешностей:

- δ_1 — погрешности аттестации (привязки шкалы);
- δ_2 — погрешности из-за внутренних отражений в аттенуаторе;
- δ_3 — дополнительный неисключенный остаток частотной погрешности;
- δ_4 — случайная погрешность аттенуатора.

Погрешность, вызванную несогласованностью тракта и аттенуатора в расчете не учитываем. При необходимости ее можно учесть обычно принятым способом.

При измерении разности двух ослаблений $\delta_{1p} = \delta_{1a} - \delta_{1b}$, так как она незнакомпеременна и зависит от ослабления (если бы δ_1 не зависела от ослабления, она вообще не сказывалась бы на результатах измерения разности ослаблений).

По этим же соображениям $\delta_{2p} = \delta_{2a} - \delta_{2b}$ и $\delta_{3p} = \delta_{3a} - \delta_{3b}$.

На первый взгляд может показаться, что погрешность δ_{3p} должна отсутствовать, так как измерение ведется при той же частоте. Однако в действительности это не так, поскольку у поляризационного аттенуатора частотная погрешность зависит от значения ослабления, установленного по шкале. (Естественно, что при частоте привязки частотная погрешность равна нулю).

Окончательно получим для δA_p выражение:

$$\delta A_p = \pm \sqrt{(\delta_{1a} - \delta_{1b})^2 + (\delta_{2a} - \delta_{2b})^2 + (\delta_{3a} - \delta_{3b})^2 + \sigma_{4a}^2 + \sigma_{4b}^2}, \quad (2)$$

где δ_{1a} ; δ_{2a} ; δ_{3a} ; σ_{4a} — значения погрешностей при ослаблении A_a ;
 δ_{1b} ; δ_{2b} ; δ_{3b} ; σ_{4b} — значения погрешностей при ослаблении A_b .
 Очевидно, что погрешность измерения разности ослаблений зависит как от величины этой разности, так и от абсолютных значений A_a и A_b .

Найдем выражения для вычисления значений частных погрешностей в формуле (2).

Погрешности аттестации (привязки шкалы) зависят от примененного для данного конкретного экземпляра аттенюатора метода привязки.

В настоящее время применяют два метода. Первый, применяемый наиболее часто, основан на предположении, что у исправного аттенюатора, имеющего достаточное максимальное ослабление, закон изменения вносимого ослабления, определяемый формулой

$$A = -40 \lg \cos \theta \text{ дБ}, \quad (3)$$

где θ — угол поворота, соответствующий устанавливаемому ослаблению, выполняется достаточно строго и что существует лишь постоянный сдвиг шкалы из-за неизбежных неточностей при сопряжении шкалы с круглым волноводом [1]. Процесс привязки по этому методу подробно описан в работах [1, 2] и сводится к измерению действительного значения ослабления при ослаблениях, кратных 10 дБ (по шкале), и к определению поправки к положению шкалы по разности установленного и действительного ослаблений. Эту поправку либо «выбирают» в процессе дальнейшей юстировки, либо учитывают при работе с прибором.

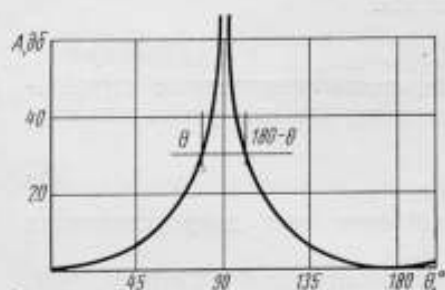


Рис. 1. Зависимость $A(\theta)$.

предположении, что и первый, но дополнительно постулируется симметричность аттенюатора в пределах полуоборота круглого волновода. Иными словами, считают

$$A(\theta) = A(180^\circ - \theta), \quad (4)$$

что и показано на рис. 1.

Привязка по этому методу сводится к нахождению с помощью индикатора уровня положений двух точек шкалы, соответствующих одному и тому же значению ослабления, к определению соответствующих углов θ и $180^\circ - \theta$ и вычислению действительного положения максимума ослабления. Существенно, что индикатор уровня может быть не градуирован в значениях ослабления.

Сравним оба метода с точки зрения требований, предъявляемых к конструкции аттестуемого аттенюатора, к образцовым средствам и достижимой точности аттестации.

Первый метод не предъявляет дополнительных требований к конструкции шкалы аттестуемого прибора.

Для аттестации вторым методом необходимо, кроме основной шкалы, проградуированной в децибелах, иметь дополнительную шкалу, проградуированную в углах поворота круглого волновода (децибельная шкала нелинейна и для определения положения максимума мало пригодна). Кроме этого, в конструкции шкалы должен быть предусмотрен поворот круглого волновода аттенюатора не на 90° , а на $93-94^\circ$.

Иначе обстоит положение с образцовой аппаратурой. Для первого метода необходим прецизионный измеритель ослаблений с большим динамическим диапазоном, например, Д1—2. Для второго метода необходим индикатор постоянного уровня, которому предъявляются лишь требования высокой чувствительности и стабильности показаний.

Сравним погрешность аттестации обоими методами. Будем считать, что аттестации обоими методами подвергается один и тот же аттенюатор и что случайная погрешность измерителя ослаблений равна случайной погрешности индикатора постоянного уровня. Будем также считать, что привязку шкалы обоими методами выполняют при ослаблении около 50 дБ и что при привязке в каждой точке делают по n отсчетов (при первом методе используется одна точка привязки, при втором — две, с одинаковым ослаблением).

Введем следующие обозначения:

δA_1 — систематическая погрешность измерителя ослабления;

σA_2 — случайная погрешность измерителя ослабления и индикатора постоянного уровня;

δA_3 — систематическая погрешность рассогласования;

σA_4 — случайная погрешность аттестуемого прибора.

Тогда при первом методе

$$\delta_{1,1} = \delta A_1 + \delta A_3 \pm \sqrt{\frac{\sigma A_2^2 + \sigma A_4^2}{n}}, \quad (5)$$

при втором методе

$$\delta_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{2\sigma A_2^2 + 2\sigma A_4^2}{n}}. \quad (6)$$

Погрешность рассогласования во втором методе отсутствует, так как при обоих измерениях коэффициент отражения аттенюатора практически одинаков.

В качестве примера рассмотрим аттестацию прецизионного аттенюатора на установке Д1—2 при $n=5$ в точке привязки, соответствующей 50 дБ. Для этого случая:

$\delta A_1 = \pm 0,12$ дБ; $\sigma A_2 = \pm 0,06$ дБ; $\delta A_3 = \pm 0,015$ дБ; $\sigma A_4 = \pm 0,05$ дБ;

$$\delta_{1,1} = \pm \left(0,12 + 0,015 + \sqrt{\frac{0,06^2 + 0,05^2}{5}} \right) = \pm 0,18 \text{ дБ};$$

$$\delta_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{2 \cdot 0,06^2 + 2 \cdot 0,05^2}{5}} = \pm 0,05 \text{ дБ}.$$

В случае применения второго метода получаем существенный выигрыш.

При аттестации аттенюаторов со сравнительно грубой шкалой, например, Д5—10, выигрыш уменьшается: δA_1 , σA_2 и δA_3 сохраняют свои значения, а σA_4 возрастает до $\pm(0,15 \div 0,2)$ дБ. Тогда $\delta_{1,1} = \pm 0,23$ дБ, $\delta_{1,2} = \pm 0,14$ дБ.

Таким образом, второй метод привязки тем выгоднее, чем точнее шкалы аттенюатора. Его можно рекомендовать для аттестации прецизионных аттенюаторов, у которых, кстати, легче оснастить шкалу дополнительными устройствами.

Все изложенное справедливо, разумеется, при строгом выполнении предположений (3) и (4), положенных в основу методов привязки. Если нет уверенности, что эти предположения выполняются, к вычисленным по формулам (5) и (6) значениям погрешности привязки следует относиться с осторожностью. Нужно также заметить, что вывод полностью справедлив только для поляризационных аттенюаторов.

Сравнение во ВНИИФТРИ обоих методов привязки друг с другом дало полностью совпадающие (с точностью до 1%) результаты, что соответствует при ослаблении 50 дБ погрешности привязки $\pm 0,07$ дБ.

Дифференцируя формулу (3), можно получить для δ_1 и другое выражение [2]:

$$\delta_1 \approx 17,4 \operatorname{tg} \theta \Delta \theta_1, \quad (7)$$

где $\Delta \theta_1$ — угловая погрешность аттестации (привязки);

$$\text{аналогично} \quad \delta_2 \approx 17,4 \operatorname{tg} \theta \Delta \theta_2, \quad (8)$$

где $\Delta \theta_2$ — частотная погрешность, град;

$$\sigma_4 \approx 17,4 \operatorname{tg} \theta \Delta \theta_4, \quad (9)$$

где $\Delta \theta_4$ — угловая погрешность отсчета по шкале (включая погрешность из-за люфта).

Из формул (7)–(9) видно, что значения погрешностей δ_1 , δ_2 и σ_4 (при равных поворотах круглого волновода аттенюатора) меняются тем сильнее, чем ближе к 90° угол θ , или, что то же самое, чем больше ослабление аттенюатора. Погрешность δ_2 , наоборот, сильно меняется в начале шкалы, где малым изменениям ослабления соответствуют большие изменения θ ; при больших ослаблениях она почти не меняется.

Исходя из экспериментальных данных, приведенных в работе [1], можно считать, что уже при $A > 20$ дБ $\delta_2 = \text{const}$.

Определим в качестве примера погрешность измерения $A_a - A_b = 10$ дБ на разных уровнях прецизионным аттенюатором [1] и рабочим аттенюатором (например, типа Д5–10). Значения разностей частных погрешностей определим с помощью рис. 2. Данные для прецизионного прибора взяты из работы [1], а для рабочих приборов определены экспериментально по результатам градуировок (оба аттенюатора аттестованы первым методом):

| | Для прецизионного прибора | Для рабочего прибора |
|--|---------------------------|----------------------|
| Погрешность аттестации (привязки) | $\pm 3'$ | $\pm 5'$ |
| Частотная погрешность | $\pm 2'$ | $\pm 5'$ |
| Погрешность из-за внутренних отражений | | |
| при 10 дБ | $\pm 0,03$ дБ | $\pm 0,03$ дБ |
| при 20 дБ | $\pm 0,04$ дБ | $\pm 0,04$ дБ |
| свыше 30 дБ | $\pm 0,05$ дБ | $\pm 0,05$ дБ |
| Случайная погрешность | $\pm 0'30''$ | $\pm 3'$ |

Окончательные результаты приведены в табл. 1.

Таблица I

Погрешность измерения разности ослаблений 10 дБ (знак \pm опущен)

| Прибор | Интервал ослабления, дБ | $\delta_{1a} - \delta_{1b}$ | $\delta_{2a} - \delta_{2b}$ | $\delta_{3a} - \delta_{3b}$ | σ_{4b} | σ_{4a} | δA_p при частоте | |
|--------------|-------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|---------------|---------------|--------------------------|-------|
| | | | | | | | привязки | любой |
| Прецизионный | 10–20 | 0,02 | 0,01 | 0,015 | — | 0,005 | 0,024 | 0,027 |
| | 20–30 | 0,03 | 0,01 | 0,02 | 0,005 | 0,01 | 0,034 | 0,037 |
| | 30–40 | 0,05 | — | 0,035 | 0,01 | 0,02 | 0,055 | 0,055 |
| | 40–50 | 0,06 | — | 0,04 | 0,02 | 0,04 | 0,076 | 0,085 |
| Рабочий | 10–20 | 0,05 | 0,01 | 0,05 | 0,05 | 0,01 | 0,06 | 0,08 |
| | 20–30 | 0,07 | 0,01 | 0,07 | 0,03 | 0,06 | 0,10 | 0,12 |
| | 30–40 | 0,10 | — | 0,10 | 0,06 | 0,12 | 0,17 | 0,20 |
| | 40–50 | 0,16 | — | 0,16 | 0,12 | 0,18 | 0,27 | 0,32 |

Рис. 2 дает возможность вычислить погрешность и при любом другом интервале ослаблений.

Анализ расчета и табл. 1 позволяют сделать следующие выводы:

- 1) при измерении разностного ослабления погрешность значительно меньше погрешности измерения значений A_a и A_b ;
- 2) чем точнее аттенюатор, тем меньше значения δ_2 , δ_3 и σ_4 и тем сильнее сказывается на значении погрешности измерения разности ослаблений погрешность привязки шкалы.

Причем, в отличие от измерения с рабочим аттенюатором, погрешность привязки при измерении с прецизионным прибором является доминирующей.

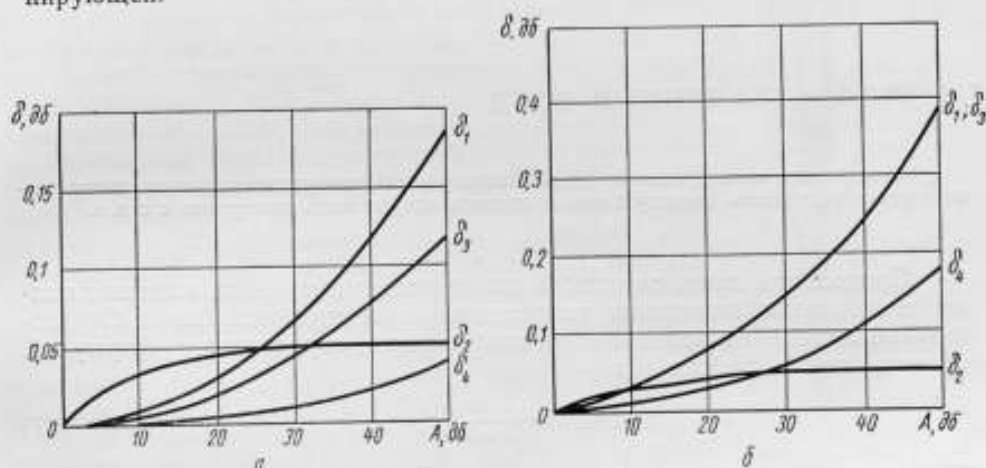


Рис. 2. Погрешности прибора:
а — прецизионного; б — рабочего.

Рассмотрим поэтому еще один пример. Вычислим погрешность измерения той же разности ослаблений прецизионным аттенюатором, аттестованным вторым методом, с угловой погрешностью $\pm 1'$. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Погрешность измерения разности ослабления 10 дБ
(знак \pm опущен)

| Интервал ослабления, дБ | $\delta_{1a} - \delta_{1b}$ | $\delta_{2a} - \delta_{2b}$ | $\delta_{3a} - \delta_{3b}$ | σ_{4b} | σ_{4a} | $\pm A_p$ при частоте | |
|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|---------------|---------------|-----------------------|-------|
| | | | | | | привязки | любой |
| 10—20 | 0,005 | 0,01 | 0,015 | — | 0,005 | 0,012 | 0,02 |
| 20—30 | 0,01 | 0,01 | 0,02 | 0,005 | 0,01 | 0,018 | 0,027 |
| 30—40 | 0,015 | — | 0,035 | 0,01 | 0,02 | 0,027 | 0,044 |
| 40—50 | 0,02 | — | 0,04 | 0,02 | 0,04 | 0,049 | 0,063 |

Если точность аттестации возрастает еще больше, погрешность привязки перестает быть доминирующей. Поэтому дальнейшее повышение точности возможно лишь при одновременном повышении качества самого аттенюатора, например, повышении его максимального ослабления для уменьшения частотной погрешности.

Литература

1. Брянский Л. Н. Прецизионный аттенюатор поляризационного типа. «Труды институтов Комитета». Вып. 70(130). М., Стандартгиз, 1963.
2. Брянский Л. Н. Прецизионный аттенюатор трехсантиметрового диапазона волн. Вып. II, тема 35, № П-62—61/11. М., ГОСИНТИ, 1962.

МЕТАЛЛО-СТЕКЛЯННЫЙ ЗОНД

Описывается конструкция зонда для волноводной измерительной линии, позволяющая резко уменьшить ширину щели и снизить погрешность измерения к. с. в. н.

Продольная щель, служащая для перемещения зонда, изменяет волновое сопротивление тракта волноводной измерительной линии. Относительное изменение волнового сопротивления определяется формулой, приведенной в работе [1]:

$$\delta Z_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega^2}{ab} \left(\frac{\lambda_g}{2a}\right)^2, \quad (1)$$

где a — ширина волновода;

b — высота волновода;

ω — ширина щели;

λ_g — длина волны в волноводе.

Как показано в работе [2], при малых δZ_0 модуль коэффициента отражения от конца щели

$$\Gamma_{ш} = \frac{1}{2} \delta Z_0. \quad (2)$$

Погрешность измерения к.с.в.н., обусловленная отражением от конца щели, $\delta K_{ш}$ в свою очередь равна [3]:

$$\delta K_{ш} = \pm 2\Gamma_{ш} = \pm \delta Z_0. \quad (3)$$

Формула (3) идентична формуле для вычисления погрешности из-за отражений от фланца линии.

У существующих измерительных линий отношение ω/a меняется в широких пределах: примерно от 0,03 до 0,22. В таблице приведены соответствующие значения $\delta K_{ш}$.

| ω/a | δZ_0 | $\Gamma_{ш}$ | $\delta K_{ш}, \%$ |
|------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| 0,03 | $18 \cdot 10^{-5}$ | $9 \cdot 10^{-5}$ | $1,8 \cdot 10^{-2}$ |
| 0,07 | $98 \cdot 10^{-5}$ | $49 \cdot 10^{-5}$ | $9,8 \cdot 10^{-2}$ |
| 0,1 | $2 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-3}$ | 0,2 |
| 0,15 | $4,4 \cdot 10^{-3}$ | $2,2 \cdot 10^{-3}$ | 0,44 |
| 0,2 | $8 \cdot 10^{-3}$ | $4 \cdot 10^{-3}$ | 0,8 |
| 0,25 | $12,5 \cdot 10^{-3}$ | $6,2 \cdot 10^{-3}$ | 1,25 |

Все значения вычислены для $a = 2b$ при условии, что $\lambda_g = \lambda_{g\max}$.

Таким образом, для точных измерительных линий необходимо, чтобы отношение w/a не превышало 0,1, т. е. нужно максимально сузить щель (компенсация отражений с помощью четвертьволновых трансформаторов по краям щели эффективна лишь в небольшой части диапазона волновода линий).

Ширина щели определяется, в основном, диаметром зонда. Уменьшать диаметр зонда, выполненного из стальной проволоки, пропорционально уменьшению размеров волновода, как правило, не удается. При уменьшении диаметра уменьшается жесткость зонда и увеличивается вероятность замыкания между зондом и его экраном. Изоляция в виде лаковой пленки быстро выходит из строя. Поэтому по мере уменьшения размеров волновода относительная ширина щели увеличивается.

В указанных целях рационально применять металло-стеклянный зонд, конструкция которого схематически изображена на рисунке. Зонд изготавливается из тонкой стеклянной трубки, которая заполняется расплавленным легкоплавким металлом, например, оловом. Среднюю часть трубки разогревают и растягивают. Затем полученную заготовку делят пополам. В утолщенную часть трубки впаивают платиновую проволоку, служащую для соединения со стержнем зондовой головки. Для соединения применяют пайку сплавом Вуда.

В уже изготовленных зондах диаметр стеклянной оболочки (наружный) рабочей части составляет 0,08—0,1 мм, а диаметр металла 0,02—0,04 мм. Жесткость и упругость такого зонда выше, чем у стального при равном диаметре. Стеклянная оболочка одновременно служит надежной изоляцией. Применяя такой зонд, можно уменьшить ширину щели до 0,4—0,5 мм вместо обычных 1,2—1,6 мм. В результате $\delta K_{\text{ш}}$ в соответствии с формулами (1) и (3) уменьшается в 9 раз.

При равной глубине погружения уменьшается погрешность из-за шунтирующего действия зонда (δK_s). Так, у экспериментальной линии трехсантиметрового диапазона при глубине погружения металло-стеклянного зонда 1 мм δK_s не превышала 0,1%, в то время как у обычных линий она достигает 0,3—0,5%. Уменьшение δK_s при равной глубине погружения зонда очень важно, так как попытка уменьшить δK_s уменьшением глубины погружения зонда неизбежно приводит к увеличению погрешности из-за неравномерности поля в линии.

Единственным недостатком металло-стеклянного зонда является несколько (в 2—3 раза) меньшая чувствительность (опять-таки при равной глубине погружения зонда и при одинаковой конструкции зондовой головки). При проведении прецизионных измерений малых к. с. в. н. этот недостаток незначителен, а при измерении больших к. с. в. н. (например, методом удвоенного минимума) уменьшение чувствительности можно скомпенсировать увеличением глубины погружения зонда.

Литература

1. Гизтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. М., ИИЛ, 1960.
2. Kienlin U. und Kürzi A. Reflexionen an Hohlleiter Flanschverbindungen. NTZ, 1958, № 11, S. 561—564.
3. Брянский Л. Н. Точное измерение к. с. в. н. и полных сопротивлений на сантиметровых волнах. М., Стандартгиз, 1963.



Металло-стеклянный зонд:

- 1 — стержень зонда; 2 — платиновая проволока; 3 — пайка сплавом Вуда; 4 — олово; 5 — стеклянная оболочка.

ПРОСТОЙ И ТОЧНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО
ОСЛАБЛЕНИЯ НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ

Описывается несколько вариантов простого, точного и высокопроизводительного метода измерения переходного ослабления направленных ответвителей с использованием двух термисторных или болометрических измерителей мощности.

Рассчитаны погрешности измерения.

Наиболее простой и очевидный вариант схемы измерения показан на рисунке. Схема питается от стабильного градуированного по частоте генератора 3, подключенного ко входу прямого плеча исследуемого направленного ответвителя 2. На выходах прямого и бокового плеч этого ответвителя включены измерители мощности 1 и 4 с калиброванными по к. п. д. термисторными или болометрическими головками.



Блок-схема измерения переходного ослабления направленных ответвителей (1-й вариант).

Наиболее удобно для этих целей использовать автоматически уравнивающие мосты, как, например, прецизионные термисторные мосты М4-1 (МТО-1) с соответствующими головками.

Применяя эти приборы, можно измерять переходные ослабления до 25 дБ.

После установки нулей мостов мощность от с. в. ч. генератора подается на схему измерения. Предварительно уровень мощности генератора регулируют так, чтобы показания измерителя 1 были порядка 5 мвт.

Далее отсчитывают показания приборов и значение переходного ослабления вычисляют по формуле:

$$C = -10 \lg \left(\frac{P_1 \eta_2}{P_2 \eta_1} \frac{1 + |\Gamma_1|^2}{1 + |\Gamma_2|^2} + 1 \right), \quad (1)$$

где P_1 и P_2 — отсчеты по измерителям 3 и 4 соответственно;

η_1, η_2 — к. п. д. головок измерителей;

$|\Gamma_1|$ и $|\Gamma_2|$ — модули коэффициентов отражения головок измерителей.

Погрешность описанного метода определяется независимыми частными погрешностями мостов измерителей $\delta_{m_1}, \delta_{m_2}$, погрешностью калибровки головок по к. п. д. δ_{η} , погрешностью определения значения модулей коэффициентов отражения δ_{Γ} и погрешностью рассогласования

$$\delta_i = \pm$$

$$\pm 4,3 \sqrt{\delta_{m_1}^2 + \delta_{m_2}^2 + 2\delta_{\eta}^2 + 8|\Gamma|^2 \delta_{\Gamma}^2 + (2|\Gamma_1| |\Gamma_{\text{вых}_1}|)^2 + (2|\Gamma_2| |\Gamma_{\text{вых}_2}|)^2} \delta \text{ дБ}, \quad (2)$$

где $|\Gamma_{\text{вых}_1}|$ и $|\Gamma_{\text{вых}_2}|$ — модули коэффициента отражения выходов ответвителя;

$|\Gamma_1|$ положено равным $|\Gamma_2| = |\Gamma|$;

$$\delta_{\Gamma_1} = \delta_{\Gamma_2} = \delta_{\Gamma}.$$

В формуле (2) значения частных погрешностей выражены в относительных единицах.

В случае измерения небольших переходных ослаблений, порядка 10—15 дб, когда мосты работают на близких уровнях с примерно одинаковой погрешностью $\delta_{m_1} \approx \delta_{m_2}$, выражение (2) преобразуется:

$$\delta_1 = \pm 8,6 \sqrt{\delta_{m_1}^2 + \delta_{m_2}^2 + 4|\Gamma|^4 \delta_T^2 + (|\Gamma_1||\Gamma_{\max_1}|)^2 + (|\Gamma_2||\Gamma_{\max_2}|)^2} \delta_b. \quad (3)$$

Если применены мосты М4—1 и головки с к. с. в. н. $\leq 1,3$, откалиброванные по к. п. д. с погрешностью порядка 3% и по к. с. в. н. с погрешностью 5%, то суммарная погрешность измерения переходного ослабления порядка 10—15 дб составляет 0,2 дб, а порядка 25 дб составляет 0,25 дб.

Недостатком этого варианта схемы является необходимость вычислений, хотя при массовых измерениях однотипных направленных ответвителей процедуру можно несколько упростить, устанавливая на измерителе 4 одно и то же значение мощности и пользуясь таблицами или графиками зависимости ослаблений от показаний измерителя 1.

Ценой некоторой потери точности можно существенно упростить процесс измерения, включив в схему калиброванный переменный аттенюатор между ответвителем 2 и измерителем 1.

Изменением ослабления аттенюатора уравнивают мощности на входах приборов 1 и 4. Переходное ослабление направленного ответвителя в этом случае

$$C = 10 \lg(A + 1), \quad (4)$$

где A — полное ослабление аттенюатора (с учетом начального) в разях по мощности.

Эффективность этого способа значительно выше предыдущих. По сравнению с предыдущим вариантом погрешность δ_2 увеличивается из-за погрешности аттенюатора δ_a . Так как мосты работают на одинаковых уровнях, то выражение для погрешности измерения примет вид:

$$\delta_2 = \pm \sqrt{\delta_a^2 + (\delta_1)^2} \delta_b. \quad (5)$$

Если располагать достаточно мощным генератором, то этим способом можно измерять переходные ослабления, превышающие 25 дб.

Можно существенно повысить точность измерения переходного ослабления направленных ответвителей, несколько усложнив процедуру измерения на схеме рисунка. Измерения следует провести дважды, поменяв местами измерители мощности 1 и 4. Значение переходного ослабления в этом случае вычисляют из формулы:

$$C = 10 \lg \left(\sqrt{\frac{P_1' P_2'}{P_2 P_1'} + 1} \right), \quad (6)$$

где P_1', P_2' — отсчеты по измерителям мощности 1 и 4 соответственно;
 P_1, P_2 — отсчеты по измерителям мощности, после того как прибор 1 подключен к боковому плечу измеряемого ответвителя, а прибор 4 — к прямому плечу измеряемого ответвителя.

Из выражения (5) следует, что в расчетную формулу не входят значения к. п. д. и коэффициентов отражения термисторных головок. Поэтому, пользуясь данным методом, можно применять некалиброванные по к. п. д. головки и не нужно точно определять значение коэффициентов отражения. Достаточно, чтобы головки были хорошо согласованы (к. с. в. н. $\approx 1,2$). Легко показать, что погрешность такого метода измерения не будет превосходить

$$\delta_3 = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\delta_{m_1}^2 + \delta_{m_2}^2}. \quad (7)$$

При работе на близких уровнях (ослабление порядка 10—15 дБ)

$$\delta_3' = \pm \delta_n. \quad (8)$$

При применении моста М4—1 погрешность измерения переходного ослабления порядка 10—15 дБ не будет превышать 0,06—0,08 дБ.

Применяя два измерения с переменной мест включения измерителей мощности 1 и 4, можно воспользоваться и вторым вариантом схемы. При этом следует аттенуатором дважды уравнивать показания приборов 1 и 4, меняя их местами. В этом случае практически полностью исключается погрешность мостов и погрешность измерения

$$\delta_3 = \pm \delta_n. \quad (8a)$$

Значение измеряемого ослабления вычисляют по формуле

$$C = 10 \lg(\sqrt{A_1 A_2} + 1), \quad (9)$$

где A_1 и A_2 — значения ослабления аттенуатора в разгах по мощности, соответствующие равным показаниям приборов 1 и 4 при двух вариантах их включения.

Воспользовавшись тем обстоятельством, что в последних способах «абсолютная» градуировка измерителей мощности не требуется, можно применять не измерители мощности, а работающие в квадратичном режиме детекторные головки примерно одинаковой чувствительности. Головки должны быть хорошо согласованы развязывающими аттенуаторами, которые, кстати, можно использовать для выравнивания чувствительности головок. При условии, что детектирование действительно квадратично и чувствительность головок стабильна, погрешность измерения будет практически той же, что и при использовании измерителей мощности. При этом можно несколько расширить динамический диапазон благодаря более высокой чувствительности детекторных головок.

Следует отметить, что при подсчете погрешности измерений рассмотренными методами [формулы (7), (8) и (8a)] не учтена ошибка, вызываемая рассогласованием каналов исследуемых направленных ответвителей. Ее можно не учитывать, если к. с. в. н. прямого и бокового каналов достаточно мал и направленность ответвителя велика, что обычно и бывает.

Если величина $2|\Gamma_r| |\Gamma_n|$ (где Γ_r — коэффициент отражения применяемой головки, а Γ_n — эквивалентный коэффициент отражения канала) сравнима с другими составляющими погрешности, то нужно ее учитывать, суммируя квадратично со всеми составляющими погрешности.

Предлагаемый метод измерения переходного ослабления направленных ответвителей выгодно отличается от применяемых в настоящее время методов, базирующихся на использовании установок для измерения ослаблений (Д1—1, Д1—2) или измерительных приемников (П5—5, П5—10, П5—11), тем, что при измерении не приходится исследуемый прибор включать и выключать из трактов. А, как известно, встраивание узлов в с. в. ч. тракт связано не только с потерей времени, но и с увеличением погрешности измерения из-за изменения потерь в присоединительных соединениях, нестабильности генераторов по мощности и нестабильности параметров установок (например, изменение тока смесителя в установке Д1—2 или Д1—1).

Статья поступила в ноябре 1964 г.

О ВЫРАЖЕНИИ ДОБРОТНОСТИ С. В. Ч. РЕЗОНАТОРА
ЧЕРЕЗ ВАРИАЦИЮ ЕГО ДЛИНЫ

Выведена формула добротности резонатора волноводного типа с многослойным диэлектрическим или магнетодиэлектрическим наполнением, выраженной через вариацию длины резонатора.

В качестве примера использования формулы рассчитано выражение для тангенса угла потерь однослойного диэлектрика при произвольном его расположении в резонаторе.

Добротность Q с. в. ч. резонаторов (для определенности ограничимся резонаторами волноводного типа) может быть измерена двояко: или методом вариации частоты с расчетом по известной формуле

$$Q = \frac{f}{\Delta f}, \quad (1)$$

где f — резонансная частота резонатора;

Δf — ширина резонансной кривой в координатах мощность — частота по половинному уровню мощности (рис. 1, а) или методом вариации длины резонатора при неизменной частоте генератора с. в. ч.

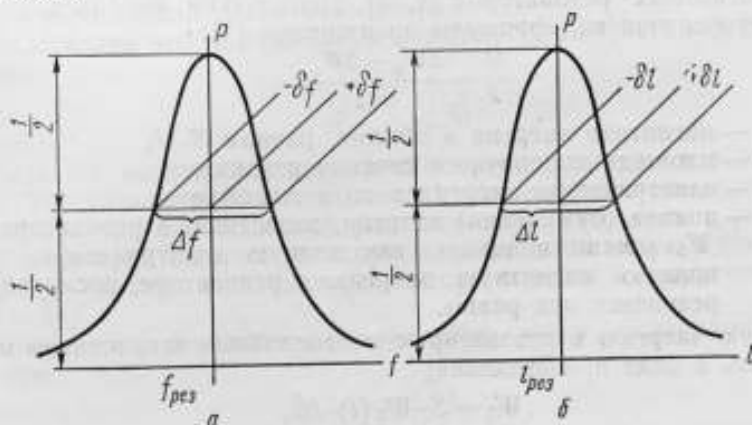


Рис. 1. Резонансные кривые в функции частоты и длины резонатора.

с расчетом добротности, выражаемой через ширину резонансной кривой в линейном масштабе (рис. 1, б). Второй метод особенно удобен при использовании резонатора для измерения параметров диэлектриков со средними потерями ($0,001 < \text{tg } \delta < 0,1$).

Добротность резонатора при таких $\text{tg } \delta$ такова, что ширина резонансной кривой в функции частоты оказывается сравнимой с шириной

зоны генерации с. в. ч. клистрона, а это приводит к значительной погрешности при измерениях методом вариации частоты. При измерении добротности методом вариации длины эта погрешность исключается. Однако если для метода вариации частоты известно соотношение между Q и Δf [формула (1)], то аналогичного соотношения для метода вариации длины в литературе не приводится. Выведем связь между Q и Δl в достаточно общем и физически наглядном виде.

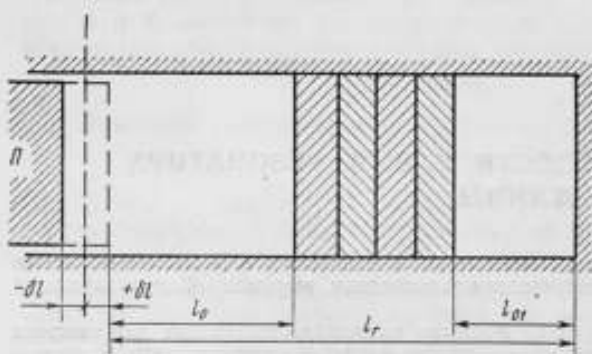


Рис. 2. Резонатор с многослойным заполнением.

Рассмотрим резонатор волноводного типа с многослойным диэлектрическим или магнитоэлектрическим заполнением (рис. 2). Сделаем предположение, что мнимые составляющие диэлектрической проницаемости $\epsilon' - i\epsilon''$ и магнитной проницаемости $\mu' - i\mu''$ этих слоев настолько малы, что влиянием суммарных потерь в этих слоях на резонансную частоту резонатора можно пренебречь. В этом случае

резонансная кривая в линейном масштабе будет симметричной. Предположим далее, что один из торцов резонатора выполнен подвижным (в виде поршня), а примыкающий к нему слой заполнен воздухом. Допустим, что поршень (П — на рис. 2) перемещается в сторону от резонансного положения на расстояния $\pm \Delta l$, при которых сигнал (по мощности) на выходе резонатора в два раза меньше максимального сигнала. Очевидно, что $\Delta l = 2\lambda l$ (см. рис. 1, б). Найдем соответствующие этим перемещениям вариации частоты $\pm \Delta f$ ($\Delta f = 2\Delta f$) — см. рис. 1, а, для чего воспользуемся известной формулой возмущения электромагнитных резонаторов [1, 2]. Используем наиболее удобный для нашего случая вид формулы возмущения [2]:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta W_{\mu} - \Delta W_{\epsilon}}{2W_{\Sigma}}, \quad (2)$$

где ΔW_{μ} — магнитная энергия в объеме, равном $S \cdot \Delta l$;

S — площадь поперечного сечения резонатора;

ΔW_{ϵ} — электрическая энергия в этом же объеме;

W_{Σ} — полная (суммарная) энергия, запасенная в резонаторе. Под W_{Σ} можно понимать как полную электрическую, так и полную магнитную энергию в резонаторе, поскольку при резонансе они равны.

Полную энергию в резонаторе с многослойным заполнением можно представить в виде произведения:

$$W_{\Sigma} = S \cdot W_{\Sigma}(l) \cdot B_0^2, \quad (3)$$

где B_0 — величина, пропорциональная амплитуде поля в незаполненной части резонатора, примыкающей к поршню. Квадрат этой величины B_0^2 имеет в СИ размерность дж/м^2 ;

$W_{\Sigma}(l)$ — относительная запасенная энергия, нормированная по отношению к амплитуде поля в незаполненной части; имеет размерность длины. Существенно, что $W_{\Sigma}(l)$ не зависит от мощности генератора и степени связи резонатора с внешним трактом.

В аналогичном формуле (3) виде можно представить электрическую и магнитную энергию каждого слоя. Для слоя толщиной δl , примыкающего к поршню, нетрудно получить:

$$\Delta W_e = S \left(1 - \frac{\sin 2\beta_0 \delta l}{2\beta_0 \delta l} \right) \delta l \cdot B_0^2, \quad (4)$$

$$\Delta W_m = S \left(1 + C_0 \frac{\sin 2\beta_0 \delta l}{2\beta_0 \delta l} \right) \delta l \cdot B_0^2, \quad (5)$$

где β_0 — продольная фазовая постоянная в незаполненной части резонатора; $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$, здесь λ_0 — «длина» волны в резонаторе.

Поскольку $\delta l \ll \lambda_0$, то с достаточной степенью точности можно положить $\frac{\sin 2\beta_0 \delta l}{2\beta_0 \delta l} = 1$.

$$C_0 = \frac{\beta_0^2 - k^2}{\beta_0^2 + k^2},$$

где k — поперечная фазовая постоянная; $k = \frac{2\pi}{\lambda_{cp}}$, здесь λ_{cp} — граничная (критическая) длина волны.

Подставляя формулы (3), (4) и (5) в формулу (2), найдем:

$$\frac{\mathcal{M}}{f} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\delta l}{W_z(l)}, \quad (6)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Обратим эту формулу и в соответствии с выражением (1) получим искомый результат:

$$Q = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \frac{W_z(l)}{\Delta l}. \quad (7)$$

Приведем ряд примеров использования полученной формулы.

1. Рассчитаем добротность пустого резонатора волноводного типа. Выражение для запасенной в таком резонаторе полной энергии имеет вид

$$W_z = S \cdot l_r B_0^2,$$

где l_r — резонансная длина резонатора.

Подставляя это выражение в формулу (7), с учетом формулы (3) получим

$$Q = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \frac{l_r}{\Delta l}. \quad (8)$$

Формула (8), выведенная другим способом, приведена в работе [3].

2. Рассчитаем выражение для $\text{tg } \delta$ однослойного диэлектрического заполнения при произвольном расположении этого слоя в резонаторе. Обозначим через W_e электрическую энергию, запасенную в диэлектрике, через P_{cr} — потери в стенках резонатора и через ω — круговую частоту; $\omega = 2\pi f$.

Добротность резонатора, выраженная через запасенную энергию и потери,

$$Q = \frac{\omega W_e}{\omega W_e \text{tg } \delta + P_{cr}}, \quad (9)$$

где $\omega W_e \text{tg } \delta$ — потери в диэлектрическом слое.

Раскрывая формулу (9) относительно $\text{tg } \delta$, найдем:

$$\text{tg } \delta = \frac{W_e}{W_e} Q^{-1} - \gamma, \quad (10)$$

где $\gamma = \frac{P_{cr}}{\omega W_e}$ — поправка на потери в стенках резонатора.

Перейдем к относительным энергиям и выразим Q через ширину резонансной кривой Δl при помощи формулы (7). Отсюда:

$$\operatorname{tg} \delta = \left(\frac{\lambda_n}{\lambda}\right)^2 \frac{\Delta l}{W_r(l)} - \gamma, \quad (11)$$

где $W_r(l)$ — относительная электрическая энергия, запасенная в диэлектрическом слое в том же смысле, что и в формуле (3).

$$W_r(l) = \epsilon d \left[1 - \Psi(l) \frac{\sin 2\beta d}{2\beta d} \right] R^2(l), \quad (12)$$

где $\Psi(l)$ и $R(l)$ — функции продольных размеров,

$$\Psi(l) = \frac{1 + n^2 \operatorname{tg} \beta_0 l_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_0 l_{01}}{1 - n^2 \operatorname{tg} \beta_0 l_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_0 l_{01}}, \quad (13)$$

$$R^2(l) = \frac{1 + n^2 \operatorname{tg}^2 \beta_0 l_0}{n^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \beta_0 l_0)}, \quad (14)$$

здесь ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость слоя;

d — толщина слоя;

β — продольная фазовая постоянная слоя;

$n^2 = \frac{\epsilon - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{гр}}}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{гр}}}\right)^2}$, и n имеет смысл „волноводного“ показателя пре-

ломления диэлектрика;

l_0 — длина незаполненной части резонатора, примыкающей к подвижному поршню (см. рис. 2);

l_{01} — длина незаполненной части, примыкающей к неподвижному торцу (см. рис. 2).

Связь амплитуды поля B в диэлектрическом слое с амплитудой поля B_0 в незаполненной части, примыкающей к поршню, выражается формулой

$$B = R(l) \cdot B_0, \quad (15)$$

здесь $R(l) = \sqrt{R^2(l)}$.

В частном случае при $l_{01} = 0$, т. е. когда образец диэлектрика находится в режиме короткого замыкания,

$$W_r(l) = \epsilon d \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \beta d - \frac{\operatorname{tg} \beta d}{\beta d}}{n^2 + \operatorname{tg}^2 \beta d}. \quad (16)$$

Соответствующая этому частному случаю формула для расчета $\operatorname{tg} \delta$ вида (11) имеется в работе [4], однако приведенный путь расчета практически весьма затруднителен. Применение же формулы (7) в большой степени облегчает нахождение выражений для расчета тангенсов угла потерь (особенно в случае многослойного заполнения резонатора) при сохранении физической наглядности.

Литература

1. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. Пер. с англ. под ред. Г. А. Ремеза. М., ИИЛ, 1960, стр. 537.
2. Гуревич А. Г. Полые резонаторы и волноводы. М., «Советское радио», 1952, стр. 98.
3. Измерения на сверхвысоких частотах. Пер. с англ. под ред. В. Б. Штейншлейгера. М., «Советское радио», 1952, стр. 80.
4. Horner, Taylor, Dunsmuir, Lamb, Jackson. «Jorn. IEE», 1946, v. 93, p. III, № 21, pp. 53—68.

Статья поступила в октябре 1964 г.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ШУМА С. В. Ч.

Рассматривается принцип действия газоразрядных генераторов шума с. в. ч. на лампах ГШ-1 и ГШ-2. Приведены результаты экспериментального исследования этих генераторов на компараторе шума ВНИИФТРИ. Показано, что электронная температура лампы ГШ-1 находится в сильной зависимости от разрядного тока и изменяется вдоль столба разряда. Выявлен значительный разброс электронной температуры между лампами. Предложены практические меры предосторожности при работе с этими лампами.

В последние годы для испытания приемно-усилительных устройств все больше применяют генераторы шума. В частности, в диапазоне с. в. ч. наиболее удачными оказались газоразрядные генераторы.

Принцип их действия довольно прост и широко известен [1, 2]. Источником шума является положительный столб дугового разряда при низком давлении, а точнее — хаотическое движение электронов в этом столбе, энергия которого соответствует довольно высокой температуре. Электромагнитное излучение положительного столба и определяется этой так называемой электронной температурой.

Теория положительного столба дает для электронной температуры T_e следующее трансцендентное уравнение [3]:

$$\frac{kT_e}{e q V_i} = 0,656 \cdot 10^5 c^2 (pR)^2, \quad (1)$$

где p — давление газа, н/м^2 ;

R — радиус разрядной трубки, м ;

V_i — потенциал ионизации газа;

c — коэффициент, зависящий от рода газа; например, для неона

$$c \approx 6 \cdot 10^{-3};$$

k — постоянная Больцмана;

q — заряд электрона.

Выражение (1) выведено при некоторых ограничивающих предположениях и поэтому правомерно только при их выполнении. В частности, для неона эти условия таковы:

$$4 \text{н/м}^2 \cdot \text{м} \geq pR \geq 40 \text{н/м}^2 \cdot \text{м};$$

$$10^{-3} \text{а} \geq I_a \geq 1 \text{а}, \quad (2)$$

здесь I_a — анодный ток лампы.

Из уравнения (1) видно, что электронная температура T_e не зависит непосредственно от режима разряда. Однако, величина c , в которую

входит эффективное сечение атома газа, может меняться при изменении режима.

Кроме электронной температуры T_e , спектральная плотность мощности излучения газоразрядного генератора зависит также от степени связи разряда с с. в. ч. линией передачи и от характеристик этой линии. В несколько упрощенном виде эта зависимость имеет вид [4]:

$$T_{ш} = T_e \left(1 - \frac{d_x}{d_r} \right), \quad (3)$$

где d_x — «холодные», а d_r — «горячие» потери в шумовом генераторе в дБ.

Это обстоятельство может обусловить изменение $T_{ш}$ при изменении режима разряда и ее зависимость от частоты. Однако, если d_x/d_r будет достаточно малым, $T_{ш}$ должна оставаться постоянной.

В настоящее время отечественной промышленностью выпускаются неоновые лампы нескольких типов, на базе которых конструируют генераторы шума, перекрывающие весь с. в. ч. диапазон. При выпуске с завода лампы калибруют по шумовой температуре на одной или двух частотах с точностью порядка 0,5—0,7 дБ.

При конструировании генераторов шума исходят обычно из приведенных выше теоретических соображений и считают, что интенсивность излучения мало зависит от частоты и от режима разряда. Одновременно иногда высказываются предположения о возможности существенного увеличения точности газоразрядных генераторов шума при повышении точности измерения электронной температуры при выпуске ламп.

Нами предприняты исследования с целью выяснения обоснованности этих взглядов и справедливости описанных выше соотношений.

Измерения проводили на компараторе шума, описанном в статье [5], причем при всех относительных измерениях в качестве опорного генератора использовался также газоразрядный генератор, режим которого специально подбирался для обеспечения стабильности уровня шума. Из статьи [5] известно, что случайная погрешность сличения двух газоразрядных генераторов несколько ниже, чем при измерениях с использованием теплового образцового генератора шума, и не превышает $\pm 0,07$ дБ. При измерениях особое внимание было обращено на то, чтобы «холодные» потери d_x были малы, а «горячие» d_r велики в целях исключения их влияния на шумовую температуру.

Для изучения были взяты лампы ГШ-1 и ГШ-2, работающие в сантиметровом диапазоне волн.

При исследовании генераторов шума на лампе ГШ-1 была замечена довольно сильная зависимость шумовой температуры от тока разряда. На рис. 1 показано несколько типичных характеристик. Такие зависимости получены на большом числе исследованных ламп. На графиках хорошо видны скачок шумовой температуры, достигающий 0,3—0,4 дБ, и явление гистерезиса, наблюдающееся у большинства ламп. У всех исследованных ламп скачок шумовой температуры происходит при токе 120—140 мА (в рекомендованном для работы диапазоне токов); при этом какого-либо скачка потерь d_r не наблюдается. Найти достаточно обоснованное объяснение этой зависимости не удалось. Однако можно предполагать, что она связана с таким же изменением характера страт и анодных колебаний. На своеобразную «неустойчивость» разряда в этих лампах указывает также необычный вид их вольтамперных характеристик, которые имеют изломы и даже участки с положительным наклоном (рис. 2). Вполне возможно, что изломы характеристики и скачки шумовой температуры обусловлены общей причиной.

Рис. 1. Зависимость шумовой температуры от анодного тока для лампы ГШ-1:

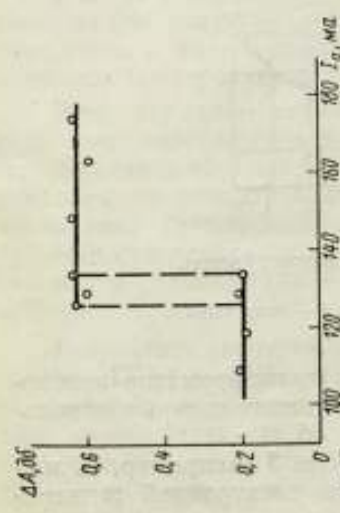


Рис. 3. Зависимость шумовой температуры от анодного тока для лампы ГШ-2 при частоте 6—10 Гц.

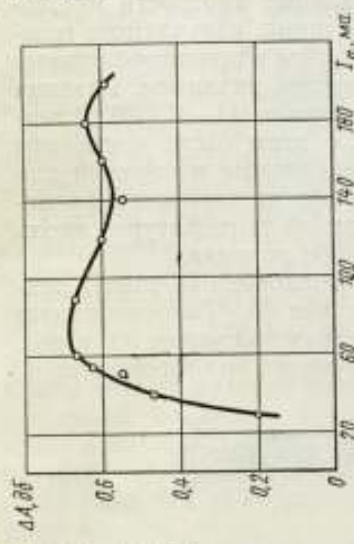


Рис. 4. Вольтамперная характеристика лампы ГШ-2.

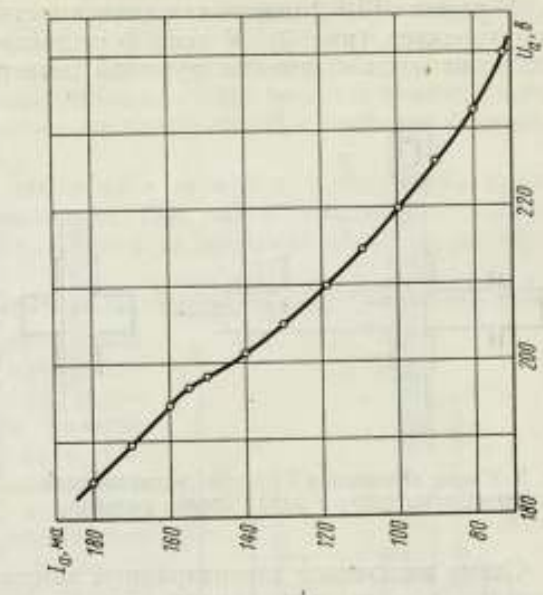
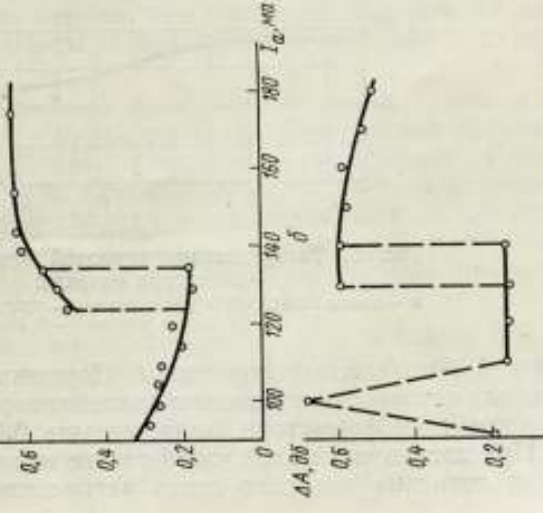
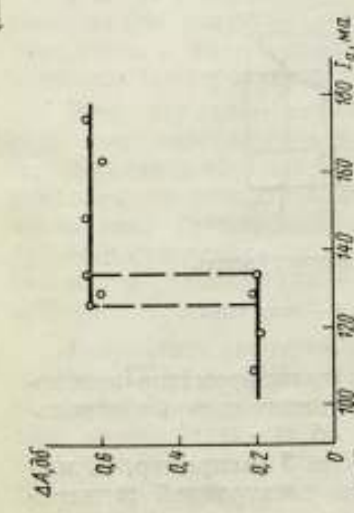
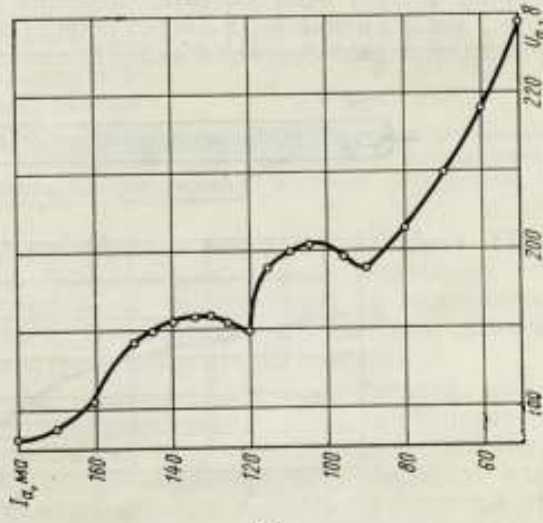


Рис. 2. Вольтамперная характеристика лампы ГШ-1, № 931.



В лампах ГШ-2 описанная зависимость значительно слабее и имеет иной характер (рис. 3). У всех исследованных ламп она всегда плавная, а диапазон изменения шумовой температуры не превышает 0,2 дБ.

Вольтамперные характеристики этих ламп также имеют более плавный характер (рис. 4).

При исследовании газоразрядных генераторов шума замечено, что спектральные плотности мощности шума, излучаемого генератором в противоположные стороны, различны. Разница достигала 0,1—0,2 дБ. В связи с этим были проведены специальные измерения для выяснения постоянства электронной температуры вдоль столба разряда.

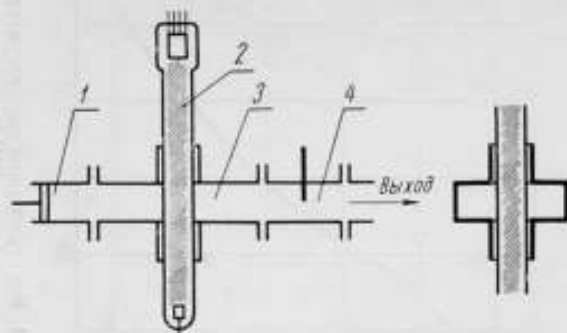


Рис. 5. Схема включения ГШ при исследовании шумовой температуры вдоль столба разряда.

Схема включения газоразрядной лампы в волноводный тракт, примененная в этом эксперименте, показана на рис. 5. Газоразрядную лампу 2 вводят в волновод 3 через широкую стенку под углом 90° к ней. Перед волноводной секцией 3 включают согласующий трансформатор 4,

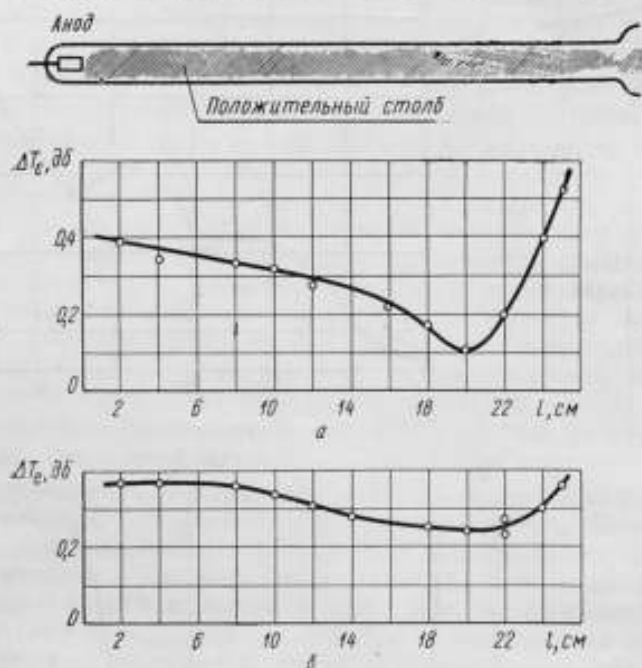


Рис. 6. Распределение шумовой температуры вдоль столба разряда:

а — лампы ГШ-1, № 190, при частоте 4,7—7,5 ГГц; б — лампы ГШ-2, № 91, при частоте 6—10 ГГц.

а за ней — подвижный поршень 1. Поршень и трансформатор необходимы для согласования лампы с волноводом; вариация потерь в использованном трансформаторе была меньше 0,05 дБ.

При достаточно малой узкой стенке волновода 3 (например, 10 мм) можно довольно подробно снять распределение электронной темпера-

туры вдоль столба разряда. На рис. 6 представлены типичные результаты таких измерений для ламп ГШ-1 и ГШ-2, полученные усреднением результатов нескольких измерений, выполненных на разных частотах. Такое усреднение оказалось возможным в связи с тем, что кривые, полученные на разных частотах, совпадают между собой в пределах точности измерений.

Из графиков видно, что измеренная шумовая температура вдоль столба разряда несколько непостоянна. Так, она монотонно убывает при перемещении от анода к катоду, а затем на довольно коротком расстоянии резко поднимается.

На наш взгляд, это явление можно объяснить следующим образом.

Как катод, так и анод имеют повышенную температуру (анод разогревается под влиянием электронной бомбардировки). Под влиянием электродов разогреваются и прилегающие к ним слои газа, в результате чего плотность газа вблизи электродов уменьшается. Но, как видно из выражения (1), при уменьшении плотности газа электронная температура растет. Этот эффект проявляется сильнее вблизи катода, так как его температура значительно выше температуры анода. Кроме того, в разряде имеет место перенос ионов от анода к катоду, поэтому точка с минимальной электронной температурой (с максимальной плотностью газа) сдвинута от середины трубки в сторону катода.

У ламп ГШ-2 диаметр колбы меньше, чем у колбы ламп ГШ-1. Поэтому в ГШ-2 значительно большую роль играет теплообмен газа со стенками колбы, а неоднородность концентрации и температуры газа должна быть более слабой. Следствием этого является меньшее изменение электронной температуры вдоль столба разряда.

Неодинаковость электронной температуры в разных точках лампы может явиться причиной частотной зависимости шумовой температуры, ибо на разных частотах отдельные участки лампы вносят в общий шум разный вклад. Она также полностью объясняет неодинаковость излучения шума генератором в противоположные стороны: с катодной стороны лампы излучение всегда меньше, чем с анодной. По этой же причине одна и та же лампа в разных арматурах может иметь разную шумовую температуру.

Для изучения статистического разброса шумовых температур отдельных экземпляров ламп в одной и той же волноводной арматуре испытывались 40 ламп ГШ-1. На рис. 7 представлена гистограмма этого разброса, из которой видно, что шумовые температуры подавляющего числа ламп (около 70%) отличаются друг от друга лишь в пределах погрешности измерения ($\pm 0,1$ дБ). Однако у остальных 30% ламп отличия много сильнее (до 0,4 дБ). При этих измерениях анодный ток испытываемых ГШ поддерживался на уровне 150 ма.

Результаты экспериментального исследования газоразрядных ГШ на лампах ГШ-1 и ГШ-2 ясно показывают, что при использовании этих генераторов необходимо соблюдать определенную осторожность. Например, калибровать следует генератор шума в целом, а не одну только лампу; необходимо строго следить за электрическим режимом генератора и поддерживать его одинаковым как при калибровке, так и при

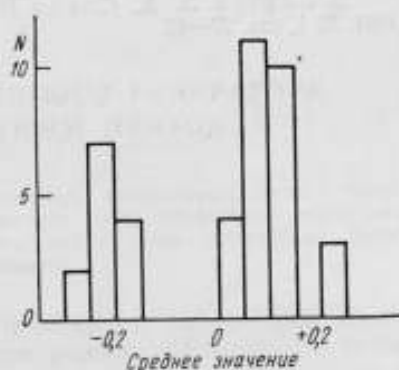


Рис. 7. Гистограмма распределения ламп ГШ-1 в зависимости от шумовой температуры.

использовании генератора; если волновод генератора имеет два фланца, следует четко обозначить выход.

Необходимо подчеркнуть, что приведенные результаты относятся к работе генераторов шума в непрерывном режиме; в импульсном режиме их поведение несколько меняется.

Литература

1. Ван-дер-Зил А. Флуктуации в радиотехнике и физике. М.—Л., ГЭИ, 1958.
2. Тетерич Н. М. Генераторы шума. М.—Л., ГЭИ, 1961.
3. Кузьмин А. Д., Хвощев А. Н. «Радиотехника», 1958, № 7, стр. 36—42.
4. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
5. Биргер Л. А., Соков И. А., Швецов Б. Н. «Измерительная техника», 1961, № 1, стр. 37—40.

Статья поступила в ноябре 1964 г.

О СХЕМЕ МОДУЛЯЦИИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ГЕНЕРАТОРА ШУМА С ПАРАЛЛЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫМ ПЕНТОДОМ

Рассматривается схема модуляции газоразрядных генераторов шума — схема с параллельно включенным пентодом — и предлагается новое объяснение механизма работы такого модулятора, позволяющее грамотно выбрать его параметры. Даны некоторые сведения о работе ГШ в импульсном режиме.

Во многих случаях практического применения генераторов шума удобно использовать их в модулированном режиме. Особенность газоразрядного генератора шума [1, 2, 3] состоит в том, что его выходная мощность не зависит (в известных пределах) от режима разряда. Поэтому возможна только импульсная модуляция такого генератора путем периодического зажигания и гашения разряда. Такой режим применяют, например, для непрерывного контроля радиоприемных устройств, в некоторых моделях измерителей коэффициента шума, при калибровке шумовых генераторов.

Процесс модуляции газоразрядной лампы будет понятен из рассмотрения ее вольт-амперной характеристики (рис. 1). Область ab является областью «несамостоятельного» разряда. Она соответствует очень малым рабочим токам и поэтому не представляет практического интереса в отличие от области «самостоятельного» разряда bc . В области bc характеристика является падающей (падение напряжения на газовом промежутке уменьшается при увеличении тока разряда); поэтому газоразрядную лампу можно включать в электрическую цепь только через последовательное гасящее сопротивление. Прямая $U_0 I_0$ является нагрузочной характеристикой такого соединения.

Нагрузочная характеристика пересекается с линией bc в точках 1 и 2, однако действительно рабочей точкой может быть только точка 1, так как в точке 2 равновесие системы неустойчиво.

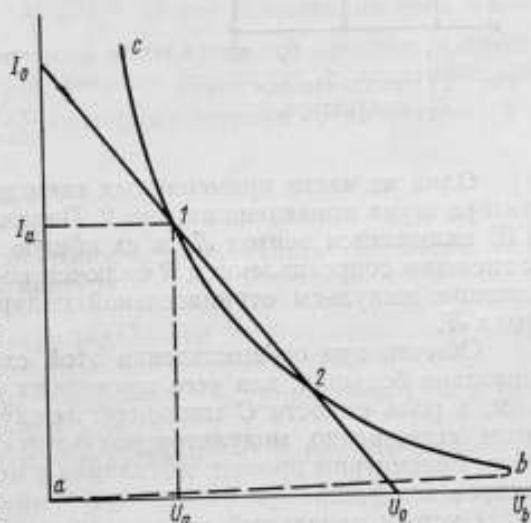


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика газоразрядной лампы.

Чтобы попасть в рабочую точку I , необходимо преодолеть точку b , т. е. увеличить напряжение на разрядной лампе до U_b , хотя бы и кратковременно. Дальнейшая же работа лампы может происходить и при более низком напряжении.

У большинства шумовых газоразрядных ламп напряжение зажигания U_b достигает 2—3 кВ, рабочее анодное напряжение $U_a = 150—250$ в и необходимое напряжение источника питания $U_0 = 300—400$ в.

Таким образом, в момент зажигания на трубку должен быть подан положительный импульс напряжения, который перевел бы рабочую точку в область «самостоятельного» разряда. После прекращения действия импульса трубка будет продолжать гореть, пока на анод не подан отрицательный импульс достаточной амплитуды и длительности или не разорвана анодная цепь.

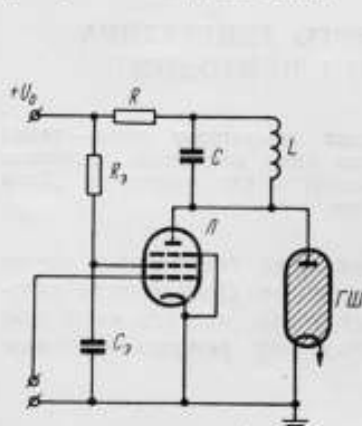


Рис. 2. Принципиальная схема модулятора.

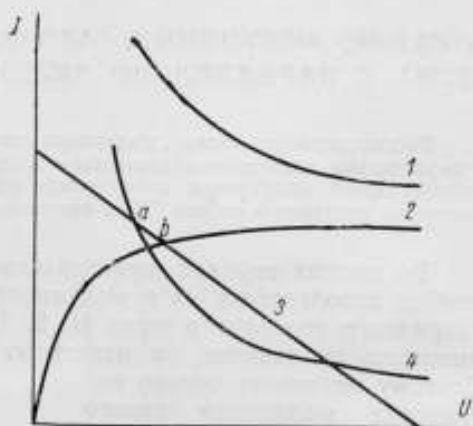


Рис. 3. Вольтамперные характеристики двухполюсника из параллельно включенных модуляторной лампы \mathcal{L} и ГШ.

Одна из часто применяемых схем модуляции газоразрядного генератора шума приведена на рис. 2. Параллельно с газоразрядной лампой ГШ включается пентод \mathcal{L} ; в их общую анодную цепь последовательно с гасящим сопротивлением R включен колебательный контур LC . Управляющие импульсы отрицательной полярности подаются на сетку пентода \mathcal{L} .

Обычно при осуществлении этой схемы индуктивность выбирают довольно большой, для чего применяют катушку с железным сердечником, а роль емкости C выполняет междувитковая емкость катушки. При этом, естественно, модулятор получается довольно громоздким и тяжелым. Рассмотрим процесс модуляции с целью выбора оптимальных параметров контура.

Пусть в начальный момент лампа ГШ погашена, а через пентод идет ток. При запираании пентода на дросселе L возникает импульс напряжения, достаточный для поджигания самостоятельного разряда в трубке. Этот импульс имеет небольшую длительность, и после его прекращения трубка горит уже при сравнительно низком напряжении. При открывании пентода ток, проходящий через сопротивление R , увеличивается, напряжение на трубке падает, и она гаснет.

Более точно объяснить механизм работы этой схемы можно, если рассмотреть вольтамперную характеристику двухполюсника, составленного из параллельно включенных модуляторной лампы \mathcal{L} и газоразрядной ГШ (рис. 3).

Трем возможным состояниям схемы соответствуют три различные характеристики. Если пентод открыт, двухполюсник имеет характери-

стику 2 и рабочую точку *b*. При закрывании пентода поджигается разряд в лампе ГШ, характеристика двухполюсника принимает вид 4 и рабочая точка перемещается в положение *a*. Если теперь вновь открыть пентод, характеристика двухполюсника примет вид 1. Подъем характеристики, равный значению анодного тока пентода, выбирается таким, чтобы она перестала пересекаться с нагрузочной характеристикой 3. Работа на такой характеристике невозможна, поэтому газовый разряд прекращается и рабочая точка вновь переходит на характеристику 2 (пентод открыт). Таким образом, для обеспечения модуляции ГШ необходимо, чтобы при запирании пентод возбуждал в индуктивности *L* импульс напряжения, достаточный для поджигания разряда в ГШ, а при открывании поднимал характеристику двухполюсника выше нагрузочной прямой.

Чтобы устранить возможность появления нежелательных переходных процессов в цепях питания во время модуляции ГШ, анодный ток пентода часто выбирают примерно равным рабочему току ГШ, т. е. 120—150 *ма*. Такой ток (в импульсном режиме) выдерживает, например, лампа 6П13С; к тому же эта лампа рассчитана для работы с анодным напряжением до 8 *кв*, что тоже важно для данного случая.

Согласно литературным данным [4], ионизация и деионизация газа длятся примерно 100 *мксек*, значит, длительность поджигающего импульса, должна быть соизмерима с этой величиной. Обычно длительность фронта импульса, запирающего пентод, значительно меньше и составляет 2—5 *мксек*. Для удлинения импульса параллельно с дросселем *L* включают емкость *C*.

При протекании анодного тока *I* пентода через дроссель в нем накапливается магнитная энергия $\frac{1}{2} LI^2$. После прерывания тока в контуре *LC* начинается самостоятельный колебательный процесс, и спустя четверть периода вся магнитная энергия переходит в электрическую энергию заряда конденсатора $\frac{CU^2}{2}$ (потерями энергии пренебрегаем), так что

$$CU^2 = LI^2. \quad (1)$$

Потребуем, чтобы длительность импульса равнялась 50 *мксек*, т. е. период собственных колебаний контура

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 2\pi\sqrt{LC} = 10^{-4}. \quad (2)$$

Решая совместно эти два уравнения, находим (при *U* = 3 *кв* и *I* = 120 *ма*) *L* ≈ 460 *мгн*, *C* ≈ 600 *пкф*.

Значение ограничивающего сопротивления выбирают по соотношению $R = \frac{U_0 - U_a}{I}$, получаемому из вольтамперной характеристики лампы ГШ.

Описанный модулятор можно использовать и для однократного зажигания ГШ при ее использовании в непрерывном режиме. Предложенное объяснение работы этой схемы позволяет обоснованно выбрать рабочий ток пентода *I*, обеспечив экономичную работу всего модулятора.

Собранный по описанной схеме модулятор использовался для исследования работы газоразрядных генераторов в импульсном режиме. В частности, определяли длительность ионизации и деионизации.

На рис. 4 показана типичная осциллограмма анодного тока лампы ГШ, из которой видно, что ионизация действительно (в соответствии с [4]), длится примерно 100 *мксек*.

Чтобы переходный процесс был лучше виден, в этом эксперименте поджигающий импульс имел длительность около 10 мксек (контур LC настроен на частоту 50 кгц), а частота следования импульсов составляла примерно 1200 гц.

На рис. 5 изображена зависимость напряжения зажигания разряда от частоты следования импульсов. Длительность импульса горения ГШ

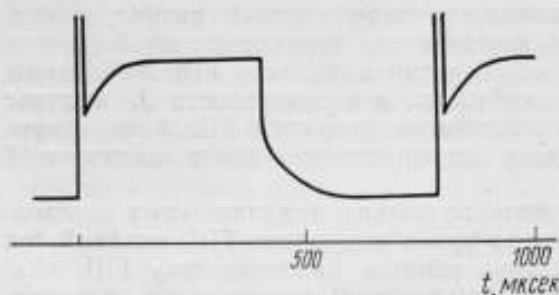


Рис. 4. Осциллограмма анодного тока модулированного генератора шума.

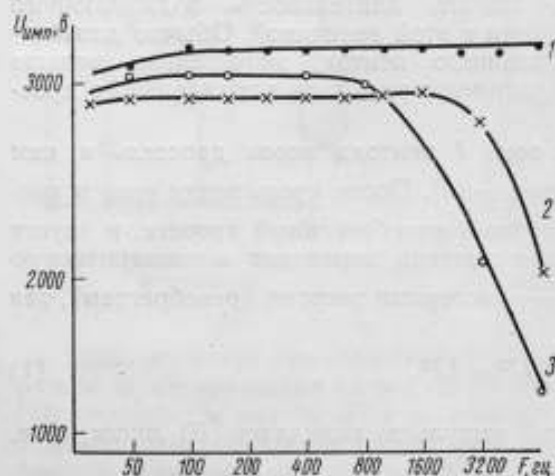


Рис. 5. Зависимость напряжения зажигания ГШ от частоты следования импульсов.

меньше. Длительности переходных процессов, определенные по осциллограмме рис. 4 и по графику рис. 5, совпадают по порядку величины.

Приведенные экспериментальные результаты дают дополнительные сведения, необходимые при конструировании модуляторов. Так, в зависимости от условий применения (от допустимого искажения импульса) минимальная длительность импульса горения ГШ может составлять 0,2—1 мсек.

Литература

1. Jonson. «Proc. IRE», 1952, 39, VIII, № 8, p. 908.
2. Кузьмин А. Д. Измерение коэффициента шума приемно-усилительных устройств. М.—Л., ГЭИ, 1955.
3. Гетерич Н. М. Генераторы шума. М.—Л., ГЭИ, 1961.
4. Грановский В. А. Электрический ток в газе, т. 1. М.—Л., ГИТТЛ, 1952.

Статья поступила в январе 1965 г.

IV. ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ И ПАРАМЕТРОВ АНТЕНН

УДК 621.317.729.3

В. С. БУЗИНОВ, Б. Е. КИНБЕР,
В. Б. ЦЕЙТЛИН
ВНИИФТРИ

КАЛИБРОВКА МАЛЫХ ДИПОЛЬНЫХ АНТЕНН В ПОЛЕ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА

Рассматривается влияние пластин конденсатора на входное сопротивление ненастроенной биконической антенны, помещенной в электромагнитное поле между пластинами конденсатора.

Для калибровки малых диполей (зондов), предназначенных для измерения напряженности электрического поля на относительно невысоких частотах (0,3—50 МГц), применяют метод образцового поля, создаваемого с помощью пластин плоского конденсатора [1, 2]. Существенным достоинством этого метода является возможность калибровать антенны в закрытом помещении и получать большие значения напряженности поля.

Напряженность поля между пластинами плоского конденсатора до внесения антенны

$$E_0 = \frac{U_0}{d}, \quad (1)$$

где U_0 — напряжение между пластинами, в;
 d — расстояние между пластинами, м.

Это соотношение справедливо для конденсатора, размеры пластин которого значительно превышают d , и, следовательно, для данного конденсатора можно пренебречь краевым эффектом.

Однако условия работы антенны, помещенной между обкладками конденсатора, не эквивалентны условиям свободного пространства, в котором распространяется плоская волна с той же напряженностью поля. Это объясняется тем, что распределение зарядов по пластинам, формирующее поле в конденсаторе до внесения антенны, меняется после ее внесения, а следовательно, действующее на антенну поле отлично от поля в отсутствие антенны. Очевидно, что связанная с этим погрешность стремится к нулю при раздвижении пластин конденсатора в стороны от диполя; в предельном случае бесконечно большого расстояния между пластинами мы имеем дело с измерением поля в свободном пространстве.

Возникновение погрешности связано с тем, что диполь, расположенный в поле плоского конденсатора, образует рассеянную волну. Рассеянное поле отражается от обеих пластин конденсатора и вновь принимается и рассеивается диполем и т. д.

Очевидно, что на результирующее поле влияют все отражения от стенок и все рассеяния на антенне. Если бы пластины конденсатора имели бесконечные размеры, то влияние этих пластин было бы эквивалентно бесконечному ряду зеркальных источников (рис. 1). Легко показать, что влияние практически используемых пластин конечных размеров меньше влияния бесконечных пластин, так как размеры конденсатора меньше размера первой зоны Френеля.

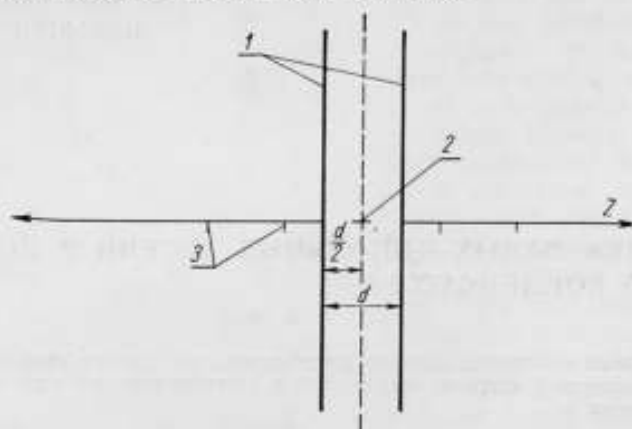


Рис. 1. Зеркальное изображение диполя при его расположении в центре конденсатора:

1 — пластины конденсатора; 2 — диполь; 3 — зеркальные изображения диполя.

В то же время, поскольку расстояние между ближайшими, наиболее сильно действующими зеркальными источниками много меньше длины волны, поля являются не волновыми, спадающими по закону $\frac{1}{R}$, а статическими и индукционными, законы спадаения которых соответственно $\frac{1}{R^2}$; $\frac{1}{R^3}$. Поэтому эффективный размер пластины конденсатора определяется не фазовыми, а амплитудными соотношениями и отличие влияния конденсатора конечных и бесконечных размеров сказывается на ближайших наиболее сильно действующих зеркальных источниках меньше, чем на дальних источниках.

При исследовании и исключении этой систематической погрешности расчет был выполнен для пластин бесконечных размеров, что несколько завышает ее значение.

При расчете воспользуемся методом наведенных э. д. с. Запишем поле диполя вдоль его оси, т. е. вдоль оси Z . На расстоянии $\rho \gg l$, причем $2l$ — длина диполя, конфигурация диполя не сказывается на поле излучения и

$$E_z = -60I \cdot 2l \frac{e^{-jk\rho}}{\rho^2} \left(1 - \frac{j}{k\rho}\right), \quad (2)$$

где I — ток в диполе;

$$k = 2\pi/\lambda;$$

ρ — расстояние от точки наблюдения до диполя.

Откуда

$$\operatorname{Re}(E_z) = \frac{60I2l}{\rho^2} \left(\cos k\rho - \frac{\sin k\rho}{k\rho}\right), \quad (3)$$

$$\operatorname{Im}(E_z) = -\frac{60I2l}{\rho^2} \left(\sin k\rho - \frac{\cos k\rho}{k\rho}\right). \quad (4)$$

Поскольку $kl \ll 1$, т. е. размеры диполя много меньше длины волны, то при вычислении интеграла $\int EIdS$ по поверхности антенны можем считать, что стороннее поле E (после зеркального источника) весьма мало меняется по поверхности диполя и может быть вынесено за знак интеграла [3]:

$$\int EIdS = E \int IdS.$$

Поскольку по определению действующей высоты h

$$\int IdS = I_{\text{ном}} \cdot h,$$

где $I_{\text{ном}}$ — значение тока в средней точке антенны, то, пользуясь методом, изложенным в работе [3], получим следующие выражения для активной и реактивной составляющих наведенного сопротивления для диполей 2 и 3:

$$R_{223} = 3R_{20} \left[\frac{\cos kp}{(kp)^2} - \frac{\sin kp}{(kp)^3} \right], \quad (5)$$

$$X_{223} = -3R_{20} \left[\frac{\sin kp}{(kp)^2} + \frac{\cos kp}{(kp)^3} \right], \quad (6)$$

где $R_{20} = 20k^2 (2l)^2$ ом. (7)

Формулы (5) и (6) дают составляющие наведенного сопротивления с учетом взаимодействия диполя 2 с его зеркальными изображениями 3. Полную величину составляющих наведенного сопротивления получим, суммируя формулы (5) и (6) по всему ряду зеркальных изображений:

$$R_z = 6R_{20} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\cos nkd}{(nkd)^2} - \frac{\sin nkd}{(nkd)^3} \right], \quad (8)$$

$$X_z = -6R_{20} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\sin nkd}{(nkd)^2} + \frac{\cos nkd}{(nkd)^3} \right] \approx -\frac{6R_{20}}{(kd)^3}. \quad (9)$$

Формулы (8) и (9) записаны для случая, когда диполь расположен в центре конденсатора, на одинаковом расстоянии от каждой пластины ($\rho = d$). Если же он сдвинут к одной из пластин (рис. 2) на расстояние $(\frac{d}{2} - x)$ от центра, то

$$X_z = -3R_{20} \left\{ \left[\frac{\sin 2kx}{(2kx)^2} + \frac{\cos 2kx}{(2kx)^3} \right] + \left[\frac{\sin 2k(d-x)}{(2k)^2(d-x)^2} + \frac{\cos 2k(d-x)}{(2k)^3(d-x)^3} \right] + \right. \\ \left. + 2 \left[\frac{\sin 2kd}{(2kd)^2} + \frac{\cos 2kd}{(2kd)^3} \right] + \left[\frac{\sin 2k(d+x)}{(2k)^2(d+x)^2} + \frac{\cos 2k(d+x)}{(2k)^3(d+x)^3} \right] + \dots \right\} \quad (10)$$

Поскольку при $2l \ll \lambda$ активная составляющая наведенного сопротивления диполя много меньше реактивной составляющей, то в дальнейших расчетах ею можно пренебречь.

Формулы (9) и (10) служат для определения наведенного сопротивления диполя, расположенного не в свободном пространстве, а между обкладками конденсатора. Как следует из (9) и (10), сомножитель, зависящий от d и x , не зависит от размера диполя l , но сильно возрастает по мере уменьшения расстояния между пластинами.

При смещении диполя из средней плоскости наведенное сопротивление увеличивается.

Оценим теперь, как сказывается наведенное сопротивление на значении тока I , протекающего в диполе, т. е. на непосредственно измеряемой величине.

Обозначим реактивную составляющую собственного входного сопротивления вибратора через X . Тогда при бесконечно большом расстоянии между пластинами конденсатора

$$I_{св} = \frac{hE}{X}. \quad (11)$$

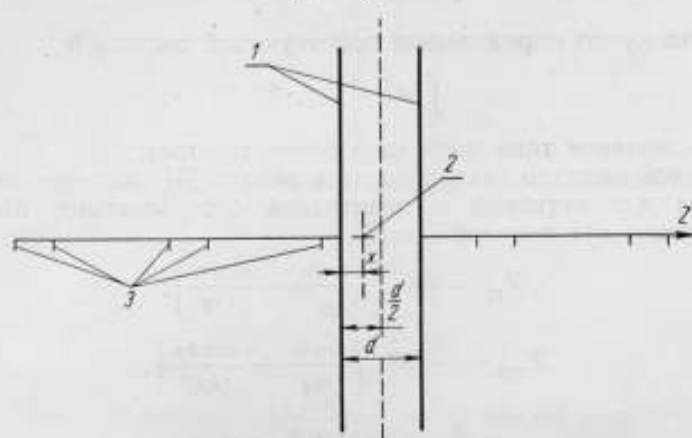


Рис. 2. Зеркальное изображение диполя при смещении его относительно центра конденсатора.

Если же расстояние между пластинами будет конечным, то

$$I_{конд} = \frac{hE}{X - X_B}. \quad (12)$$

Из формул (11) и (12) получаем отношение токов при измерении одного и того же поля в свободном пространстве и в конденсаторе:

$$\frac{I_{св}}{I_{конд}} = 1 - \frac{X_B}{X}. \quad (13)$$

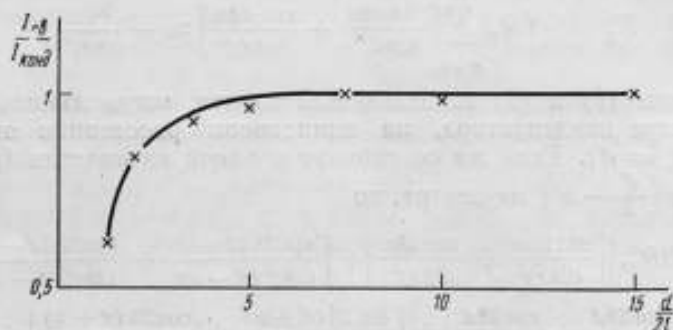


Рис. 3. Погрешность градуировки биконического диполя в поле плоского конденсатора.

служащее для расчета погрешности градуировки диполя малых размеров в поле плоского конденсатора.

На рис. 3 приведена расчетная кривая погрешности градуировки биконического диполя с углом раствора $\psi = 45^\circ$ и длиной $2l = 0,1$ м (для прибора ПЗ—2) при его центральном расположении в поле плоского конденсатора.

Для экспериментального исследования погрешности градуировки антенны были изготовлены два конденсатора: один размером 1×1 м и второй размером $1,5 \times 1,5$ м. Расстояние между пластинами конден-

саторов можно было изменять в пределах 0,15—1,5 м. Для первого конденсатора расстояние между пластинами устанавливали до 0,75 м, для второго — свыше 0,75 м. Схема включения конденсатора показана на рис. 4.

В связи с тем, что диполь 3 на частотах 0,3—50 Мгц имеет большое входное сопротивление и индикация тока в диполе производится с помощью термопреобразователя типа ТВВ-3, то для получения достаточного для отсчета тока необходимо иметь значительную напряженность поля. Это достигается двумя путями: применением наиболее мощного в данном диапазоне генератора 5 типа ГЗ—12 и получением резонанса напряжения между пластинами 2 конденсатора и выходной цепью симметрирующего трансформатора 4. Его применение вызывается необходимостью получить симметричное поле для точного измерения напряжения на конденсаторе и тока в диполе.

Напряжение между пластинами конденсатора измеряют с помощью симметричного термовольметра 1, включенного так, чтобы термопреобразователь вольметра находился при нулевом (относительно земли) потенциале симметричного поля, создаваемого пластинами конденсатора. Добавочные сопротивления вольметра располагаются перпендикулярно силовым линиям поля, и это позволяло измерять термовольметром напряжение U_0 с погрешностью не более 4%.

При экспериментах измеряли зависимость тока в диполе от расстояния между пластинами конденсатора. Напряженность поля между пластинами определяли по формуле (1). В качестве испытуемой антенны использовали биконический диполь длиной $2l = 0,1$ м при угле конусности 45° .

Данные эксперимента на частоте 4 Мгц приведены на рис. 3. Они хорошо согласуются с расчетной кривой. На других частотах в диапазоне от 0,3 до 50 Мгц результаты измерений совпадают с данными, приведенными на рис. 3, в пределах погрешности эксперимента, т. е. в пределах 5%.

На основании расчетов и экспериментальных данных можно рекомендовать калибровку и поверку малых дипольных антенн в поле плоского конденсатора, причем расстояние между пластинами должно быть по крайней мере в пять раз больше длины диполя. В этом случае можно считать, что во всем рассматриваемом диапазоне частот погрешность калибровки (поверки) не будет превышать 5%.

Литература

1. Щелкунов С. и Фрис Г. Антенны. М., «Советское радио», 1955.
2. Франке В. А. В кн.: «Труды лаборатории электробезопасности ЛИОТ». Л., 1958.
3. Дробкин А. Л. и Зуенко В. Л. Антенно-фидерные устройства. М., «Советское радио», 1961.
4. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., Связьиздат, 1957.

Статья поступила в октябре 1964 г.

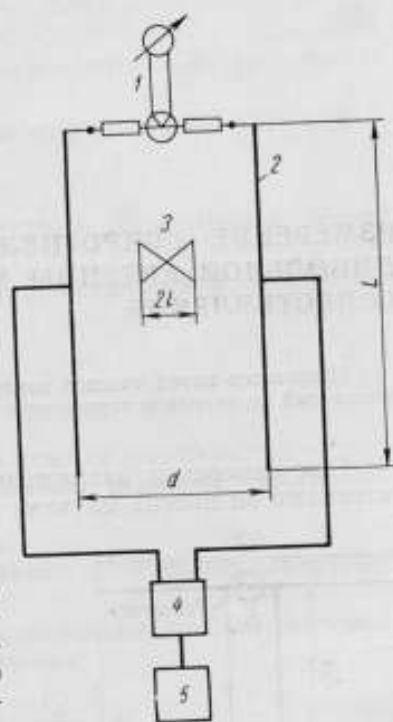


Рис. 4. Схема калибровки малых дипольных антенн в поле плоского конденсатора.

ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НАСТРОЕННОЙ
ДИПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ МЕТОДОМ ВАРИАЦИИ
СОПРОТИВЛЕНИЯ

Излагается метод точного измерения сопротивления излучения дипольной антенны, основанный на вариации термосопротивления, применяемого в качестве нагрузки.

При измерении напряженности поля измерительными дипольными антеннами во многих случаях необходимо знать точное значение сопротивления излучения R_z антенны. Обычно его рассчитывают [1, 2] по размерам антенны. Однако из-за идеализации параметров реальной антенны сопротивление нельзя определить с достаточной точностью.

Для получения точного значения сопротивления излучения реальной антенны имеется единственный путь — непосредственное его измерение.

Ниже описывается точный метод измерения сопротивления излучения, основанный на известном принципе вариации сопротивления нагрузки.

В качестве переменной нагрузки применяют болометр, который одновременно используют и для измерения тока в антенне [3].

Исследуемую дипольную антенну располагают в стабильном электромагнитном поле, излучаемом вспомогательной антенной, и ток в антенне измеряют при двух значениях сопротивления болометра.

Исследуемую дипольную антенну располагают в стабильном электромагнитном поле, излучаемом вспомогательной антенной, и ток в антенне измеряют при двух значениях сопротивления болометра.

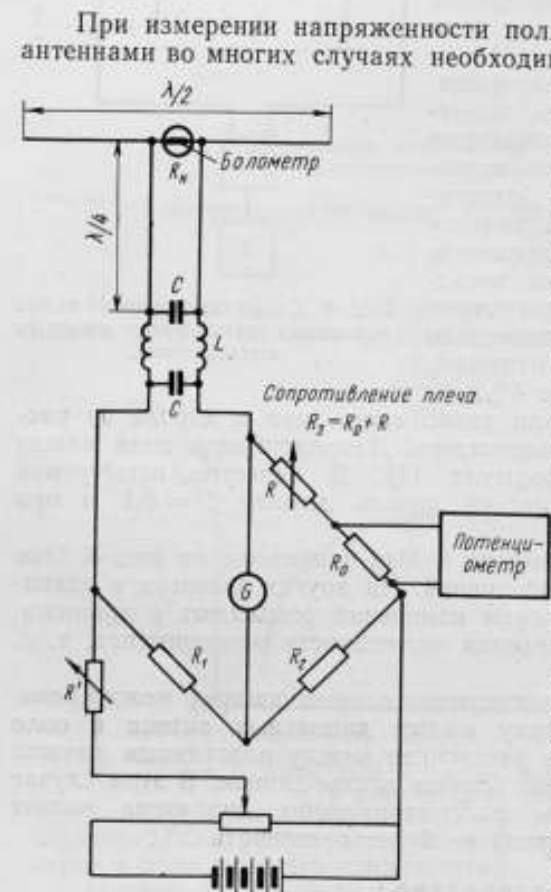


Рис. 1. Включение болометра и мост для измерения сопротивления излучения дипольной антенны.

Схема включения болометра и схема моста для измерения тока в дипольной антенне показаны на рис. 1.

Для двух значений сопротивления болометра э. д. с., индуцируемая в настроенной в резонанс дипольной антенне, составит

$$E_1 = \alpha I_1 (R_x + R'_n), \quad (1)$$

$$E_2 = \alpha I_2 (R_x + R''_n), \quad (2)$$

где I_1 — ток в антенне при первом значении сопротивления (R'_n) болометра;

I_2 — ток в антенне при втором значении сопротивления (R''_n) болометра;

R_x — сопротивление излучения антенны;

α — коэффициент, учитывающий частотную погрешность болометра по току.

Если электромагнитное поле во время эксперимента в обоих случаях постоянно, то $E_1 = E_2$.

Из уравнений (1) и (2) получаем

$$R_x = \frac{I_2 R''_n - I_1 R'_n}{I_1 - I_2}. \quad (3)$$

Таким образом, по экспериментальным данным определяется сопротивление излучения настроенной в резонанс реальной дипольной антенны.

Рассмотрим погрешности этого метода.

Погрешность измерения R_x будет зависеть от точности измерения величин, входящих в формулу (3).

Дифференцируя уравнение (3) по составляющим, найдем значения частных погрешностей сопротивления излучения:

$$\delta R_x(I_1) = \left[\frac{I_1 I_2}{I_1 - I_2} \cdot \frac{R''_n - R'_n}{I_2 R''_n - I_1 R'_n} \right] \delta I_1, \quad (4)$$

$$\delta R_x(I_2) = \left[\frac{I_1 I_2}{I_1 - I_2} \cdot \frac{R''_n - R'_n}{I_2 R''_n - I_1 R'_n} \right] \delta I_2, \quad (5)$$

$$\delta R_x(R'_n) = \frac{I_1 R'_n}{I_2 R''_n - I_1 R'_n} \cdot \delta R'_n, \quad (6)$$

$$\delta R_x(R''_n) = \frac{I_2 R''_n}{I_2 R''_n - I_1 R'_n} \cdot \delta R''_n, \quad (7)$$

где δI_1 и δI_2 — погрешности измерения тока в антенне при сопротивлениях болометра R'_n и R''_n ;

$\delta R'_n$ и $\delta R''_n$ — погрешности измерения сопротивления болометра при первом и втором значениях сопротивления.

Погрешность измерения R_x при уравновешивании моста определяется качеством примененных сопротивлений R_1 , R_2 и R_3 . При применении образцовых сопротивлений погрешность сопротивления R_x при постоянном токе не будет превышать 0,1%. Однако на высокой частоте она может возрасти из-за шунтирующего действия четвертьволновой линии. Специальный эксперимент (шунтирование болометра второй четвертьволновой линией) показал, что эта погрешность не превышает нескольких десятых долей процента.

При применении в схеме моста образцового сопротивления $R_0 = 10 \text{ ом}$ и измерении на его зажимах падения напряжения с помощью потенциометра значения токов I_1 и I_2 измеряют со среднеквадратичной погрешностью не более 0,2%.

Кроме этих погрешностей, возможна систематическая погрешность, вызываемая тем, что сопротивления R_n болометра на с. в. ч. и на постоянном токе неодинаковы. Частотную погрешность болометра рассчитывают, как показано в работе [4]. Для разработанного во ВНИИМ болометра, помещенного в баллон термистора ТШ-2 и имеющего нить толщиной примерно 2 мкм, частотная погрешность на частоте 1000 Мгц равна 0,35%.

С примененным нами болометром в случае вариации его сопротивления до 40 ом измерять сопротивление излучения R в соответствии с формулами (4) — (7) можно с погрешностью не более 2,5%.

Наряду с болометром, в качестве варьируемого сопротивления нагрузки был применен стержневой с. в. ч. термистор (типа ТШ-2). При этом общая погрешность измерения сопротивления излучения R_z возрастала до 5%, главным образом, вследствие увеличения случайной погрешности.

Как указано выше, выражение (3) соответствует настройке всей системы в резонанс. Поэтому при измерении необходимо выполнить такую настройку. При резонансе правая часть выражения (3) имеет минимальное значение, чем мы и пользовались для настройки системы в резонанс.

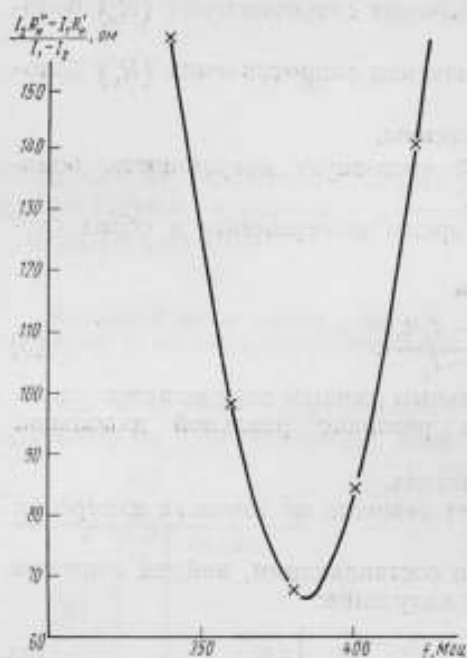


Рис. 2. Зависимость $\frac{I_2 R_n' - I_1 R_n'}{I_1 - I_2}$ от частоты в точках, близких к резонансной частоте антенны.

На рис. 2 показана зависимость $\frac{I_2 R_n' - I_1 R_n'}{I_1 - I_2}$ от частоты для реальной дипольной антенны, рассчитанной на частоту 400 Мгц. Как видно из рисунка, на резонансной частоте сопротивление излучения диполя толщиной 0,8 мм равно 67 ом, что хорошо сходится с данными расчета, приведенными в работе [1].

Предлагаемый способ определения сопротивления излучения реальной антенны позволит повысить точность аттестации измерительных антенн, что приведет к повышению точности измерения напряженности поля.

Литература

1. Шелкунов С. и Фрисс Г. Антенны. М., «Советское радио», 1955.
2. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., Связьиздат, 1957.
3. Бузинов В. С. «Измерительная техника», 1961, № 12.
4. Валитов Р. А., Сретенский В. Н. Радиовзмерения на сверхвысоких частотах. М., Воениздат, 1958.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

АТТЕСТАЦИЯ ОБРАЗЦОВОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МОЩНОСТИ ДЛЯ ДИАПАЗОНА 150—1800 Мгц

Описывается определение эффективной поверхности логарифмических антенн методом двух антенн; подробно рассматриваются погрешности метода.

В настоящее время промышленность выпускает измерители плотности потока с в.ч. мощности типа ПО-1, работающие в диапазоне 150—16 600 Мгц и имеющие допустимую погрешность 30%. Приборы состоят из набора измерительных антенн, калиброванных по эффективной площади, набора термисторных головок и термисторного моста типа М4—2.

Для калибровки и поверки приборов ПО-1 во ВНИИФТРИ разработан и выпущен комплект специального оборудования, в состав которого входят:

образцовый измеритель плотности потока мощности типа АЛТ-1, работающий в диапазоне 150—300 Мгц;

образцовый измеритель плотности потока мощности типа АЛТ-2, работающий в диапазоне 300—1800 Мгц;

образцовый измеритель плотности потока мощности с рупорными антеннами, работающий в диапазоне 1800—16 600 Мгц.

Рассмотрим лишь аттестацию приборов АЛТ-1 и АЛТ-2, работающих в диапазоне применения логарифмических антенн П6—21 и П6—22.

Приборы АЛТ-1 и АЛТ-2 аттестуют методом замещения по исходному измерителю плотности потока мощности, который составляется: из логарифмических антенн АЛ-1 (диапазон 150—300 Мгц) и АЛ-2 (диапазон 300—1800 Мгц), близких по габаритам и электрическим параметрам к антеннам П6—21 и П6—22; образцовых термисторных головок ТГК-1, ТГК-2 и ТГК-3; образцового термисторного моста типа М4—1; аттенюаторов Д2—8 и СН-1 и вспомогательной аппаратуры.

Рассмотрим условия и погрешности аттестации исходного измерителя плотности потока мощности.

Определение эффективной поверхности антенн АЛ-1 и АЛ-2. Для такого определения применен метод двух антенн [1, 2]. Блок-схема установки для определения представлена на рис. 1.

На основании принципа взаимности для антенн, близких по своим параметрам, справедливо соотношение:

$$\sqrt{S_1 S_2} = \lambda L \sqrt{\frac{P_2}{P_1}}, \quad (1)$$

где S_1 — эффективная поверхность передающей антенны 12 с аттенуатором 11 типа Д2-8, м^2 ;
 S_2 — эффективная поверхность приемной антенны 13 с аттенуатором 14 типа Д2-8, м^2 ;
 λ — длина волны, м ;
 L — расстояние между действующими вибраторами антенны, м ;
 P_1 — мощность в передающей антенне, вт ;
 P_2 — мощность в приемной антенне, вт .

По измеренным P_1 , P_2 , λ и L рассчитываем

$$\sqrt{S_1 S_2} = A. \quad (2)$$

S_1 и S_2 определяется следующим способом.



Рис. 1. Блок-схема для определения эффективной поверхности антенны:

1 — вольтметр; 2 — генератор с. в. ч.; 3 — стабилизатор СМЭ; 4 — переключатель; 5 — нагрузка 75 ом; 6 — 11 и 14 — аттенуаторы Д2-8; 7 — прибор МЭ2; 8 — датчик; 9 — аттенуатор 5-10 дБ; 10 — тройник; 12-13 — антенны АЛ-1 или АЛ-2; 15 — термисторные головки ТКК-1; ТКК-2 и ТКК-3; 16 — термисторный мост М4-1.

С помощью вспомогательной антенны П6-21 или П6-22 излучается стабильное поле, которое измеряют поочередно аттестуемыми антеннами эффективной поверхностью S_1 и S_2 . Находим отношение

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{P''}{P'} = B, \quad (3)$$

где P' и P'' — мощность, измеренная на выходе антенны эффективной поверхностью S_1 и S_2 соответственно.

Из формул (2) и (3) находим

$$S_1 = \frac{A}{\sqrt{B}}, \quad (4)$$

$$S_2 = A\sqrt{B}. \quad (5)$$

При использовании метода двух антенн следует учитывать, что расстояние между ними, с одной стороны, должно быть не менее определенной величины [2], с другой стороны, не должно быть слишком велико, иначе возникает погрешность, вызываемая отражением от земли. Легко видеть, что максимальное расстояние между антеннами пропорционально их высоте подъема над землей. Кроме того, следует иметь в виду, что увеличение расстояния требует увеличения мощности источника.

Нами были экспериментально установлены минимальные расстояния между антеннами. Эксперимент заключался в том, что методом двух антенн определяли эффективную поверхность данной пары антенн, расположенных на расстояниях от весьма малых l до такого значения l , при котором эффективная поверхность с изменением расстояния не менялась.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные для антенн АЛ-1, снятые на частоте 150 Мгц. Для удобства на графике дано относительное изменение эффективной поверхности антенн в связи с расстоянием между ними L , выраженным в длинах волн. Аналогичные результаты получены и для антенн АЛ-2.

Из этих данных следует, что метод двух антенн для данного их типа можно применять при минимальном расстоянии между ними, равном $1,5\lambda$. При эксперименте антенны были подняты над землей на высоту, при которой влиянием земли можно было пренебречь.

Под расстоянием между антеннами L подразумевается расстояние между работающими вибраторами антенн. Так как угол раствора антенн АЛ-1 и АЛ-2 равен 90° , то $L = l + \frac{\lambda}{2}$, где l — расстояние между антеннами (см. рис. 1).

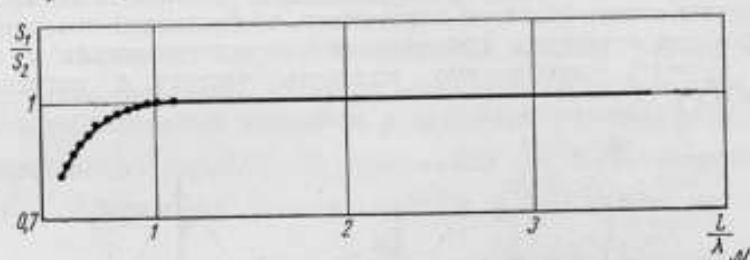


Рис. 2. Зависимость измеренной эффективной поверхности антенн АЛ-1 от расстояния между ними.

Прежде чем аттестовать антенны, было исследовано влияние земли, в результате чего выбраны минимальные высоты подъема антенн над землей и наиболее выгодная их ориентация.

Из экспериментальных данных, полученных для антенны АЛ-1 на частоте 150 Мгц при подъеме антенн на высоту 3,5 м (рис. 3), следует, что при вертикальном расположении антенн (рис. 4) наблюдается меньшее влияние земли по сравнению с горизонтальным расположением, что согласуется с направленными свойствами антенн.

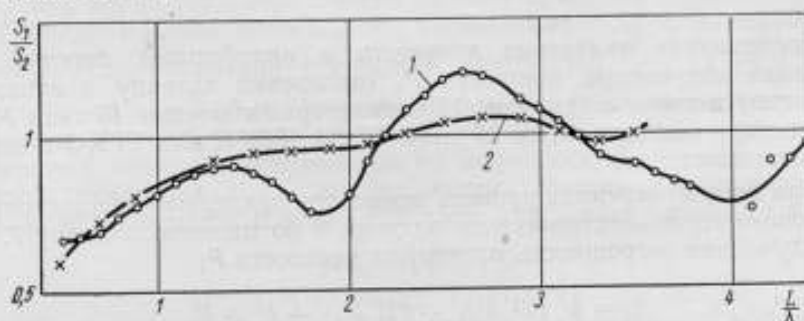


Рис. 3. Влияние земли при расположении антенн:
1 — горизонтальном; 2 — вертикальном.

Влияние земли будет наибольшим при работе на нижней частоте для данной антенны, поэтому высоту подбирали на частоте 150 Мгц и для АЛ-2 — на частоте 300 Мгц. Опытным путем при принятых расстояниях между антеннами было установлено, что для АЛ-1 минимальная высота подъема 5 м, для АЛ-2 — 3 м. При таких подъемах на нижних частотах остается систематическая погрешность порядка 2,5%.

Погрешность аттестации антенн АЛ-1 и АЛ-2. При аттестации антенн возникает систематическая погрешность, вызываемая к.с.в.п. передающей антенны, и случайные погрешности из-за неточного измерения величин, входящих в выражения (1) и (3).

Погрешность измерения расстояния L . Многими измерениями установлено, что расстояние между приподнятыми на высоту 5 м антеннами

измеряется без особых затруднений с погрешностью $\gamma_1 = 0,5\%$. Дальнейшее снижение этой погрешности не целесообразно, так как в общем балансе погрешностей прибора погрешность $0,5\%$ не составляет заметной величины, а трудности при более точном измерении значительно возрастают.

Погрешность измерения длины волны. Эта погрешность определяется точностью примененного волномера и может быть весьма малой. В данных измерениях частоту определяли с погрешностью $0,1\%$. Следует обратить внимание, что в начале частотного диапазона логарифмические антенны имеют большую зависимость эффективной поверхности от частоты, и для измерения эффективной поверхности антенны с погрешностью $\gamma_2 = 1\%$ необходимо измерять частоту с погрешностью не более $0,1\%$.

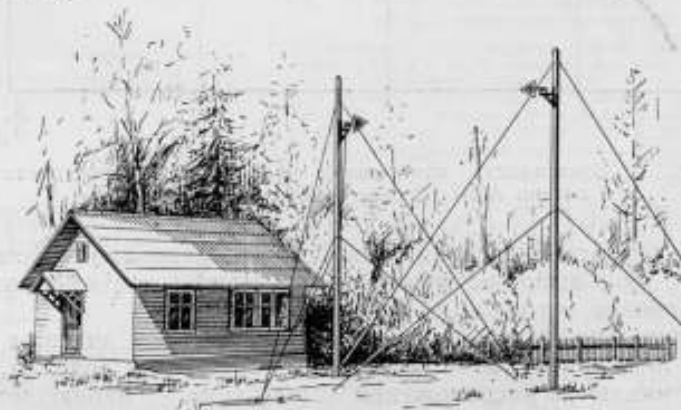


Рис. 4. Расположение антенны при их аттестации.

Погрешность измерения мощности в передающей антенне. Для измерения излучаемой мощности P_1 отключают антенну и измерение выполняют в точке a (см. рис. 1) термисторным мостом 16 типа М4—1 с термисторными головками 15 типа ТГК-1, ТГК-2 или ТГК-3 в зависимости от диапазона.

При всех измерениях уровень мощности поддерживают постоянным с помощью термоэлектрического датчика 8 по милливольтметру 7.

Случайная погрешность измерения мощности P_1

$$\gamma_3 = \sqrt{(2\Gamma_1\Gamma_2)^2 + (2\Gamma_2\Gamma_3)^2 + \delta_m^2 + \delta_1^2}, \quad (6)$$

где Γ_1 — коэффициент отражения термисторной головки, равный $0,1$;
 Γ_2 — коэффициент отражения в точке a при к.с.в. в сторону генератора, равном $1,6$ (генератор 2 с к.с.в. ≤ 4 подключен через аттенюатор 6 типа Д2—8 с к.с.в.н. $1,5$); равен $0,23$;
 Γ_3 — коэффициент отражения передающей антенны, равный $0,2$;
 δ_m — допустимая относительная погрешность показаний термисторного моста при пятикратном измерении; не превышает $1,4\%$;
 δ_1 — погрешность, вызываемая коаксиальными разъемами в тракте; на основании опыта принимается $\pm 1\%$.

Погрешность определения к. п. д. головок не учитывается, так как в нашем случае измеряется отношение мощностей в приемной и передающей антеннах при одной и той же термисторной головке. Подставив допустимые значения погрешностей, входящих в формулу (6), получим предельную погрешность $\gamma_3 = 10,5\%$ измерения мощности P_1 в передающей антенне.

Если измеряемая мощность превышает наибольший предел измерения М4—1, то, применив аттенуатор типа СН-1 с к. с. в. н. 1,5, предварительно откалиброванный с погрешностью $\pm 2\%$, получим погрешность измерения излучаемой мощности $\pm 14\%$.

Погрешность измерения мощности в приемной антенне. Мощность P_2 , принимаемую антенной, измеряют в точке б (см. рис. 1) термисторным мостом М4—1. Случайная погрешность измерения

$$\gamma_4 = \sqrt{(2\Gamma_1\Gamma_4)^2 + \delta_m^2 + \delta_1^2}, \quad (7)$$

где Γ_4 — коэффициент отражения приемной антенны, равный 0,2.

Подставив допустимые значения погрешностей, получим предельную погрешность измерения мощности в приемной антенне, равную 4,5%.

Погрешность определения отношения $\frac{S_2}{S_1}$. В соответствии с формулой (3) „разбраковка“ антенн сводится к измерению мощности P' и P'' .

Так как принимаемые P' и P'' в соответствии с формулой (7) измеряются с погрешностью 4,5%, то их отношение будет определено с погрешностью $\gamma_5 = 6,2\%$.

Таким образом, погрешность определения эффективных поверхностей антенн АЛ-1 и АЛ-2 по методу двух антенн в соответствии с формулами (1), (3), (4) и (5)

$$\gamma_s = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \frac{1}{4}(\gamma_3^2 + \gamma_4^2 + \gamma_5^2)}. \quad (8)$$

Подставив предельные значения погрешностей, получим погрешность аттестаций антенн АЛ-1 и АЛ-2, равную 6,6% и 8%, если для измерения мощности в передающей антенне применен аттенуатор СН-1.

Систематическая погрешность, вызываемая к. с. в. н. передающей антенны. При измерении отношения мощностей $\frac{P_2}{P_1}$ с одной и той же термисторной головкой систематическую погрешность, вызываемую отражением от головки, можно не учитывать. Однако при переключении мощности с термисторной головки на передающую антенну с коэффициентом отражения Γ_3 возникает систематическая погрешность из-за отражений от антенны. В этом случае мощность, поступающая в антенну,

$$P = P_1(1 - \Gamma_3^2),$$

что вызывает систематическую погрешность в определении эффективной поверхности антенн, равную $\frac{1}{2}\Gamma_3^2$. Эта погрешность рассчитывается и, следовательно, может быть исключена.

Погрешность образцового измерителя плотности потока мощности с антеннами АЛ-1 и АЛ-2. Образцовый измеритель плотности потока мощности, состоящий из образцовых антенн АЛ-1 и АЛ-2, откалиброванных методом двух антенн, и термисторного моста М4—1 с термисторными головками типа ТГК-1, ТГК-2 и ТГК-3, будет иметь случайную погрешность

$$\delta = \sqrt{\gamma_s^2 + (2\Gamma_1\Gamma_4)^2 + \delta_m^2 + \delta_1^2}. \quad (9)$$

Подставив предельные значения погрешностей, получим погрешность образцового измерителя плотности потока с. в. ч. мощности, равную 8%, а в случае применения для измерения мощности в передающей антенне аттенуатора СН-1 — равную 9%.

Погрешность аттестации приборов АЛТ-1 и АЛТ-2. Как указывалось выше, для калибровки и поверки приборов ПО-1 в диапазоне применения логарифмических антенн П6—21 и П6—22 применяют образцовые измерители плотности потока с. в. ч. мощности типа АЛТ-1 и АЛТ-2, которые аттестуют в свободном пространстве методом замещения по образцовому измерителю плотности потока мощности с антеннами АЛ-1 и АЛ-2 (по блок-схеме рис. 1).

Благодаря применению на выходе симметричной логарифмической антенны в качестве индикатора мощности термопреобразователей типа ТВБ, воспроизводимость показаний приборов АЛТ-1 и АЛТ-2 при измерении одного и того же электромагнитного поля не хуже $\delta_2 = 1\%$.

Как установлено экспериментально, погрешность, возникающая при методе замещения из-за неточности установки антенн в одну и ту же точку электромагнитного поля, не превышает $\delta_3 = 1,5\%$.

Таким образом, аттестация приборов АЛТ-1 и АЛТ-2 описанным способом может быть выполнена с погрешностью 9% или в случае применения аттенюатора СН-1 — не более 10%.

Литература

1. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., Связьиздат, 1957.
2. Левин М. М. и Краснописцева И. П. Установка для точного измерения эффективной площади рупорных антенн методом двух антенн в трехсантиметровом диапазоне волн. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 70(130). М., Стандартгиз, 1963.

Статья поступила в августе 1964 г.

ПОВЕРКА АНТЕНН П6—21 и П6—22 В ПОМЕЩЕНИИ

Приводятся результаты сличения эффективных поверхностей антенн П6—21 и П6—22 при измерении в свободном пространстве с данными, полученными в помещении.

Измерители плотности потока мощности ПО-1 в диапазоне 150—1800 Мгц имеют плоские логарифмические антенны типа П6—21 и П6—22. Для антенн этого типа нет достаточно строгого метода расчета эффективной поверхности, поэтому при их калибровке ее определяют методом замещения по образцовым измерителям плотности потока мощности типа АЛТ-1 и АЛТ-2, аттестованным в свободном пространстве.

Калибровку антенн и поверку приборов ПО-1 в целом также желательно (с точки зрения точности) выполнять в свободном пространстве, но это сопряжено с необходимостью создания специальных полигонов или безэховых камер.

Из-за этого целесообразно выяснить, возможно ли калибровать и поверять антенны П6—21 и П6—22 и приборы ПО-1 в помещении. В связи с этим воспользуемся тем, что при методе замещения, при достаточной идентичности образцовой и поверяемой антенн, погрешность, вызванная неоднородностью поля из-за отражений, будет отсутствовать. Неоднородное поле будет одинаково воздействовать как на образцовую, так и на поверяемую антенну, а поскольку образцовая антенна аттестована в свободном пространстве, то и приписанное рабочей антенне значение эффективной поверхности в помещении будет справедливо при измерении данной антенной плотности потока мощности в свободном пространстве.

При разработке образцовых приборов АЛТ-1 и АЛТ-2 была поставлена задача создать антенны с параметрами, близкими к параметрам антенн П6—21 и П6—22. Однако выполнить это условие полностью не представилось возможным.

Чтобы определить погрешность, возникающую при калибровке и поверке приборов ПО-1 в диапазоне 150—1800 Мгц в помещении, были проведены исследования по следующей методике.

Поверяемый прибор ПО-1 с антеннами П6—21 и П6—22 (вместе с аттенуатором Д2—8) был калиброван в свободном пространстве по образцовым измерителям плотности потока мощности типа АЛТ-1 и АЛТ-2, затем тот же прибор был калиброван в помещении. С целью уменьшения погрешности измерений в приборах ПО-1 вместо термисторной головки М5—17 были применены образцовые головки ТГК-1, ТГК-2 и ТГК-3, а вместо термисторного моста М4—2 — образцовый термисторный мост М4—1.

Калибровку проводили методом замещений на установке, собранной по блок-схеме рис. 1, измеряя одно и то же стабильное электро-

магнитное поле прибором ПО-1 и образцовым измерителем плотности потока мощности типа АЛТ-1 и АЛТ-2.

Установка состоит из излучающего устройства, в которое входят: волномер 1, генератор 2, стабилизатор 3, нагрузка 4, переключатель 5, милливольтметр 6, термоэлектрический датчик 7, аттенюатор 8, тройник 9, аттенюатор 10 типа Д2-8 и антенна 11 типа П6-22; исследуемого прибора, состоящего из антенн 12 типа П6-21 или П6-22; образцового измерителя плотности потока мощности, состоящего из образцовых антенн 13 типа АЛТ-1 или АЛТ-2 и милливольтметра 14 типа М82; аттенюатора 15 типа Д2-8, образцовых головок 16 типа ТГК-1, ТГК-2 и ТГК-3, термисторного моста 17 типа М4-1.

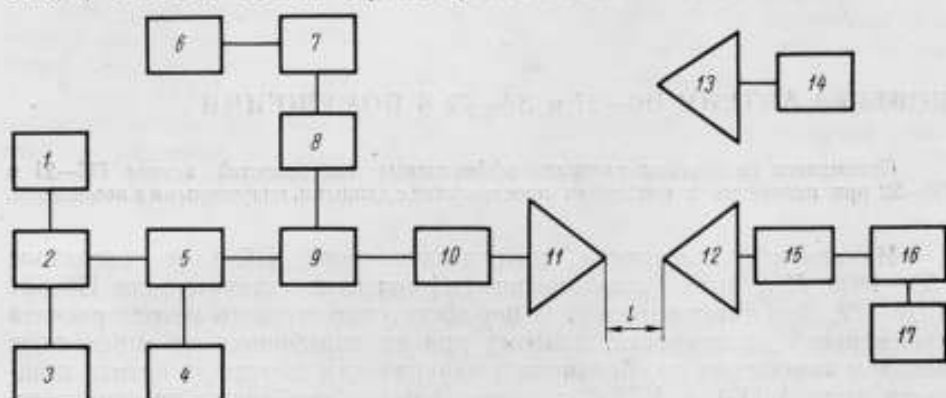


Рис. 1. Блок-схема установки.

Для выявления влияния помещения на результаты калибровки были проведены измерения при различных расстояниях между передающей и приемной антеннами.

В этом случае соотношение между прямой и отраженной волнами будет изменяться, и для данного типа антенн можно найти расстояние l , при котором погрешность из-за отражений не будет превышать допустимого значения. Однако уменьшать расстояние до слишком малого не следует во избежание погрешности, вызванной некоторым различием взаимного сопротивления между антеннами и неточностью установки антенн при их замещении.

Измерения проводили на различных частотах. Было установлено, как и следовало ожидать, что наибольшее влияние помещения наблюдается на низких для данных антенн частотах. Для антенн П6-22 такой частотой является 150 Мгц, для антенн П6-21 — 300 Мгц.

Экспериментальные данные приведены на рисунках в относительных величинах $\frac{S_n}{S_0}$, где S_n и S_0 — эффективная поверхность антенн в помещении и в свободном пространстве соответственно.

Эффективную поверхность в помещении и в свободном пространстве определяли из соотношения:

$$S_n = \frac{P}{w}, \quad (1)$$

где P — мощность, определенная на выходе антенны с помощью термисторного моста;

w — плотность потока мощности в зоне расположения антенн П6-21 и П6-22, измеряемая образцовым прибором АЛТ-1 или АЛТ-2.

Погрешность определения $\frac{S_n}{S_0}$ в соответствии с выражением (1)

$$\delta = \sqrt{2(\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2)}, \quad (2)$$

где δ_1 — погрешность измерения мощности термисторным мостом при пятикратном измерении, равная 1,4%;

δ_2 — погрешность относительных измерений плотности потока мощности прибором АЛТ-1 или АЛТ-2, равная 1%;

δ_3 — погрешность, вызванная неточностью установки антенны в одну и ту же точку электромагнитного поля при их замещении; на основании имеющегося опыта она не превышает 1,5%.

Таким образом, достоверность экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, а и б, установлена с погрешностью не более 3,5%, что вполне достаточно для поставленной задачи.

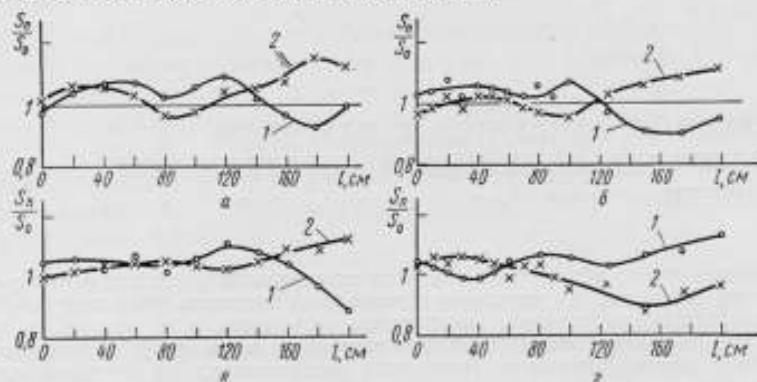


Рис. 2. Погрешность поверки приборов ПО-1, вызванная помещением:

- а — П6—21, $f = 150$ МГц, горизонтальная поляризация;
- б — П6—22, $f = 300$ МГц, горизонтальная поляризация;
- в — П6—21, $f = 150$ МГц, вертикальная поляризация;
- г — П6—22, $f = 300$ МГц, вертикальная поляризация;
- 1 — первая ориентация антенны; 2 — вторая ориентация антенны.

Измерения были проведены в кирпичном помещении с железобетонным перекрытием площадью 5×6 м² и высотой 3,5 м. Помещение было свободно от посторонних металлических предметов, а необходимая для работы измерительная аппаратура находилась от антенны на расстоянии не менее 2 м.

Антенны были установлены в центре комнаты и ориентированы по диагонали помещения.

Измерения проводили при горизонтальной и вертикальной поляризации. На рис. 2, а и б дана погрешность, при расстоянии l и горизонтальной поляризации; на рис. 2, в и г — при вертикальной поляризации. Ввиду того, что антенны П6—21 и П6—22 имеют несимметричные диаграммы направленности, измерения проводили при двух ориентациях антенны (антенна во второй ориентации была повернута на 180° относительно первой ориентации).

Как и следовало ожидать, с увеличением расстояния между антеннами погрешность увеличивается. Если при близких расстояниях она лежит в пределах 5—7%, то при расстояниях свыше 1 м она может достигать 10—15%.

Если же помещение отличается от описанного или в нем имеются металлические предметы, то погрешность может возрасти. Так, при металлизации пола погрешность увеличивается до 10—12% при близких расстояниях и до 25—30% в отдельных точках при расстояниях свыше 1 м.

Таким образом, из экспериментальных данных следует, что калибровку и поверку приборов ПО-1 с антеннами П6—21 и П6—22 можно проводить в помещении лишь с учетом погрешности, вносимой конкретным помещением.

Статья поступила в октябре 1964 г.

**ИМПУЛЬСНЫЙ ГЕНЕРАТОР С РАЗРЯДОМ
КАК ИСТОЧНИК ОБРАЗЦОВОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ
ПЛОТНОСТИ**

Приведен расчет абсолютного значения спектральной плотности в начальном участке спектра. Показано, что начальная спектральная плотность для схемы с разрядной емкостью определяется зарядом, накопленным на емкости, и не зависит от характера разряда. Это положение может быть распространено и на схему с разрядом отрезка коаксиальной линии. Приведены результаты экспериментальной проверки для схемы с разрядной емкостью.

Для импульсной поверки измерителей радиопомех (ИП) часто применяют генераторы импульсов с разрядной емкостью [1, 2, 3]. Наиболее важным требованием к генераторам, используемым для поверки ИП, является достаточно точное воспроизведение спектральной плотности [4]. Однако вопросы точности воспроизведения абсолютного значения спектральной плотности генераторами с разрядной емкостью изучены недостаточно. Это относится и к генераторам с разрядом отрезка коаксиальной линии [5].

На рис. 1 изображена типичная схема генератора импульсов с разрядной емкостью [1]. Емкость C во время паузы заряжается до напряжения источника анодного питания E и после зажигания тиратрона разряжается через тиратрон и сопротивление R . При расчете полагают [1, 6], что на этом сопротивлении создается напряжение

$$U(t) = Ee^{-\frac{t}{RC}}; \tag{1}$$

его спектр $S(\omega) = \frac{ERC}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}$ в начальном участке, где $(\omega RC)^2 \ll 1$, не зависит от частоты:

$$S_{нач} \approx ERC. \tag{2}$$

Как видно из работы [1], при расчете пренебрегают паразитными реактивностями схемы и сопротивлением тиратрона. Между тем эти параметры могут существенно влиять на форму выходного импульса,

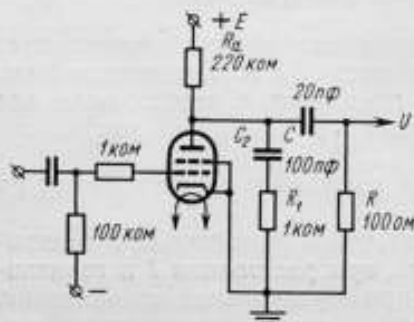


Рис. 1. Генератор коротких импульсов с разрядной емкостью.

так как для получения возможно более широкого плоского участка спектра величину RC стремятся свести к минимуму. Поэтому для реального выходного напряжения выражение [1] неприменимо, и возможность использования соотношения [2] при расчете спектральной плотности нуждается в проверке. В работе [1] показано (для незнакопеременного импульса), что начальная спектральная плотность не зависит от сопротивления тиратрона, поскольку площадь импульса определяется зарядом, накопленным на емкости. Однако остается неясным случай колебательного разряда. Переход же от аperiodического разряда к колебательному вполне возможен из-за наличия паразитной или корректирующей индуктивности.

Из литературы известны неудовлетворительные результаты экспериментальной проверки соотношения (2); так, по Фаулеру [1] расхождение составляет около 30%; в спецификации [7] указывается, что спектр в некоторых случаях может определяться величиной $(E - E_1)RC$ (вместо ERC), где E_1 — «напряжение горения» тиратрона.

В связи с этим желательно уточнить расчет и дополнительно экспериментально проверить спектральную плотность, получаемую с помощью схемы с разрядной емкостью.

Начальная спектральная плотность

Как известно из работы [8], для короткого импульса $U(t)$ спектральная плотность $S = \int_0^{\tau} U(t) e^{-j\omega t} dt$ в начальном участке спектра не зависит от формы импульса; для этого участка $e^{-j\omega t} \approx 1$ (τ — длительность импульса) и

$$S_{нач} \approx \int_0^{\tau} U(t) dt = q,$$

где q — площадь импульса.

Поскольку при переходе к последнему выражению не делается предположения о незнакопеременности импульса, оно справедливо и для знакопеременного импульса, если под q понимать разность между площадью над осью абсцисс и площадью под ней.

Для схемы рис. 1

$$S_{нач} \approx \int_0^{\tau} U(t) dt = R \int_0^{\tau} i_R(t) dt = RQ,$$

где i_R — ток, проходящий через сопротивление R .

Заряд Q , протекающий через сопротивление за время импульса, равен заряду, который теряет за это время емкость C :

$$Q = \int_0^{\tau} C \frac{dU_c(t)}{dt} dt = C \int_E^{U_{c\tau}} dU_c = C(U_{c\tau} - E),$$

где U_c — напряжение на емкости.

Таким образом,

$$S_{нач} \approx (U_{c\tau} - E)RC$$

независимо от характера разряда.

Если емкость полностью разряжается, то

$$S_{нач} \approx ERC$$

(знак — опускаем), т. е. начальная спектральная плотность определяется только зарядом, накопленным на емкости до начала разряда. По этой причине формула (2), полученная для экспоненциального разряда, справедлива и в более общем случае, в чем легко убедиться на конкретных примерах.

Генератор с полным разрядом очень удобен с метрологической точки зрения, так как $S_{\text{нач}}$ определяется в этом случае тремя легко измеряемыми величинами, из которых две (R и C) фиксированы и одна (E) измеряется на постоянном токе. В пределах применимости формулы (2) спектральная плотность может быть измерена с достаточной для проверки ИП точностью. Если погрешность измерения емкости и сопротивления составит около $\pm 3\%$ и погрешность измерения напряжения — около $\pm 2\%$, то общая погрешность измерения $S_{\text{нач}}$ будет $\pm 5\%$. Основным источником дополнительной погрешности может быть неполный заряд или разряд емкости. Эту погрешность следует экспериментально проверять при первоначальном исследовании того или иного варианта схемы или типа тиратрона.

Если нагрузочное сопротивление входит не только в цепь разряда, но и в цепь заряда, как это имеет место в схеме рис. 1, то спектр импульса заряда может вызвать погрешность на низких частотах. Однако для параметров схемы рис. 1 эта погрешность не превысит $0,2\%$ на частотах выше 100 кгц .

Спектральная плотность на граничном участке

Ширину начального участка спектра ограничивает, в первую очередь, продолжительность нарастания тока тиратрона, которое для обычно применяемых тиратронов составляет $5-10 \text{ нсек}$ [9, 10].

Для оценки ширины плоской части спектра необходимо определять спектральную плотность на границе начального участка, однако не представляется возможным сделать это достаточно точно расчетным путем. Целесообразно, определив $S_{\text{нач}}$ по формуле (2), границу начального участка спектра определять экспериментально — обычными относительными измерениями спектральной плотности с помощью приемника с постоянной полосой пропускания или измерением по гармоникам [4]. При первоначальном исследовании схемы или тиратрона второй способ является предпочтительным, так как дает возможность проверить применимость зависимости (2).

Представляет, однако, некоторый интерес приближенный расчет, позволяющий качественно судить о возможностях применяемой иногда коррекции спектра с помощью индуктивности. Рассмотрим разрядную схему, состоящую только из R , C и L .

В этом случае, как известно из работы [11], при $R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ получается аperiодический разряд с напряжением на сопротивлении R ,

$$U(t) = \frac{2\alpha E}{\beta} e^{-\alpha t} \text{sh } \beta t,$$

а при $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ — колебательный,

$$U(t) = \frac{2\alpha E}{\omega_0} e^{-\alpha t} \sin \omega_0 t;$$

в этих выражениях

$$\alpha = \frac{R}{2L}, \quad \beta = \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

Модуль спектральной плотности выходного напряжения независимо от характера разряда

$$S(\omega) = \frac{ERC}{\sqrt{1 + \omega^2(R^2C^2 - 2LC) + \omega^4L^2C^2}}$$

Определяя экстремумы этой функции, находим, что при $R > \sqrt{2} \times \sqrt{\frac{L}{C}}$ имеется один максимум $\omega_1 = 0$; при $R < \sqrt{2} \sqrt{\frac{L}{C}}$ этот максимум превращается в минимум и появляется максимум на частоте $\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}$.

Последовательно увеличивая индуктивность при фиксированных значениях R и C , получаем следующую картину:

$0 < L < \frac{R^2C}{4}$ — аperiodический разряд, максимум спектра на частоте $\omega = 0$;

$\frac{R^2C}{4} < L < \frac{R^2C}{2}$ — колебательный разряд, максимум спектра на частоте $\omega = 0$;

$\frac{R^2C}{2} < L < R^2C$ — колебательный разряд, на частоте $\omega = 0$ минимум спектра, на частоте $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}$ — максимум, смещающийся при увеличении L вправо;

$L > R^2C$ — то же, но максимум спектра при увеличении L смещается влево.

На рис. 2 приведены кривые $\frac{U(t)}{E}$, а на рис. 3 — графики нормированной спектральной плотности

$$\frac{S(\omega)}{ERC} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2 \left(1 - \frac{2L}{R^2C}\right) + (\omega RC)^4 \left(\frac{L}{R^2C}\right)^2}}$$

Как видно из графиков рис. 3, увеличение индуктивности до $L = \frac{1}{2} R^2C$ приводит к значительному расширению плоской части спектра. Допуская появление небольшого максимума (2%), можно расширить плоскую (при неравномерности до 2%) часть спектра примерно в четыре раза по сравнению со спектром некорректированной схемы. В действительности выигрыш будет меньше, так как реальная схема уже частично «корректирована» паразитной индуктивностью. Кроме того, с увеличением частоты подъем вследствие коррекции будет все в большей мере компенсироваться спадом из-за конечного времени нарастания тока в тиратроне.

Корректированный спектр, получаемый с идеализированной схемой L, C, R , достаточно устойчив; как видно из рис. 3, незначительному изменению спектральной плотности при переходе от кривой 3 к кривой 4 соответствует изменение L на 20%. Необходимо, однако, учитывать, что в реальной схеме нестабильность спектра на границе начального участка может быть вызвана не только неустойчивостью коррекции, но и нестабильностью времени нарастания тока тиратрона.

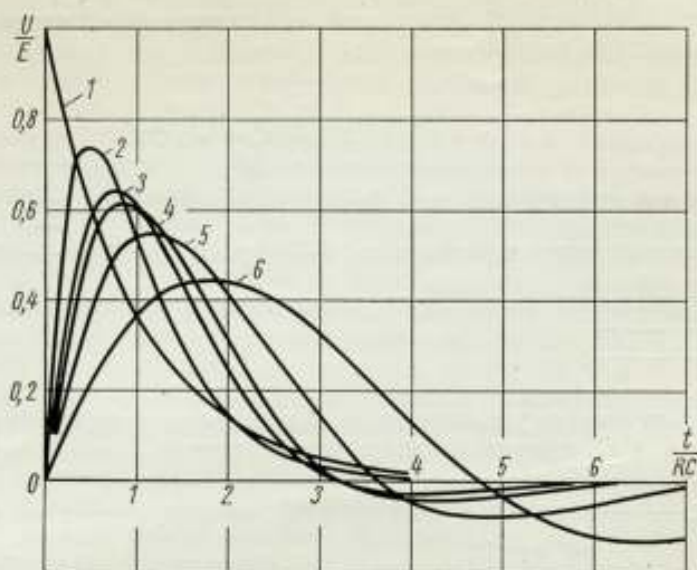


Рис. 2. Изменение формы импульса при увеличении индуктивности:

1 - $L = 0$; 2 - $L = \frac{1}{4} R^2 C$ (критический разряд); 3 - $L = \frac{1}{2} R^2 C$ (появление максимума спектра при $\omega = 0$); 4 - $L = \frac{1}{1,6} R^2 C$ (превышение максимума над начальным участком \mathcal{D}_0); 5 - $L = 2R^2 C$ (наибольшее смещение максимума спектра вправо); 6 - $L = 2R^2 C$.

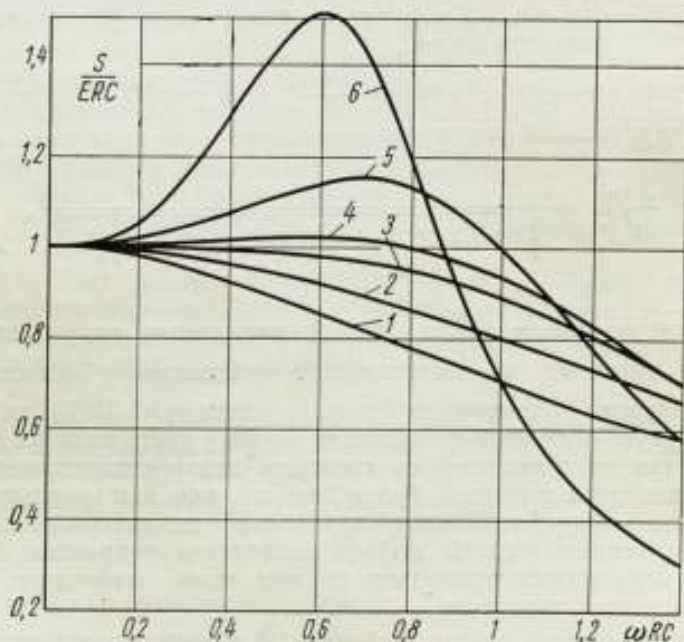


Рис. 3. Изменение спектральной плотности при увеличении индуктивности:

1 - $L = 0$; 2 - $L = \frac{1}{4} R^2 C$ (критический разряд); 3 - $L = \frac{1}{2} R^2 C$ (появление максимума при $\omega = 0$); 4 - $L = \frac{1}{1,6} R^2 C$ (превышение максимума над начальным участком \mathcal{D}_0); 5 - $L = R^2 C$ (наибольшее смещение максимума вправо); 6 - $L = 2R^2 C$.

Случай генератора с разрядом коаксиальной линии

Соотношение (2) справедливо как для схемы с разрядом сосредоточенной емкости, так и для схемы с разрядом отрезка коаксиальной линии, используемой в генераторах сверхкоротких импульсов (например, Г5—21). Действительно, нормализованная спектральная плотность импульса на сопротивлении нагрузки R определяется для такой схемы выражением [5]:

$$\frac{2\pi f_0 \cdot S(\omega)}{E} = \frac{\sin \frac{\pi f}{2f_0}}{\frac{f}{f_0}} \cdot \frac{1 + \Gamma}{\sqrt{1 + \Gamma^2 - 2\Gamma \cos \frac{\pi f}{f_0}}},$$

где f_0 — резонансная частота заряжаемой линии;
 Γ — коэффициент отражения нагрузки;
 E — напряжение заряда.
 Начальная спектральная плотность (при $f \rightarrow 0$)

$$S_{\text{нач}} = \frac{E}{4f_0} \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}. \quad (3)$$

Но это выражение сводится к формуле (2) путем подстановки $\frac{1}{f_0} = 4l\sqrt{L_1 C_1}$; $\Gamma = \frac{R - W}{R + W}$; $W = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$; $lC_1 = C$ (l — длина линии; L_1 и C_1 — индуктивность и емкость на единицу длины; W — волновое сопротивление; C — емкость заряжаемого отрезка линии).

Формула (2) более удобна, чем (3), для косвенного измерения спектральной плотности, так как требует измерения лишь емкости отрезка кабеля, сопротивления нагрузки при постоянном токе и постоянного зарядного напряжения. При расчете по этим параметрам начальная спектральная плотность от коэффициента отражения и, следовательно, от характера разряда не зависит. В случае оптимального, с точки зрения ширины спектра, коэффициента отражения ($\Gamma \approx -0,2$) получается знакопеременный выходной сигнал, как и при коррекции индуктивностью в схеме с разрядом сосредоточенной емкости.

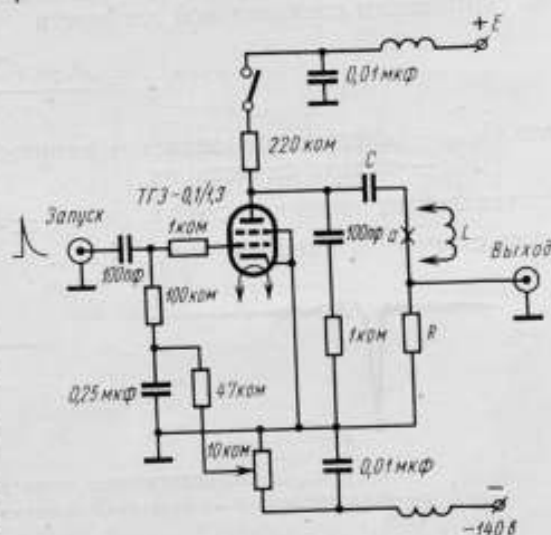


Рис. 4. Схема макета генератора коротких импульсов с разрядной емкостью.

Экспериментальная проверка схемы с разрядной емкостью

Генератор с разрядной емкостью исследовали на макете, построенном по схеме рис. 4, взятой из работы [1]. Чтобы свести паразитные параметры схемы к минимуму, монтаж макета сделан настолько компактно, насколько это было возможно. Пусковые импульсы подаются с частотой следования, задаваемой генератором ЗГ-10.

Выходные импульсы просматривали на осциллографе ИО-4 при подаче их непосредственно на пластины.

Для того чтобы проверить, насколько начальная спектральная плотность выходного импульса соответствует расчетной и не меняется ли она при переходе разряда в колебательный, спектральную плотность измеряли по гармоникам, как это описано в работе [12]. Полоса фильтра, которым выделялись гармоники, составляла 3 кГц на уровне 0,3 и 4 кГц на уровне 0,1.

Напряжение источника питания E было определено с погрешностью $\pm 2\%$, сопротивление R — с погрешностью $\pm 5\%$ и емкость C — с погрешностью $\pm 2\%$. Таким образом, расчетная спектральная плотность

$$\Phi = 2S = 2ERC$$

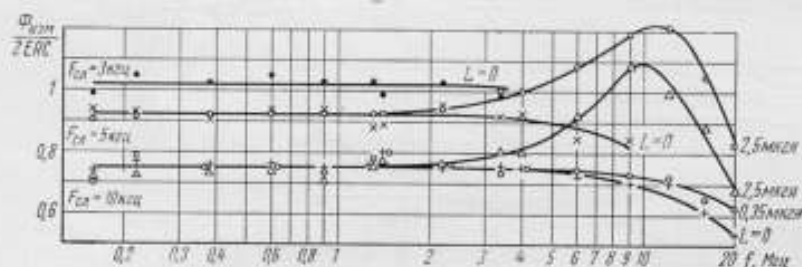


Рис. 5. Результаты измерения спектральной плотности импульсов на выходе схемы с разрядной емкостью.

определялась с погрешностью $\pm 6\%$. Поскольку погрешность измеренной по гармоникам спектральной плотности

$$\Phi_{изм} = \frac{A_{эфф} \sqrt{2}}{F_{сд}}$$

где $A_{эфф}$ — эффективное значение напряжения гармоники;
 $F_{сд}$ — частота следования,

составляет на низких частотах около $\pm 6\%$, отношение $\frac{\Phi_{изм}}{2ERC}$ измеряли с погрешностью не более $\pm 8\%$.



Рис. 6. Осциллограммы короткого импульса:
а — без коррекции; *б* — с коррекцией включением индуктивности 2,5 мкГн.

На рис. 5 приведены результаты измерений для схемы со следующими параметрами: $R=42 \text{ ом}$, $C=47 \text{ пф}$, $E=300 \text{ в}$ (осциллограмма импульса дана на рис. 6, *а*); кроме того, для получения колебательного разряда в разрыв цепи в точке *а* (см. рис. 4) включали катушки индуктивностью $L=2,5 \text{ мкГн}$ (осциллограмма дана на рис. 6, *б*) и $L=0,35 \text{ мкГн}$. Из кривых рис. 5 видно, что включение индуктивности не влияет на начальную спектральную плотность даже в том случае, когда разряд переходит в колебательный (при $L=2,5 \text{ мкГн}$); включение небольшой индуктивности ($L=0,35 \text{ мкГн}$) увеличивает ширину плоской части спектра; на частоте следования 3 кГц измеренная спектральная плотность хорошо совпадает с расчетной; дальнейшее повышение частоты следования ведет к уменьшению спектральной плотности по сравнению с расчетной.

Зависимость начальной спектральной плотности от частоты следования приведена на рис. 7. Кривая 1 получена по результатам тех же измерений; кривая 2 и крестик — по результатам измерений, проведенных в другое время (ход кривой на частотах ниже 3 кГц проверяли по отклику УПЧ измерителя помех). Отклонение спектральной плотности от расчетной не объясняется особенностями схемы (постоянной времени заряда емкости C , например). Непостоянство этого отклонения во времени заставляет отнести его за счет изменения сопротивления закрытого тиратрона на высоких частотах следования. Таким образом, при использовании тиратрона ТГЗ-0,1/1,3 схема не обеспечивает точного воспроизведения спектральной плотности, начиная с частоты следования порядка 3 кГц.

В одном из проектов спецификации СИСПР на ИП [8] указывается, что „эквивалентный импульс“ для генератора с разрядной емкостью определяется выражением $(E - E_1)RC$, где E_1 — параметр, зависящий от E и f и определяемый экспериментально. Для проверки наличия зависимости спектральной плотности от напряжения E нами были проведены дополнительные измерения на частоте следования 3 кГц при изменении напряжения от 250 до 400 в. При каждом значении E измерения проводили в шести точках по частоте — от 0,17 до 1,3 МГц. Результаты измерения, приведенные в таблице, показывают, что формула (2) справедлива при различных напряжениях E и введение поправки E_1 для исследованной схемы излишне.

| Амплитуда напряжения E , в | Отношение среднего измеренного значения спектральной плотности к расчетному $\Phi_{\text{изм}} / \Phi_{\text{расч}}$ | Наибольшее отклонение от среднего значения, % |
|------------------------------|--|---|
| 250 | 1,028 | -5; +2 |
| 300 | 1,020 | -4; +1,8 |
| 350 | 1,017 | -1,8; +3 |
| 400 | 1,012 | -2; +1,4 |

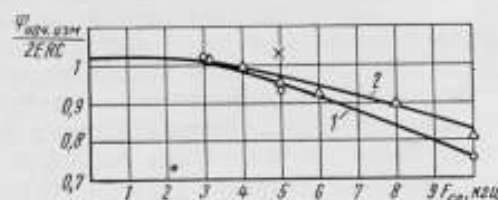


Рис. 7. Зависимость начальной спектральной плотности от частоты следования.

Выводы:

1. В схеме с разрядом емкости, в том числе емкости кабеля, характер разряда и, в частности, переход от апериодического разряда к колебательному (знакопеременному) не влияет на начальную спектральную плотность выходного импульса.

2. При полном разряде емкости начальная спектральная плотность определяется только зарядом EC , накопленным на емкости, и выходным сопротивлением R по постоянному току.

3. Стабильность C и R и возможность легкого измерения напряжения E позволяют определять начальную спектральную плотность с точностью, достаточной для поверки ИП или испытания других приемных устройств.

4. В схеме с сосредоточенной разрядной емкостью введением в схему индуктивности может быть получена достаточно устойчивая (при стабильной работе тиратрона) коррекция, позволяющая заметно расширить плоскую часть спектра.

Литература

1. Fowler C. S. Narrow-pulse Generator for Calibrating Noise-Measuring Sets. «Wireless Eng.», 1950, v. 27, № 325—6, oct.—nov.
2. CISPR, RI (United Kingdom) 211. A Pulse Generator for Checking the Performance of Interference Measuring Sets in the frequency range 150 kc/s—30 Mc/s. May, 1950.
3. CISPR, RI (United Kingdom) 214. A Modified Generator for Single and Repetitive Impulses. May, 1950.
4. Переверзев Л. А. Об импульсной поверке измерителей радиопомех. «Измерительная техника», 1961, № 1.
5. Vogelman J. H. An Impulse Generator for Receiver Performance Measurement. «Convention Record of the IRE», 1954, p. 5.
6. Фастовский И. А., Фурманов И. М. Поиск промышленных радиопомех и их исследование. Л., Судпромгиз, 1959.
7. CISPR (SC/B) 301. Draft Specification for CISPR Radio Interference Measuring Apparatus for the frequency range 0,15 Mc/s to 25 Mc/s. October, 1955.
8. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., ГИТТЛ, 1957.
9. Глебович Г. В., Моругин Л. А. Формирование импульсов наносекундной длительности. М., «Советское радио», 1958.
10. Птицын К. Н., Грязнов М. И. Некоторые вопросы генерирования коротких импульсов в схеме с тиратроном. «Труды Горьковского политехнического института им. Жданова», т. 13, вып. 1, 1957.
11. Конторович М. И. Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях. М., ГИТТЛ, 1953.
12. Переверзев Л. А. Импульсный генератор для проверки измерителей помех в диапазоне до 20 Мгц. «Труды ВНИИФТРИ», вып. 44(104). М., Стандартгиз, 1960.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ВИЗИРНОЙ ТОЧКИ В ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

Описывается схема формирования электронной визирной точки при использовании однолучевой трубки.

Во многих случаях измерение параметров импульсных напряжений сводится к сравнению амплитуды с постоянным напряжением или длительности импульсов с калиброванной задержкой методом смещения изображения импульса на экране электронно-лучевой трубки на видимый размер измеряемого параметра. В этих случаях возникает необходимость зафиксировать на экране трубки точку, относительно которой происходит перемещение. Для этого удобно использовать электронную визирную точку. Обычно ее получают с помощью второго луча двухлучевой трубки. Однако не всегда имеется возможность подобрать двухлучевую электронную трубку с нужными характеристиками. Например, для измерения параметров наносекундных импульсов имеются только однолучевые трубки.

При использовании однолучевой трубки электронную визирную точку можно получить в промежутке времени между исследуемыми импульсами. Одна из возможных схем создания электронной визирной точки применительно к электронной трубке с бегущей волной (ТБВ) приведена на рис. 1. Работу схемы поясняют временные диаграммы, приведенные на рис. 2.

Схема работает следующим образом. Импульс запуска развертки осциллографа подается на каскад задержки, собранный на лампе L_1 (6Н15П), работающий как ждущий мультивибратор. Задержка выбрана такой, чтобы перекрыть время самой длительной развертки и время нестационарных процессов после развертки. Импульс с лампы L_1 своим задним фронтом запускает схему формирования импульса подсвета визирной точки и схемы формирования импульсов отклонения визирной точки по вертикали и горизонтали.

Схема формирования импульса подсвета состоит из каскада дополнительной задержки L_2 (6Н15П) и двух каскадов, формирующих импульс подсвета, L_3 (6Н15П) и L_4 (6П15П).

Дополнительный каскад задержки настраивают таким образом, чтобы импульс подсвета во времени совпадал с концом плоской части отклоняющих импульсов (см. рис. 2). В конце плоской части импульса нестационарные процессы затухают, что обеспечивает постоянство напряжений на отклоняющих пластинах за время импульса подсвета, а следовательно, и минимальные размеры визирной точки. Импульс подсвета формируется от заднего фронта импульса дополнительной

задержки на ударном контуре на входе лампы L_3 . Благодаря наличию кристаллического диода все колебания срезаются, кроме первой полу-волны, которая затем усиливается на лампах L_3 и L_4 . Амплитуда импульса подсвета регулируется смещением на управляющей сетке лампы L_4 .

Для удобства использования электронной визирной точки предусматривается возможность смещать визирную точку как по вертикали, так и по горизонтали. Схема формирования отклоняющих импульсов состоит из генератора прямоугольных импульсов L_5 (6Н15П) и усилителей L_6 (6П15П) и L_7 (6П15П) — для вертикального отклонения визирной точки и L_8 (6П13С) — для горизонтального. Генератором прямоугольных импульсов служит мультивибратор. С анодов этого мультивибратора импульсы подаются на усилители. Усилитель вертикально отклоняющих импульсов выдает импульсы тока на отклоняющие катушки.

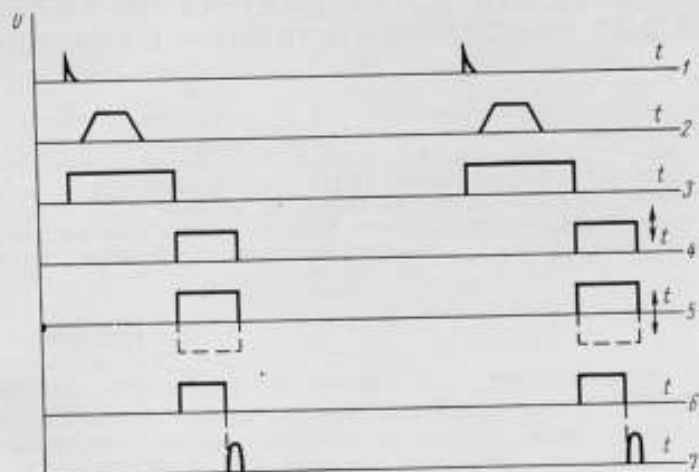


Рис. 2. Временные диаграммы:

1 — импульс запуска; 2 — импульс развертки; 3 — задержка; 4 — импульс горизонтального отклонения; 5 — импульс вертикального отклонения; 6 — задержка импульса подсвета; 7 — импульс подсвета.

Применение специальных отклоняющих катушек в данной схеме вызвано желанием полностью разделить системы вертикальных отклонений сигнала и визирной точки. В этом случае достигается значительно лучшее согласование входного тракта вертикально отклоняющей системы с генератором исследуемых импульсов. Усилитель собран по двухтактной схеме. В цепях управляющих сеток включены потенциометры, с помощью которых изменяется ток в импульсе. В цепи отклоняющих катушек включены сопротивления, напряжения на которых пропорциональны отклонению визирной точки на экране электронно-лучевой трубки. Это позволяет измерять амплитуду исследуемых импульсов с помощью визирной точки, совмещая ее сначала с основанием импульса, а затем с его вершиной. При этом разумеется, что импульсный вольтметр, включаемый между этими сопротивлениями, должен быть градуирован с учетом коэффициента чувствительности вертикально отклоняющих пластин электронно-лучевой трубки.

Усилитель горизонтально отклоняющих импульсов работает в режиме полного запираения лампы L_8 импульсами, идущими от лампы L_5 . Амплитуда импульсов на выходе усилителя определяется смещением, подаваемым на управляющую сетку лампы. Кристаллический диод в цепи управляющей сетки привязывает основание импульса к напряжению смещения, чем достигается независимость положения

визирной точки на экране электронно-лучевой трубки от изменения частоты следования изучаемого сигнала. Нагрузкой усилителя является емкость 200 пф. Эта емкость выбрана с учетом того, чтобы она была много больше емкости горизонтально отклоняющих пластин в целях обеспечения достаточно малого сопротивления для импульсов развертки.

Описываемая схема была опробована в специальном осциллографе СО-2. Опыт работы с ним показывает, что применение электронной визирной точки устраняет погрешность, вызываемую параллаксом, повышает точность отсчета временного интервала, позволяет выполнять измерения при весьма слабом свечении сигнала на экране электронно-лучевой трубки.

Статья поступила в октябре 1964 г.

ОПТИМАЛЬНЫЙ ДИСКРЕТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ НА С. В. Ч.

Рассматривается дискретный метод измерения комплексного коэффициента отражения, основанный на обобщенном уравнении распределения электрического поля в измерительной линии. В методе предусмотрено автоматическое исключение систематических погрешностей измерения и обработка случайных погрешностей по способу наименьших квадратов. Дано описание установки для автоматического снятия распределения электрического поля в измерительной линии в дискретных точках, приведена методика расчета остаточных погрешностей измерения.

Основные положения

Коэффициент отражения в линиях передачи является одним из важнейших радиотехнических параметров. Разработано большое число методов измерений этого коэффициента, созданы необходимые измерительные приборы и установки. Однако неудовлетворительная точность даже образцовых приборов для измерения коэффициентов отражения настоятельно требует создания более совершенных методов.

Источником информации об измеряемом коэффициенте отражения $\bar{\Gamma}$ является распределение электрического поля в линии передачи.

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{j\beta x} [1 + \Gamma e^{j(\varphi - 2\beta x)}], \quad (1)$$

где β — постоянная распространения, когда линия без потерь является действительной величиной,

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_d}. \quad (2)$$

Измерение напряженности электрического поля E неизбежно связано с преобразованием высокочастотного сигнала в напряжение (или ток) низкой частоты. Если характеристика преобразователя

$$u = k|\bar{E}|^n, \quad (3)$$

то исходное уравнение для определения $\bar{\Gamma}$ принимает вид

$$u = kE_0^n |1 + \Gamma e^{j(\varphi - 2\beta x)}|^n. \quad (4)$$

Решить уравнение (4) относительно Γ и φ можно различными способами при условии, что $k = \text{const}$ или во всяком случае k — известная функция x .

Однако любая техническая реализация решения уравнения (4) в силу различных причин как случайного, так и систематического характера, приводит к тому, что в уравнении (4) коэффициент пропорциональности k является случайной функцией x . Это приводит к необходимости принять некоторые допущения относительно $k(x)$, чтобы получить возможность определять Γ и φ . Таким допущением является признание независимости k от x с последующей оценкой возможной погрешности.

При этом условии получены, например, простые решения относительно Γ и простые методы измерения (метод „максимум — минимум“, метод „вилки“). Принятие условия $k = \text{const}$ приводит к значительной погрешности измерения Γ ($\Delta\Gamma \approx 0,005$ для образцовых приборов), уменьшение которой связано с большими технологическими трудностями.

Наиболее точно решить уравнение (4) при наличии случайной функции $k(x)$ можно лишь на основе какого-либо вероятностного критерия. В качестве такого критерия естественно принять минимум суммы квадратов отклонений реальной кривой распределения поля в линии от ее истинного значения. Принятие этого критерия приводит к необходимости определения u_i при множестве дискретных значений x_i с последующим нахождением Γ и φ как некоторых функций u_i и x_i .

Представляя $k(x)$ в виде

$$k(x) = k_0 + \Delta k(x), \quad (5)$$

где k_0 — среднее значение $k(x)$, а

$$\int_0^L \Delta k(x) dx = 0, \quad (6)$$

и определяя u_i через равные промежутки Δx , т. е.

$$\Delta x = x_i - x_{i-1}, \quad (7)$$

получим систему уравнений дискретного метода измерения Γ и φ в виде

$$u_i = k_0 E_n^n |1 + \Gamma e^{j(\varphi - 2\beta x_i)}|^n + \delta_i, \quad (8)$$

где

$$\delta_i = \Delta k(x) E_n^n |1 + \Gamma e^{j(\varphi - 2\beta x_i)}|^n. \quad (9)$$

Поскольку δ_i — случайные величины, то для повышения точности решения количество уравнений (8) должно быть значительно больше количества искомых параметров. В этом случае принятый критерий минимума суммы квадратов отклонений

$$\sum_{i=1}^m \delta_i^2 = \sum_{i=1}^m [u_i - k_0 E_n^n |1 + \Gamma e^{j(\varphi - 2\beta x_i)}|^n]^2 = \min. \quad (10)$$

Уравнение (10) физически означает оптимальную коррекцию исходных данных с целью получения наиболее вероятной кривой распределения поля в измерительной линии и нахождения Γ и φ на основании исправленных данных.

Полный учет и исправление начальных данных при косвенных измерениях позволяют не только оценивать ошибку измерения, но и эффективно уменьшать ее, вплоть до исключения. Такой подход к измерениям имеет несомненные преимущества перед обычно используемыми способами, когда результат измерений определяют на основании неточных данных и затем оценивают ошибку.

Большое влияние на достоверность конечного результата оказывают различные факторы, искажающие используемые физические закономерности. К таким факторам, характеризующим «паразитными» параметрами, относятся краевые эффекты, локальные неоднородности (принципиально неустранимые в приборе), потери энергии в различных частях прибора и т. д. Сюда же можно отнести и априорные предположения о характеристиках используемых преобразователей. Если не учитывать эти параметры, то расчетные формулы оказываются идеализированными, не отражают реальных закономерностей и приводят к систематическим ошибкам при определении результата измерения. Однако необходимо отметить, что включение «паразитных» параметров в расчетные уравнения имеет смысл только в том случае, если сами параметры можно определить каким-либо способом. Это условие предъявляет определенные требования к выбору дискретной переменной величины в уравнении метода измерения. Не останавливаясь на этих требованиях, которые означают выполнение условий независимости уравнений системы, отметим, что дискретизация по длине линии x для рассматриваемого нами метода удовлетворяет этим требованиям. Поэтому получим обобщенные уравнения метода измерения с учетом имеющих место «паразитных» параметров.

Обобщенные уравнения дискретного метода измерения

На рис. 1 приведена блок-схема метода измерения модуля и фазы коэффициента отражения нагрузки по распределению электрического поля в измерительной линии. В отдельный узел (входной четырехполюсник) выделены неоднородности на входе измерительной линии (опорные шайбы, переходы, разрезы, уступы и т. д.), вызывающие дополнительные отражения и искажающие действительный коэффициент отражения нагрузки Γ_n . В качестве сечений, ограничивающих четырехполюсник, выбраны: aa' — входное сечение измерительной линии, определяемое фиксированным короткозамыкателем типа «заглушка», и bb' — сечение, в котором при подключении к aa' фиксированного короткозамыкателя устанавливается первый минимум электрического поля, а все неоднородности, вызывающие отражения, остаются справа от сечения bb' .

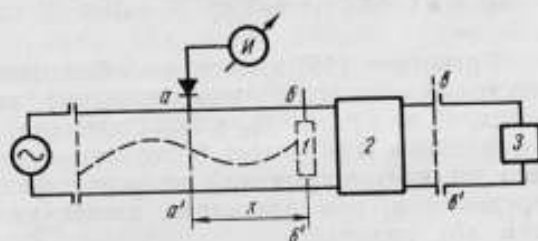


Рис. 1. Блок-схема измерения коэффициента отражения по распределению электрического поля в измерительной линии:
1 — эквивалентная нагрузка; 2 — входной четырехполюсник;
3 — измеряемая нагрузка.

В этом случае bb' является началом отсчета ($x = 0$) и входным сечением эквивалентной нагрузки, комплексный коэффициент отражения которой $\bar{\Gamma}_{вх}$ определяется непосредственно из распределения электрического поля в измерительной линии. Коэффициент отражения нагрузки $\bar{\Gamma}_n$ может быть определен, если известны электрические параметры входного четырехполюсника. Поэтому точное измерение $\bar{\Gamma}_n$ можно разделить на две операции: 1) точное измерение $\bar{\Gamma}_{вх}$ по распределению поля с учетом всех «паразитных» параметров; 2) определение $\bar{\Gamma}_n$ как функции $\bar{\Gamma}_{вх}$ и параметров четырехполюсника, которые должны быть предварительно измерены.

Рассмотрим эти операции в отдельности.

Распределение поля в линии с потерями слева от сечения aa' :

$$\bar{E} = \bar{E}_n e^{\gamma x} (1 + \bar{\Gamma} e^{-2\gamma x}), \quad (11)$$

где

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

а коэффициент отражения в сечении aa'' согласно работе [1]

$$\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_3 + \frac{(1 + \Gamma_3)^2 \Gamma_{\text{вх}} e^{j(\varphi + j2\gamma x)}}{1 - \Gamma_{\text{вх}} \Gamma_3 e^{j(\varphi + j2\gamma x)}}, \quad (12)$$

где $\Gamma_{\text{вх}}$ — модуль коэффициента отражения в сечении bb' ;
 Γ_3 — модуль коэффициента отражения зонда.

Если характеристика детектора удовлетворяет соотношению (3), то показания индикаторного прибора на выходе детектора

$$u = k(x) E_n^n e^{\alpha x n} |1 + \bar{\Gamma} e^{-2\gamma x}|^n. \quad (13)$$

Проводимость зонда при настройке избирательной системы линии в резонанс есть величина практически активная, и фаза коэффициента отражения зонда с достаточной степенью точности равна π [2]. Принимая это во внимание и обозначая модуль $\bar{\Gamma}$ через Γ_i , получим из уравнения (12) с точностью до Γ_3^2 и $(\alpha x)^2$

$$\Gamma_i = \Gamma_{\text{вх}} - 2\alpha x_i - 2\Gamma_3 \Gamma_{\text{вх}} - \Gamma_3 (1 + \Gamma_{\text{вх}}^2) \cos(\varphi_{\text{вх}} - 2\beta x_i). \quad (14)$$

Произведя несложные преобразования уравнения (13) и ограничиваясь членами порядка αx , получим

$$u = k(x) E_n^n \left\{ \left[1 + \Gamma_i^2 e^{-4\alpha x_i} + 2\Gamma_i e^{-2\alpha x_i} \cos(\varphi_{\text{вх}} - 2\beta x_i) \right]^{\frac{n}{2}} + n\alpha x_i \right\}. \quad (15)$$

Уравнение (15) является обобщенным уравнением распределения электрического поля в измерительной линии относительно неизвестных x , α , n , Γ_3 , E_n , $\Gamma_{\text{вх}}$ и $\varphi_{\text{вх}}$. Очевидно, что это уравнение при известной функции $k(x)$ имеет бесконечное множество решений. Сделаем одно из неизвестных (x) непосредственно измеряемой величиной и определим u_i при различных значениях x_i . Воспользовавшись условием (5), получим

$$u_i = A \left\{ \left[1 + \Gamma_i^2 e^{-4\alpha x_i} + 2\Gamma_i e^{-2\alpha x_i} \cos(\varphi_{\text{вх}} - 2\beta x_i) \right]^{\frac{n}{2}} + n\alpha x_i \right\} + \delta_i = f(\alpha, n, \Gamma_3, A, \Gamma_{\text{вх}}, \varphi_{\text{вх}}, x) + \delta_i, \quad (16)$$

где

$$\delta_i = \Delta A \left\{ \left[1 + \Gamma_i^2 e^{-4\alpha x_i} + 2\Gamma_i e^{-2\alpha x_i} \cos(\varphi_{\text{вх}} - 2\beta x_i) \right]^{\frac{n}{2}} + n\alpha x_i \right\}; \quad (17)$$

$$A = k_0 E_n^n; \quad \Delta A = \Delta k(x) E_n^n.$$

Для нахождения вероятнейших значений неизвестных по способу на наименьших квадратов получим основное уравнение в виде

$$\sum_{-1}^m \left\{ u_i - A \left[1 + \Gamma_i^2 e^{-4\alpha x_i} + 2\Gamma_i e^{-2\alpha x_i} \cos(\varphi_{\text{вх}} - 2\beta x_i) \right]^{\frac{n}{2}} + n\alpha x_i \right\}^2 = \min. \quad (18)$$

Уравнение (18) может быть, в принципе, положено в основу определения всех неизвестных параметров. Однако точность определения параметров α , n и Γ_3 при заданной дисперсии δ_i зависит от $\Gamma_{вк}$, причем, чем больше $\Gamma_{вк}$, тем меньше погрешность определения этих параметров. Поэтому процесс измерения $\Gamma_{вк}$ целесообразно разделить на два этапа: 1) определить параметры измерительной линии α , n и Γ_3 , пользуясь дискретно снятым распределением поля при коротком замыкании входного сечения $00'$; 2) определить $\Gamma_{вк}$ и $\varphi_{вк}$, пользуясь дискретно снятым распределением поля при измеряемой нагрузке, когда параметры α , n и Γ_3 известны.

В первом случае коэффициент отражения Γ_{oi} в i -м сечении линии на основании уравнения (14) будет равен

$$\Gamma_{oi} = 1 - 2\alpha x_i - 4\Gamma_3 \sin^2 \beta x_i, \quad (19)$$

а уравнение минимизации примет вид

$$\sum_{i=1}^m \delta_i^2 = \sum_{i=1}^m \left\{ u_i - A \left[(1 + \Gamma_{oi}^2 e^{-4\alpha x_i} - 2\Gamma_{oi} e^{-2\alpha x_i} \cos 2\beta x_i)^{\frac{n}{2}} + n\alpha x_i \right] \right\}^2 = \min. \quad (20)$$

Большое значение с точки зрения эффективности принятого оптимального критерия и погрешности метода в целом имеет характер зависимости δ от x .

Как видно из уравнения (17), $\delta(x)$ определяется функцией $\Delta k(x)$ и функцией распределения поля в линии. Последняя приводит к известному систематическому изменению абсолютного значения δ , т. е. к неодинаковой точности измерения u в отдельных точках и, следовательно, к различным весам p_i измерений u_i . Эту зависимость δ от распределения поля легко учесть и использовать при определении весов p_i и приведении измерений к равноточным. Функция $\Delta k(x)$ есть совокупность случайной функции и функции очень сложного, практически неопределяемого вида. Поскольку способ наименьших квадратов позволяет определить значения неизвестных, которые будут обладать минимальными среднеквадратическими погрешностями и наибольшим весом при условии, что погрешности можно компенсировать, необходимо, чтобы

$$\sum_{i=1}^m \delta_i = 0.$$

Это условие выполняется, если выполняется условие (6) и расстояние L между первой и последней дискретными точками больше $\frac{3\lambda}{2}$.

Найдем вероятностные характеристики ошибок δ при определении параметров измерительной линии. В зависимости от воздействия различных факторов δ может быть суммой следующих частных ошибок:

- δ' — ошибки, обусловленной нестабильностью, смещением и дрейфом нуля индикаторного прибора на выходе детектора;
- δ'' — ошибки, обусловленной изменением амплитуды вследствие непостоянства связи, изменения коэффициента усиления, вариации выхода генератора и т. д.;
- δ''' — ошибки из-за неточности определения x и вариации частоты генератора.

Пусть

$$\delta' = \delta_0 (1 + \xi), \quad (21)$$

где ξ — коэффициент, характеризующий дрейф нуля за время измерения.

Полагая $n = 2$, $\alpha = 0$ и $\Gamma_{0i} = 1$, из уравнений (16) и (17) с точностью до второго порядка малости определяемых погрешностей получим:

$$\delta_i^* = 4\Delta A \sin^2 \beta x_i, \quad (22)$$

$$\delta_i^{**} = 4A\beta \sin 2\beta x_i \Delta x. \quad (23)$$

Найдем дисперсии $D[\delta]$ ошибок δ' , δ'' и δ''' , предполагая что δ_0^* , ΔA и Δx распределены по нормальному закону с соответствующими среднеквадратическими погрешностями $\sigma_{\delta'}$, σ_A и σ_x . На основании известных из работы [3] уравнений получим

$$D[\delta'] = \sigma_1^2 = 0,64(1 + \xi)^2 \cdot \sigma_{\delta'}^2, \quad (24)$$

$$D[\delta''] = \sigma_2^2 = 10,24 \sin^4 \beta x \cdot \sigma_A^2, \quad (25)$$

$$D[\delta'''] = \sigma_3^2 = 10,24 A^2 \beta^2 \sin^2 2\beta x_i \cdot \sigma_x^2. \quad (26)$$

Воспользовавшись теоремой о сложении дисперсий, получим вероятное значение квадрата среднеквадратической погрешности измерения u как функцию координаты x :

$$\sigma_u^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2. \quad (27)$$

За измерение с весом, равным единице, примем измерение в точках $x_i = \frac{n\lambda}{2}$ ($n = 0; 1; 2; \dots$). Тогда вес остальных измерений

$$p_i = \frac{\sigma_u^2|_{x=0}}{\sigma_u^2}. \quad (28)$$

Умножая δ_i в уравнении (20) на соответствующие $\sqrt{p_i}$, приведем неравноточные уравнения к равноточным с погрешностями отдельных измерений

$$\varepsilon_i = \delta_i \sqrt{p_i}. \quad (29)$$

Теперь можно воспользоваться методами решения уравнения (20), применимыми для равноточных измерений.

Поскольку уравнение (20) является трансцендентным, то его решение относительно неизвестных параметров представляет большие математические трудности. Поэтому приведем уравнение (20) к линейному виду. Для этого будем считать (практически это всегда возможно), что первые приближения к неизвестным параметрам известны и требуется лишь найти поправки к ним.

Обозначим $\alpha_0 + \Delta\alpha$ через α , $\Gamma_{30} + \Delta\Gamma_3$ через Γ_3 , $n_0 + \Delta n$ через n , $A_0 + \Delta A$ через A .

Разложим функцию $f(\alpha, \Gamma_3, n, A)$ в ряд Тейлора и ограничимся первыми степенями поправок ввиду их малости. Получим

$$f_i(\alpha, \Gamma_3, n, A) = f_i(\alpha_0, \Gamma_{30}, n_0, A_0) + \left(\frac{\partial f_i}{\partial \alpha}\right)_0 \Delta\alpha + \left(\frac{\partial f_i}{\partial \Gamma_3}\right)_0 \Delta\Gamma_3 + \left(\frac{\partial f_i}{\partial n}\right)_0 \Delta n + \left(\frac{\partial f_i}{\partial A}\right)_0 \Delta A. \quad (30)$$

Обозначим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f_i}{\partial \alpha}\right)_0 \sqrt{p_i} &\text{ через } a_i; & \left(\frac{\partial f_i}{\partial \Gamma_3}\right)_0 \sqrt{p_i} &\text{ через } b_i; \\ \left(\frac{\partial f_i}{\partial n}\right)_0 \sqrt{p_i} &\text{ через } c_i; & \left(\frac{\partial f_i}{\partial A}\right)_0 \sqrt{p_i} &\text{ через } d_i; \\ [f_i(\alpha_0, \Gamma_{30}, n_0, A_0) - u_i] \sqrt{p_i} &\text{ через } t_i. \end{aligned}$$

Систему уравнений поправок можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} a_1 \Delta \alpha + b_1 \Delta \Gamma_3 + c_1 \Delta n + d_1 \Delta A + t_1 &= \varepsilon_1 \\ a_2 \Delta \alpha + b_2 \Delta \Gamma_3 + c_2 \Delta n + d_2 \Delta A + t_2 &= \varepsilon_2 \\ \dots &\dots \\ a_m \Delta \alpha + b_m \Delta \Gamma_3 + c_m \Delta n + d_m \Delta A + t_m &= \varepsilon_m \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Для нахождения вероятнейших поправок наложим условие

$$\sigma = \sum_{i=1}^m \varepsilon_i^2 = \min, \quad (32)$$

которое приводит к следующей системе уравнений

$$\left. \begin{aligned} [aa] \Delta \alpha + [ab] \Delta \Gamma_3 + [ac] \Delta n + [ad] \Delta A + [at] &= 0 \\ [ba] \Delta \alpha + [bb] \Delta \Gamma_3 + [bc] \Delta n + [bd] \Delta A + [bt] &= 0 \\ [ca] \Delta \alpha + [cb] \Delta \Gamma_3 + [cc] \Delta n + [cd] \Delta A + [ct] &= 0 \\ [da] \Delta \alpha + [db] \Delta \Gamma_3 + [dc] \Delta n + [dd] \Delta A + [dt] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

где приняты обозначения Гаусса:

$$\sum a_i^2 = [aa], \quad \sum a_i b_i = [ab], \quad \sum a_i c_i = [ac] \text{ и т. д.} \quad (34)$$

Решать систему линейных уравнений (33) будем методом последовательных исключений (метод Гаусса), поскольку на промежуточном этапе решения можно получить веса неизвестных, необходимые для определения погрешностей дискретного метода измерения.

Последовательными исключениями, начиная с $\Delta \alpha$ в первом уравнении системы (33), получим решение для последнего неизвестного (ΔA)

$$\Delta A = - \frac{[dt \cdot 3]}{[dd \cdot 3]}, \quad (35)$$

где, как и далее, в целях сокращения записи выражения в квадратных скобках составляются по следующему правилу с использованием последовательности символов a, b, c, d и t :

$$[dt \cdot k] = [dt \cdot (k-1)] - \frac{[ct(k-1)][dc(k-1)]}{[cc(k-1)]}. \quad (36)$$

Получив последнее неизвестное и определяя остальные в обратной последовательности, в принятых обозначениях получим

$$\Delta n = - \frac{[cd \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \Delta A - \frac{[ct \cdot 2]}{[cc \cdot 2]}. \quad (37)$$

$$\Delta \Gamma_3 = - \frac{[bc \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \Delta n - \frac{[bd \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \Delta A - \frac{[bt \cdot 1]}{[bb \cdot 1]}. \quad (38)$$

$$\Delta \alpha = - \frac{[ab] \Delta \Gamma_3 + [ac] \Delta n + [ad] \Delta A + [at]}{[aa]}. \quad (39)$$

Найденные таким образом вероятнейшие значения поправок $\Delta \alpha$, $\Delta \Gamma_3$ и Δn при известных первых приближениях α_0 , Γ_{30} и n_0 определяют значения соответствующих параметров измерительной линии.

Определив α , Γ_3 и n , можно решить основную задачу — найти $\Gamma_{\text{вх}}$ и $\varphi_{\text{вх}}$. Для этого снимаем распределение электрического поля в дискретных точках при подключенной нагрузке и, налагая условие (18), определяем $\Gamma_{\text{вх}}$ и $\varphi_{\text{вх}}$ так же, как это было сделано в отношении α , Γ_3 и n . Поэтому, не приводя решения уравнения (18), заметим, что амплитуда сигнала A в этом случае не может быть принята равной амплитуде при коротком замыкании в линии, и уравнение (18) является уравнением с тремя неизвестными ($\Gamma_{\text{вх}}$, $\varphi_{\text{вх}}$ и A).

Дискретный метод измерения с оптимальной обработкой распределения электрического поля и вычисления вероятнейших значений $\Gamma_{\text{вк}}$ и $\varphi_{\text{вк}}$ приводит к минимальным среднеквадратическим погрешностям, что невозможно при нахождении $\Gamma_{\text{вк}}$ и $\varphi_{\text{вк}}$ из данного распределения любым способом, не использующим оптимальных критериев. Это является основным достоинством метода.

Найти параметры нагрузки Γ_n и φ_n при вычисленных $\Gamma_{\text{вк}}$ и $\varphi_{\text{вк}}$ и известных параметрах входного четырехполюсника можно известным способом [1]. Формулы для практического расчета Γ_n и φ_n приведены в следующей статье на стр. 95 и могут быть внесены в программу при автоматизации расчетов с помощью электронных вычислительных машин. Для этого параметры входного четырехполюсника определяют заранее на всех требуемых фиксированных частотах.

Автоматическая установка для измерения комплексного коэффициента отражения дискретным методом

Описанный выше дискретный метод измерения требует выполнения большого числа непосредственных измерений, которые при использовании принятого оптимального вероятностного критерия связаны с чрезвычайно большим объемом вычислений для получения искомого значений измеряемых параметров. Поэтому данный дискретный метод может быть практически эффективен, если процессы измерения и решения автоматизированы.

В этих целях была разработана установка [4], блок-схема которой приведена на рис. 2. Основными узлами установки являются: измерительная линия 2 с автоматическим приводом,

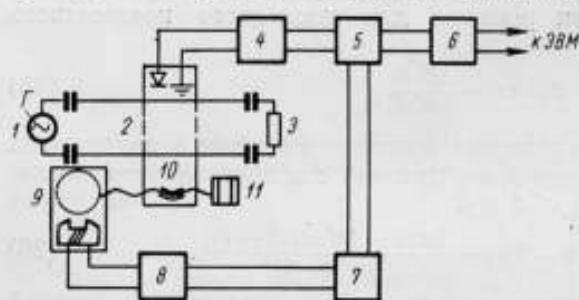


Рис. 2. Блок-схема автоматической установки для измерения комплексного коэффициента отражения дискретным методом.

предварительный усилитель постоянного тока 4, аналого-цифровой преобразователь 5, регистрирующее устройство 6, индуктивный датчик 9, усилитель-формирователь импульсов 8 и блок формирования синхронизирующего импульса 7.

В процессе снятия дискретного распределения поля узлы уста-

новки взаимодействуют следующим образом. Энергия высокой частоты от генератора 1, работающего в режиме непрерывной генерации, поступает в измерительную линию 2. Измерительная линия представляет собой по существу датчик информации об измеряемой величине, входящей как параметр в кривую распределения электрического поля, создаваемого измеряемой нагрузкой 3.

В установке, разработанной в НГИМИП, были использованы двухщелевые измерительные линии с симметричной связью. У таких линий непостоянство связи мало и, главное, функция $\Delta k(x)$ сложнее, что уменьшает остаточные погрешности при обработке.

Каретка измерительной линии перемещается вдоль линии автоматически с помощью реверсивного двигателя постоянного тока 11. Измеряемое напряжение сигнала после детектирования поступает на вход предварительного усилителя постоянного тока 4, где напряжение сигнала усиливается до значения, необходимого для нормальной работы аналого-цифрового преобразователя. В качестве предварительного усилителя использовался усилитель постоянного напряжения, соз-

данный на основе прибора УИПП-2 с максимальным коэффициентом усиления, равным 50000.

Усиленное напряжение поступает на аналого-цифровой преобразователь, который преобразует медленно меняющееся напряжение на его входе в двоичный цифровой код, содержащий информацию о напряжении измеряемого сигнала. В соответствии с требованиями в качестве аналого-цифрового преобразователя был использован электромеханический цифровой вольтметр ЭЦВ-2, являющийся время-импульсным аналого-цифровым преобразователем измеряемого напряжения в пропорциональное ему число импульсов.

В нормальном режиме аналого-цифровой преобразователь закрыт. Прохождение и преобразование сигнала происходит лишь в тот момент, когда поступает синхронизирующий импульс с блока формирования 7.

Основными узлами преобразователя являются входное устройство, блок отсечки интервала, генератор импульсов, счетчик импульсов. Преобразованное в цифровой код на выходе счетчика измеряемое напряжение может быть представлено в любой форме (двоичной, двоично-десятичной, десятичной и т. д.) в зависимости от способа ввода информации в цифровую вычислительную машину.

В установке применена регистрация выходных данных на цифropечатающей машине в десятичной форме. Для этой цели использована цифropечатающая машина типа ЦПМ-4, придаваемая вольтметру ЭЦВ-2. Информация об измеряемом напряжении подается в цифropечатающую машину в двоично-десятичном коде 2—4—2—1 с дешифратора вольтметра ЭЦВ-2. В принципе тип регистрирующего устройства может быть любым, удобным для ввода данных в цифровую вычислительную машину, на которой происходит обработка выходных данных и вычисление неизвестных параметров.

Для автоматического снятия отсчетов через равные части длины измерительной линии используется канал синхронизации отсчетов, действие которого основано на преобразовании линейного перемещения каретки измерительной линии в последовательность импульсов. Ходовой винт, перемещающий каретку измерительной линии 10, вращается с заданной скоростью от мотора 11. На свободном конце ходового винта насажено зубчатое колесо, являющееся ротором индуктивного датчика 9, на выходе которого создается импульс напряжения в тот момент, когда зубья колеса оказываются против зубцов сердечника индуктивной катушки. Шаг ходового винта и число зубьев колеса выбраны с таким расчетом, чтобы каждый импульс напряжения на выходе индуктивного датчика соответствовал допустимому значению погрешности измерения перемещения каретки измерительной линии. Частота следования импульсов определяется числом зубьев и скоростью вращения ходового винта, которая задается условиями быстрого действия аналого-цифрового преобразователя и регистрирующего устройства. Импульсы с выхода индуктивного датчика через усилитель 8 поступают на вход блока формирования синхронизирующих импульсов 7, необходимых для отпирания канала измерения и регистрации через равные отрезки длины измерительной линии. При этом число импульсов, поступающих с индуктивного датчика перемещения, пропорционально расстоянию, пройденному кареткой вдоль измерительной линии.

Блок формирования синхронизирующих импульсов из последовательности импульсов на его входе выделяет каждый n -й для отпирания аналого-цифрового преобразователя. В установке дециметрового диапазона один импульс на выходе индуктивного датчика соответствует 0,05 мм длины линии, а отсчет производится через 1 см, т. е. синхронизирующий импульс — 200-й. В установке сантиметрового диапазона соответственно — 0,01 мм, 4 мм и $n=400$.

Для усиления импульсов, поступающих с выхода индуктивного датчика перемещения, и изменения их длительности до необходимой для нормальной работы блока формирования синхронизирующего импульса (БФСИ) служит усилитель-формирователь импульса, представляющий собой четырехкаскадный усилитель на сопротивлениях с отрицательной обратной связью по току. Применение обратной связи выравнивает частотную характеристику усилителя, повышает стабильность коэффициента усиления и уменьшает уровень внутренних шумов.

Применение описанной установки позволяет автоматизировать процесс снятия дискретной кривой распределения поля в линии без потери точности измерения и эффективнее использовать возможности счетно-решающей техники для обработки измерительной информации.

Погрешности измерения

Погрешности дискретного метода измерений с описанной выше оптимальной обработкой могут быть определены на основании способа наименьших квадратов.

Из работы [5] известно, что среднеквадратическая погрешность определения параметров α , Γ_n , n , A по способу наименьших квадратов определяется соотношениями

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_{or}}{\sqrt{p_\alpha}}; \quad \sigma_{\Gamma_n} = \frac{\sigma_{or}}{\sqrt{p_{\Gamma_n}}}; \quad \sigma_n = \frac{\sigma_{or}}{\sqrt{p_n}}; \quad \sigma_A = \frac{\sigma_{or}}{\sqrt{p_A}}, \quad (40)$$

где σ_{or} — среднеквадратическая погрешность одного уравнения системы (31);

p_α , p_{Γ_n} , p_n и p_A — веса соответствующих параметров, характеризующие степень влияния параметра на результат уравнивания.

Подставляя в уравнения (31) найденные значения $\Delta\alpha$, $\Delta\Gamma_n$, Δn и ΔA , получим ε_μ , при которых выполняется условие (32).

Тогда

$$\sigma_{or} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \varepsilon_{\mu i}^2}{m-r}}, \quad (41)$$

где r — количество неизвестных, по которым производится минимизация; в данном случае $r = 4$.

Веса могут быть определены одновременно с вычислением искомых параметров. Так, для последнего (ΔA) и предпоследнего (Δn) неизвестных

$$p_A = [dd \cdot 3], \quad (42)$$

$$p_n = \frac{[dd \cdot 3][cc \cdot 3]}{[dd \cdot 2]}. \quad (43)$$

Веса Γ_n и α определяются известными из теории способа наименьших квадратов методами, описанными, например, в работе [5].

Погрешность определения $\Gamma_{вх}$ и $\varphi_{вх}$ находят по формулам

$$\sigma_{\Gamma} = \frac{\sigma_{or}}{\sqrt{p_{\Gamma}}}, \quad \sigma_{\varphi} = \frac{\sigma_{or}}{\sqrt{p_{\varphi}}}, \quad (44)$$

где σ_{or} — среднеквадратическая погрешность одного уравнения системы уравнений для нахождения $\Gamma_{вх}$ и $\varphi_{вх}$;

p_{Γ} и p_{φ} — соответствующие веса неизвестных.

Подставив найденные значения $\Gamma_{вх}$ и $\varphi_{вх}$ в систему уравнения, получим ошибки ε_{IV} , которые включают ошибки, вызванные непостоянством связи, и ошибки нахождения параметров α , Γ_3 и λ . По аналогии с формулой (41)

$$\sigma_{ок} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \varepsilon_{IV}^2}{m-3}} \quad (45)$$

Весы p_r и p_φ определяют известными методами.

Исследования, проведенные в НГИМИП, показали, что погрешности σ_r и σ_φ находятся в пределах $(2 \div 5) \cdot 10^{-3}$ и $(3 \div 8) \cdot 10^{-3}$ рад соответственно с точностью (надежностью оценки), примерно равной половине погрешности. Для дальнейшего уменьшения погрешности и особенно увеличения ее надежности большое значение имеет не только уменьшение среднего значения непостоянства связи, но и более полное знание законов распределения частных погрешностей и исключение низкочастотных составляющих из функции $\Delta k(x)$. Полагаем, что непостоянство связи можно свести к пренебрежимо малой величине, если период самой низкочастотной составляющей в спектре функции $\Delta k(x)$ меньше $\frac{\lambda}{8}$. Последнее требование не является жестким для образцовых измерительных линий с симметричной связью.

Литература

1. «Измерения на сверхвысоких частотах». Пер. с англ. под ред. Штейншлейгера В. Б., М., «Советское радио», 1952.
2. Брянский Л. Н. Точное измерение коэффициента стоячей волны напряжения и полных сопротивлений на сантиметровых волнах. М., Стандартгиз, 1963.
3. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М., Физматгиз, 1963.
4. Петров В. П., Швецова В. И., Горбунов Н. В. Устройство для автоматического снятия распределения электромагнитного поля в измерительной линии в дискретных точках. Авт. свид., кл. 21a⁴, 71, МПК G01r, 1964.
5. ЩигOLEV Б. М. Математическая обработка наблюдений. М., Физматгиз, 1960.

Статья поступила в марте 1965 г.

ДИСКРЕТНЫЕ МЕТОДЫ ТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ФАЗЫ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ НА С. В. Ч.

Описаны методы точного измерения фазы коэффициента отражения измерительной линии. Повышение точности достигается сведением к минимуму погрешности, обусловленной непостоянством связи зонда с электрическим полем линии, а также исключением погрешности, обусловленной собственными отражениями в линии. Приведены расчетные формулы методов измерения и дан анализ остаточных погрешностей.

Во всем многообразии методов измерения фазы конечных нагрузок в системах с распределенными постоянными особое место занимает метод измерительной линии. И хотя при этом воспроизводится простая исходная закономерность — зависимость положения стоячей волны от фазы коэффициента отражения нагрузки — измерительная линия, тем не менее, имеет недопустимо большие погрешности, если к.с.в.н. измеряемой нагрузки меньше 2.

Основными источниками погрешности измерения являются отражения от неоднородностей на входе измерительной линии и непостоянство связи зонда с электрическим полем линии.

Первая погрешность определяется главным образом отражениями от соединителей (фланцев и разъемов) и не может быть уменьшена ни с помощью конструктивных мер (использованием нормализованных соединителей), ни применением какого-либо метода измерения. Единственный путь — измерение электрических параметров источника погрешности и введение поправки в конечный результат.

Погрешность из-за непостоянства связи зонда с линией существенно зависит от способа определения положения стоячей волны, т. е. от метода измерения фазы. Характерно, что широко распространенный и единственный используемый метод измерения фазы по смещению минимума стоячей волны относительно «условного минимума» является далеко не лучшим с точки зрения точности измерений.

Найдем погрешность этого метода измерения как функцию непостоянства связи.

Показания индикаторного прибора α при квадратичном детекторе удовлетворяют уравнению

$$\alpha = k [1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\varphi - 2\beta x)]. \quad (1)$$

Поскольку в сечении минимума электрического поля ($x = x_{\min}$) фаза коэффициента отражения нагрузки равна π , то, сравнивая ее с известной фазой короткого замыкания в сечении «условного минимума» ($x = x_0$), определяем фазу нагрузки в последнем сечении

$$\varphi = 2\beta(x_0 - x_{\min}) - \pi. \quad (2)$$

Считая, что x_0 определяется без погрешностей (незначительная систематическая погрешность присуща всем, без исключения, методам измерения фазы), найдем погрешность фазы из-за неточности определения x_{\min} . Из уравнения (1) в сечении x_{\min} имеем

$$\alpha_{\min} + \Delta\alpha = k [1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\pi - 2\beta\Delta x)]. \quad (3)$$

Выполнив несложные преобразования, получим

$$\frac{\Delta\alpha}{2\alpha_{\min}} = \frac{2\Gamma \sin^2 \beta\Delta x}{(1 - \Gamma)^2}. \quad (4)$$

Левая часть уравнения (4) является характеристикой непостоянства связи измерительной линии. Обозначив ее через $\delta u(x_{\min})$ и учитывая, что $\beta\Delta x = \frac{\Delta\varphi}{2}$, получим окончательно

$$\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{(1 - \Gamma)^2 \delta u(x_{\min})}{2\Gamma}. \quad (5)$$

Уравнение (5) определяет погрешность $\Delta\varphi$ измерения фазы при прямом определении положения минимума стоячей волны.

В табл. 1, рассчитанной на основании уравнения (5), приведены значения $\Delta\varphi$ (в градусах) при различных δu и к. с. в. н. нагрузки.

Как видно из таблицы, погрешность измерения фазы даже для образцовых приборов, имеющих непостоянство связи δu , равное 0,01, недопустимо велика.

Погрешность можно уменьшить, если положение минимума стоячей волны определять способом „вилки“. Действительно, дифференцируя уравнение (1) по x в сечении, где

$$\varphi - 2\beta x_{\min} = \pi \pm 2\beta x_{1,2}, \quad (6)$$

при условии, что

$$\operatorname{tg} 2\beta x_{1,2} > 10 \sin \beta\Delta x, \quad (7)$$

с точностью до 0,1 искомой погрешности получим

$$\Delta x_1 = \Delta x_2 = \frac{(1 - \Gamma)^2 \delta u(x_{1,2})}{2\Gamma \sin 2\beta x_{1,2}}. \quad (8)$$

Среднеквадратическая погрешность определения положения минимума

$$\Delta x_{\min} = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2}, \quad (9)$$

а погрешность измерения фазы методом „вилки“ на основании уравнений (8) и (9) равна

$$\Delta\varphi = 2\beta \Delta x_{\min} = \frac{(1 - \Gamma)^2}{\Gamma \sin 2\beta x_{1,2}} \sqrt{\delta u^2(x_1) + \delta u^2(x_2)}. \quad (10)$$

Полагая, что

$$\delta u(x_1) = \delta u(x_2) = \delta u(x), \quad (11)$$

получим окончательно

$$\Delta\varphi = 1,4 \frac{(1 - \Gamma)^2}{\Gamma \sin 2\beta x} \delta u(x). \quad (12)$$

Таблица 1

| К.с.в.н. нагрузки | $\Delta\varphi$ при δu | | |
|----------------------|--------------------------------|------|------|
| | 0,01 | 0,02 | 0,03 |
| 1,2 | 24,7 | 35,2 | 43,1 |
| 1,5 | 14,2 | 20,6 | 24 |
| 2 | 9,4 | 13,2 | 16,2 |
| 3 | 5,7 | 8,1 | 9,9 |
| 10 | 1,4 | 2,2 | 2,6 |

В табл. 2 приведены значения $\Delta\varphi$ (в градусах), рассчитанные на основании уравнения (12) при условии, что $\sin 2\beta x = 1$.

Таблица 2

| К.с.в.н. нагрузки | $\Delta\varphi$ при δu | | |
|----------------------|--------------------------------|------|------|
| | 0,01 | 0,02 | 0,03 |
| 1,2 | 6,3 | 12,6 | 19 |
| 1,5 | 2,7 | 5,4 | 8,1 |
| 2 | 1,2 | 2,4 | 3,6 |
| 3 | 0,4 | 0,8 | 1,2 |

Как видно из таблицы, погрешность измерения фазы при определении положения минимума способом «вилки» значительно меньше, чем при непосредственном, но все же велика.

Недостаток обоих способов заключается в том, что положение стоячей волны определяется по минимальному числу точек (по одной или двум) в координатах x , и поэтому непостоянство связи δu как функции x проявляется максимально, причем многократные измерения

в одних и тех же точках не исключают этой погрешности. Уменьшить влияние непостоянства связи до пренебрежимо малой величины возможно, если определять положение стоячей волны по многим точкам координаты x и получать расчетную формулу для определения фазы, в которой непостоянство связи в различных точках является произвольной комбинацией.

Рассмотрим подробнее эти методы измерения.

Пусть распределение электрического поля в измерительной линии снято в дискретных точках x_i . Тогда для определения неизвестных параметров, характеризующих стоячую волну, получим систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= k [1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\varphi - 2\beta x_1)] + \delta_1 \\ \alpha_2 &= k [1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\varphi - 2\beta x_2)] + \delta_2 \\ &\dots \\ \alpha_m &= k [1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\varphi - 2\beta x_m)] + \delta_m \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где δ — ошибки измерения α , вызывающие отклонение реальной кривой распределения поля от теоретической.

При отсутствии δ_i для определения φ (и двух других неизвестных — Γ и k) достаточно всего три уравнения. Однако наличие неизвестных δ_i делает задачу точного решения системы (13) и нахождения неизвестных параметров невыполнимой. Из приближенных решений необходимо найти такое, которое бы наилучшим образом удовлетворяло данной системе уравнений. Это требование и подразумевает минимальное влияние непостоянства связи на результат измерения. φ , Γ и k наилучшим образом удовлетворяющие системе уравнений (13) могут быть найдены двумя принципиально различными способами.

1. Найдем φ из условия, что сумма квадратов ошибок является наименьшей. Решения относительно Γ и k значительно сложнее, и останавливаться на них не будем.

Указанное условие запишем в виде

$$L = \sum_{i=1}^m [\alpha_i - k [1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\varphi - 2\beta x_i)]]^2 = \min. \quad (14)$$

Это означает, что частные производные L по искомым параметрам равны нулю. Поэтому

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi} = 4\Gamma \sum_{i=1}^m \delta_i \sin(\varphi - 2\beta x_i) = 0. \quad (15)$$

При решении уравнения (15) воспользуемся условием

$$x_m - x_1 = \frac{k\lambda}{2}, \quad (k \text{ целое число}), \quad (16)$$

при котором выполняются тождества

$$\sum_{i=1}^m \sin^p 2\beta x_i = \sum_{i=1}^m \cos^p 2\beta x_i = 0. \quad (17)$$

(p — нечетное число)

Учитывая эти условия, из уравнения (15) получим

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sum_{i=1}^m \alpha_i \sin 2\beta x_i}{\sum_{i=1}^m \alpha_i \cos 2\beta x_i}. \quad (18)$$

Уравнение (18) определяет фазу нагрузки, измеренную дискретным методом, в котором начальные данные (α_i) были скорректированы наложением условия (14).

2. Выберем три любых уравнения системы (13) и решим их относительно φ , отбросив соответствующие δ_j . Это приведет к некоторой ошибке в вычисленном значении φ_1 . Возьмем три других уравнения и аналогично найдем φ_2 . Выбирая последовательно различные комбинации трех уравнений, получим ряд из n значений φ_j , содержащих случайные ошибки, обусловленные отбрасыванием δ_j . Найдем среднее значение ряда φ_j :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \varphi_j, \quad (19)$$

при этом получим минимальные погрешности из-за непостоянства связи.

Опуская решение системы трех уравнений, запишем в окончательном виде относительно φ_j

$$\operatorname{tg} \varphi_j = \frac{b^j (a^j - 1) \sin \tau_0^j \sin \xi_0^j - a^j (b^j - 1) \sin \tau_2^j \sin \xi_2^j}{b^j (a^j - 1) \cos \tau_0^j \sin \xi_0^j - a^j (b^j - 1) \cos \tau_2^j \sin \xi_2^j}, \quad (20)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a^j &= \frac{\alpha_1^j}{\alpha_2^j}; & b^j &= \frac{\alpha_1^j}{\alpha_3^j} \\ \tau_0^j &= \beta(x_1 + x_2); & \xi_2^j &= \beta(x_1 - x_2) \\ \tau_2^j &= \beta(x_1 + x_3); & \xi_0^j &= \beta(x_1 - x_3) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Уравнение (20) может быть значительно упрощено, если выбрать промежуток между дискретными отсчетами x_i и x_{i+1} , равный $\frac{\lambda}{8}$.

Какому из двух дискретных методов следует отдать предпочтение?

С точки зрения минимально достижимых погрешностей, при одних и тех же условиях измерения эти методы примерно одинаковы.

Однако первый метод — минимизации по способу наименьших квадратов — эффективен при условии, если снимается не меньше трех полуволи распределения поля, так как измерения α_i в общем случае неравноточны. Второй метод — трех отсчетов — не связан с этим ограничением, однако определение ряда измерений φ_j по уравнениям (20) более трудоемко, чем по уравнению (18):

Погрешность измерения фазы при этом можно определить практически из ряда измерений φ_j , в то время как погрешность измерения φ первым методом требует сложного теоретического анализа.

При точных измерениях фазы коэффициента отражения, особенно на нагрузках с малым отражением (к. с. в. н. $< 1,3$), можно рекомендовать использование обоих методов одновременно. Измерения в этом случае выполняют следующим образом. Снимают распределение поля на участке линии длиной L через равные промежутки Δx , как показано на рис. 1, причем

$$L = \frac{k\lambda}{2} (k \geq 3), \quad (22)$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{8t} (t - \text{целое число}). \quad (23)$$

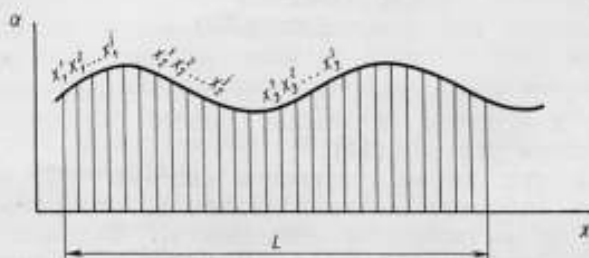


Рис. 1. Последовательность выбора дискретных точек при измерении методом трех отсчетов.

При определении фазы по формуле (18) выбирают m точек (не менее 20) на длине L на одинаковом расстоянии друг от друга. При определении фазы по формулам (20) и (19) выбирают n последовательностей из трех точек, на расстоянии $\frac{\lambda}{8}$, причем расстояние между выбранными точками x_1^j, x_2^j, x_3^j и соответственно $x_1^{j+1}, x_2^{j+1}, x_3^{j+1}$ удовлетворяют условию (23).

Поскольку уравнения как (18), так и (20) получены при условии, что детектор квадратичен, то во избежание погрешности, вызванной неквадратичностью детектора, можно установить образцовые измерители ослабления типа Д1-1, Д1-2 или Д1-3 на выходе зондовой головки измерительной линии. При этом формула (18) имеет вид:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sum_{i=1}^m \frac{1}{\operatorname{antilog} \frac{N_i}{10}} \cdot \sin 2\beta x_i}{\sum_{i=1}^m \frac{1}{\operatorname{antilog} \frac{N_i}{10}} \cdot \cos 2\beta x_i}, \quad (24)$$

а в уравнениях (20) и (21)

$$\begin{aligned} a^j &= \operatorname{antilog} \frac{N_1^j - N_2^j}{10}, \\ b^j &= \operatorname{antilog} \frac{N_1^j - N_3^j}{10}, \end{aligned} \quad (25)$$

где N — затухание, измеряемое по шкале измерителя ослабления, *дб*.

Процесс снятия распределения поля в дискретных точках может быть автоматизирован [1].

Дискретные методы измерения фазы позволяют уменьшить влияние непостоянства связи до пренебрежимо малой величины и решить одну из задач повышения точности измерения фазы коэффициента отражения с. в. ч. нагрузок.

Другим источником больших погрешностей являются, как отмечалось выше, неоднородности на входе измерительной линии. В табл. 3, рассчитанной по формуле (29), приведены значения максимальной погрешности $\Delta\varphi_c$ (в градусах), вызванной отражениями от неоднородностей на входе линии при различных значениях к. с. в. н. нагрузки (K_n) и собственного к. с. в. н. линии (K_c).

Таблица 3

| K_n | $\Delta\varphi_c$ при K_c | | | |
|-------|-----------------------------|------|------|------|
| | 1,01 | 1,02 | 1,04 | 1,06 |
| 2 | 0,9 | 1,7 | 3,5 | 5,2 |
| 1,5 | 1,4 | 2,9 | 5,7 | 8,5 |
| 1,2 | 3,1 | 6,3 | 12,4 | 18,3 |
| 1,1 | 6 | 11,9 | 22,8 | 32,2 |

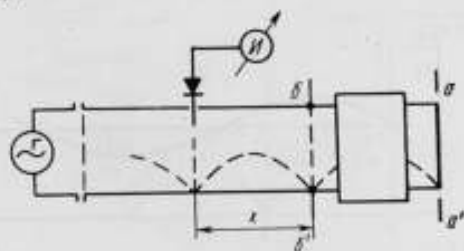


Рис. 2. Выбор граничных сечений входного четырехполюсника.

Из таблицы видно, что погрешность $\Delta\varphi_c$ велика, особенно при измерении малых к. с. в. н. В силу ряда причин эту погрешность нельзя существенно уменьшить, вводя конструктивные изменения. Однако, учитывая ее систематический характер, погрешность можно определить и исключить.

Представим неоднородности на входе измерительной линии в виде входного четырехполюсника без потерь, ограниченного сечениями aa' и bb' (рис. 2). Причем aa' — входное сечение измерительной линии, определяемое фиксированным короткозамыкателем типа „заглушка“; bb' — сечение, в котором при подключении к aa' фиксированного короткозамыкателя устанавливается первый минимум электрического поля, а все неоднородности, вызывающие отражения, остаются справа от сечения bb' . Фаза коэффициента передачи такого четырехполюсника равна 2π , а фазы φ_1 и φ_2 собственных коэффициентов отражения четырехполюсника S_{11} и S_{22} в соответствующих сечениях bb' и aa' связаны соотношением

$$\varphi_1 = -\varphi_2 \pm (2n - 1)\pi, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (26)$$

Для определения фазы коэффициента отражения нагрузки φ_n в сечении aa' , если известна фаза в сечении bb' , воспользуемся уравнением, приведенным в работе [2]:

$$\Gamma e^{j\varphi} = S_{11} e^{j\varphi_1} + \frac{S_{12}^2 e^{j2\varphi} \Gamma_n e^{j\varphi_n}}{1 - \Gamma_n e^{j\varphi_n} S_{22} e^{j\varphi_2}} \quad (27)$$

С учетом соотношения (26) и $S_{11} = S_{22} = \Gamma_c$ (где Γ_c — собственный коэффициент отражения измерительной линии) с точностью до Γ_c^2 получим из уравнения (27)

$$\varphi = \varphi_n + \arctg \frac{\Gamma_c \sin(\varphi_n - \varphi_1)}{\Gamma_n - \Gamma_c \cos(\varphi_n - \varphi_1)} - \Gamma_n \Gamma_c \sin(\varphi_n - \varphi_1). \quad (28)$$

Два последних члена уравнения (28) составляют погрешность измерения $\Delta\varphi_c$, в которую, однако, входят неизвестные значения φ_n и Γ_n . Заменяя их соответственно на φ и Γ с некоторой точностью получим

$$\Delta\varphi_c = \arctg \frac{\Gamma_c \sin(\varphi - \varphi_1)}{\Gamma - \Gamma_c \cos(\varphi - \varphi_1)} - \Gamma \Gamma_c \sin(\varphi - \varphi_1). \quad (29)$$

Все величины, входящие в уравнение (29), измеряют экспериментально с последующим определением фазы коэффициента отражения путем введения поправки. Γ_c измеряют известным фазовым методом. Положение фазовой кривой относительно сечения cc' позволяет определить величину $\varphi - \varphi_1$. Для этого через точки $\frac{(x+x_n)_{\max} + (x+x_n)_{\min}}{2}$ на фазовой кривой проводят среднюю линию, как показано на рис. 3. Из работы [2] известно, что в точке x_n пересечения кривой со средней линией, в которой производная $\frac{d(x+x_n)}{dx}$

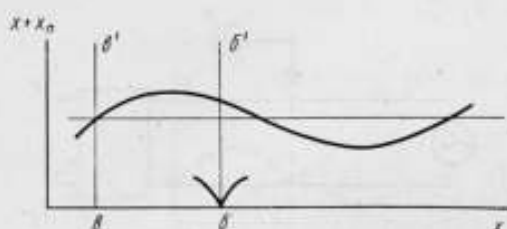


Рис. 3. Фазовая кривая в координатах измерительной линии.

имеет положительный знак, фаза φ_1 равна нулю. Отсюда, в сечении cc'

$$\varphi - \varphi_1 = 2\beta(x_n - x_n). \quad (30)$$

Рассмотрим остаточные погрешности дискретных методов измерений и исключения влияния собственных отражений измерительной линии.

Дифференцируя уравнение (18) по α_i и x_i и считая, что среднеквадратические погрешности α_i и x_i (σ_{α} и σ_x соответственно) не зависят от i , получим уравнение для определения среднеквадратической погрешности σ_{φ} измерения фазы.

$$\sigma_{\varphi}^2 = \frac{\cos^2 \varphi}{\sqrt{m-3} \sum_{i=1}^m \alpha_i \cos 2\beta x_i} \left[\sigma_{\alpha}^2 \sum_{i=1}^m (\sin 2\beta x_i - \operatorname{tg} \varphi \cdot \cos 2\beta x_i)^2 + 4\beta^2 \sigma_x^2 \sum_{i=1}^m (\alpha_i \cos 2\beta x_i + \alpha_i \sin 2\beta x_i \cdot \operatorname{tg} \varphi)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (31)$$

Несмотря на сложный вид этого уравнения, расчет погрешности σ_{φ} сравнительно нетрудоемок, так как большинство членов известно из расчета фазы φ по уравнению (18). На основании уравнения (31) нетрудно убедиться, что погрешность, вызванная непостоянством связи при $\delta u = 0,01$ находится в пределах $0,2^\circ \div 0,5^\circ$ и слабо зависит от к. с. в. н., что является большим преимуществом при измерении малых к. с. в. н. (меньших 1,3).

Среднеквадратическую погрешность σ_{φ} измерения фазы методом трех точек определяют по формуле

$$\sigma_{\varphi}^2 = \frac{\cos^2 \varphi}{\sqrt{n}} \sqrt{\left[\frac{\partial(\operatorname{tg} \varphi)}{\partial \alpha} \right]^2 \sigma_{\alpha}^2 + \left[\frac{\partial(\operatorname{tg} \varphi)}{\partial x} \right]^2 \sigma_x^2}, \quad (32)$$

где $\frac{\partial(\operatorname{tg} \varphi)}{\partial \alpha}$ и $\frac{\partial(\operatorname{tg} \varphi)}{\partial x}$ определяют из уравнения (20).

Расчеты по формуле (32) показывают, что погрешность σ_{φ} в десятисантиметровом диапазоне находится в пределах $0,1^\circ \div 0,7^\circ$ при к. с. в. н. 1,2—2 и значениях σ_{α} и σ_x , равных соответственно 0,01 и 0,05.

В табл. 4 приведены результаты сравнительных измерений фазы двумя дискретными методами для двух различных нагрузок, к. с. в. н.

которых равен 2. Измерения проводили при следующих условиях: частота $f = 3000$ МГц, число отсчетов $m = 21$, $n = 9$, $\sigma_x = 0,01$ и $\sigma_x = 0,05$.

Таблица 4

Остаточная погрешность измерения фазы при введении поправки на собственный коэффициент отражения по формуле (29) определяется точностью нахождения параметров Γ_c и φ_1 , а также погрешностью, обусловленной заменой φ_n и Γ_n на φ и Γ . Остаточную погрешность σ_φ^* вычисляют по формуле

| Метод | Результат измерения фазы | Погрешность результата | |
|---------------|--------------------------|------------------------|---------------|
| | | экспериментальная | теоретическая |
| Трех отсчетов | 87°30' | 11' | 23' |
| | 0°56' | 6' | 18' |
| Минимизации | 87°40' | — | 22' |
| | 0°47' | — | 16' |

$$\sigma_\varphi^* = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \Gamma_c} \delta \Gamma_c\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \varphi_1} \delta \varphi_1\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \varphi} \delta \varphi\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \Gamma} \delta \Gamma_n\right)^2}, \quad (33)$$

где частные производные

$$\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \Gamma_c} = \frac{1}{\Gamma}; \quad (34)$$

$$\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \varphi_1} = \frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \varphi} = \frac{\Gamma_c}{\Gamma}; \quad (35)$$

$$\frac{\partial \Delta \varphi_c}{\partial \Gamma} = \frac{2\Gamma_c}{\Gamma}. \quad (36)$$

Результаты вычислений по формуле (33) при $\Gamma_c = 0,02$ и $f = 1500$ МГц составляют:

$$\begin{aligned} \sigma_\varphi^* &= 2' \text{ при к. с. в. н.} = 2 \\ \sigma_\varphi^* &= 8' \text{ " к. с. в. н.} = 1,5 \\ \sigma_\varphi^* &= 48' \text{ " к. с. в. н.} = 1,2 \\ \sigma_\varphi^* &= 1^\circ 48' \text{ " к. с. в. н.} = 1,1 \end{aligned}$$

Быстрый рост погрешности σ_φ^* с уменьшением к. с. в. н. обуславливается главным образом заменой φ_n на φ в уравнении (28). Для уменьшения погрешности при малых к. с. в. н. нагрузки целесообразнее воспользоваться методом последовательных приближений при нахождении $\Delta \varphi_c$, который заключается в следующем. Заменяя φ_n на φ в уравнении (28), определяют первое приближенное значение поправки $\Delta \varphi_c'$, которое используют для нахождения первого приближенного значения φ_n' . Подставив это значение φ_n' в уравнение (28), находят вторые приближенные значения $\Delta \varphi_c''$ и φ_n'' и т. д. После двух-трех приближений ошибка становится пренебрежимо малой.

Полная погрешность измерения фазы нагрузки при использовании дискретного метода с введением поправки на собственные отражения составляет $0,5^\circ \div 1^\circ$ при к. с. в. н. нагрузки больше 1,2. Поэтому описанные методы могут быть рекомендованы при аттестации мер полных сопротивлений и точных измерениях фазы коэффициента отражения в линиях с распределенными постоянными.

Литература

- Петров В. П., Швецова В. И., Горбунов Н. В. Устройство для автоматического снятия распределения электромагнитного поля в измерительной линии в дискретных точках. Авт. свид. кл. 21а⁴, 71, МПК G01r, 1964.
- «Измерения на сверхвысоких частотах». Пер. с англ. под ред. Штейншлейгера В. Б. М., «Советское радио», 1952.

Статья поступила в марте 1965 г.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ТЕОРИИ СЧЕТЧИКОВ

Определены функции совместного распределения показаний счетчиков с мертвым временем при счете пуассоновской и двоянной с задержкой t_0 последовательности импульсов. При расчете использована теория так называемых процессов накопления.

Проверка параметров пересчетных схем состоит в исследовании их работы при различных контролируемых плотностях входных потоков импульсов. При этом возникают вопросы, связанные с одновременным счетом одной и той же реализации входного потока или какой-либо ее модификации. Задача такого типа возникла, например, в одном из предложенных во ВНИИФТРИ методов проверки пересчетных устройств. В этом методе для проверяемой схемы входной поток представляет собой наложение двух одинаковых реализаций пуассоновского типа, одна из которых задержана относительно другой на время t_0 . Эта-лонная же пересчетная установка считает импульсы только одной реализации, и поэтому требования к ее мертвому времени менее жесткие. Двоянный поток проверяемого пересчетного устройства не является простейшим с точки зрения теории массового обслуживания [1].

Для решения задачи в случае, когда время задержки t_0 гораздо меньше среднего расстояния между импульсами $\frac{1}{n}$, но много больше мертвого времени счетчика, применены процессы восстановления.

Определим, в частности, совместное асимптотическое распределение одновременных показаний $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ двух счетчиков $C^{(1)}$ и $C^{(2)}$, когда первый считает только импульсы прямой (более ранней реализации) с мертвым временем τ_1 , а второй — импульсы полного потока с мертвым временем τ_2 . Считаем, что мертвое время каждого счетчика непродлевающегося типа, а плотность пуассоновского потока n задана.

Двойным импульсом будем называть импульс входного потока и импульс, задержанный на t_0 . Вероятность $(t_0 + \tau_2)$ зацепления двух двойных импульсов, т. е. вероятность того, что их начала отстоят друг от друга менее чем на время $t_0 + \tau_2$, равна $1 - e^{-n(t_0 + \tau_2)}$ и мала при $n(t_0 + \tau_2) \ll 1$. Тем более мала вероятность многократного зацепления двойных импульсов. Поэтому в качестве первого приближения учтено только однократное зацепление.

На рис. 1 представлена типичная реализация входного потока, где по отношению к горизонтальной оси времени вертикальная стрелка вниз представляет прямой входной импульс, а связанная

с ней горизонтальной прямой вертикальная стрелка вверх — соответствующий задержанный импульс. Горизонтальными отрезками, примыкающими к вертикальным стрелкам, обозначено мертвое время τ_1 и τ_2 при $\tau_1 > \tau_2$.

Показания счетчиков $C^{(1)}$ и $C^{(2)}$ в момент t $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ являются случайными величинами, изменяющимися во времени, т. е. их можно рассматривать как две компоненты единого векторного случайного процесса. Рассматривая последовательность импульсов на рис. 1, видим, что полное время измерения можно разбить на участки $O_0O_1, O_1O_2, O_2O_3, \dots$, причем для любого счетчика число сосчитанных импульсов на одном из них статистически не зависит от числа сосчитанных на другом. Продолжительность любого такого участка также не зависит от продолжительности ни предыдущего, ни последующего, так как распределение интервалов между соседними импульсами пуассоновского потока носит экспоненциальный характер и, таким образом, вероятность времени ожидания импульса для любого момента времени одинакова и не зависит от предыстории.

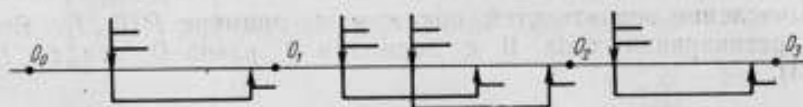


Рис. 1

Такая последовательность случайных статистически независимых отрезков времени $O_0O_1, O_1O_2, O_2O_3, \dots$ (периодов восстановления, или регенераций) с одной и той же функцией распределения называется процессом восстановления, а точки O_1, O_2, O_3, \dots — точками восстановления [2]. Как упоминалось выше, приращения любой компоненты нашего векторного случайного процесса за последовательные периоды восстановления — это последовательность независимых, одинаково распределенных ограниченных случайных переменных. Процессы с такими свойствами называются многомерными процессами накопления. Для них справедлива теорема, приведенная в работе [3], заключающаяся в том, что при некоторых условиях (выполняющихся в нашем случае) случайные переменные

$$\frac{\left(M_t^{(i)} - \frac{k_1^{(i)}}{\mu_1} t \right)}{\left(\frac{t}{\mu_1} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

стремятся при $t \rightarrow \infty$ к совместному нормальному распределению с матрицей ковариаций

$$b_{kl} = \text{cov} \left\{ \Delta \left(M_t^{(k)} - \frac{k_1^{(k)}}{\mu_1} t \right), \Delta \left(M_t^{(l)} - \frac{k_1^{(l)}}{\mu_1} t \right) \right\}, \quad (2)$$

где $k_1^{(i)}$ — среднее значение приращения показаний i -го счетчика за одну регенерацию;

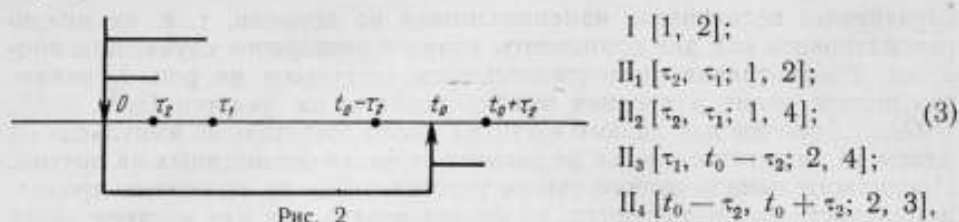
μ_1 — среднее значение периода восстановления;

Δ — символ приращения за один период восстановления величины, стоящей в скобках.

Для расчета входящих в выражения (1) и (2) величин необходимо знать вероятность распределения периода восстановления по типу и длительности.

Для ее определения отметим характерные моменты времени на линии двойного импульса, как указано на рис. 2.

Тип регенерации определяется положением второго двойного импульса по отношению к первому. Всего возможно пять типов регенераций:



где римская цифра обозначает число двойных импульсов за регенерацию, а в скобках указан интервал зацепления и соответствующие приращения величин $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$.

Вычисление вероятностей покажем на примере $P\{II_1, t\}$. Вероятность регенерации типа II с периодом t равна 0 при $t < t_0 + \tau_2$ (рис. 3).

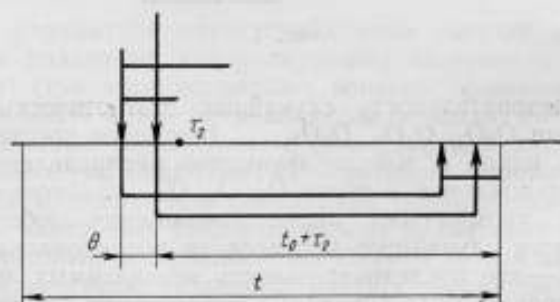


Рис. 3

Для $t \geq t_0 + \tau_2$ эта вероятность равна произведению трех величин — вероятностей прибытия: первого импульса в момент $t - t_0 - \tau_2$, второго импульса через время θ после первого и следующего импульса через $t_0 + \tau_2 - \theta$ после второго, проинтегрированному по всем возможным θ . Т. е.

$$P\{II_1, t\} = \int_0^{\tau_2} d\theta e^{-(t-t_0-\tau_2)} \cdot e^{-\theta} \cdot e^{-(t_0+\tau_2-\theta)} = \tau_2 e^{-t}, \quad (4)$$

где каждая экспонента представляет собой одну из упомянутых вероятностей, а время измеряется в $\frac{1}{n}$.

Для интервала зацепления (a, b) ($a \neq 0$, как в рассмотренном случае), можно показать подобным образом, что

$$P\{(a, b), t\} = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < l+a \\ (t-l-a)e^{-t}, & l+a \leq t < l+b \\ (b-a)e^{-t}, & l+b \leq t < \infty, \end{cases} \quad (5)$$

где $l = t_0 + \tau_2$ — полная длина двойного импульса. Из этих формул можно получить вероятности регенераций всех типов любой продолжительности. Они имеют вид:

$$P\{I, t\} = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < l \\ e^{-t}, & l \leq t < \infty \end{cases}$$

$$P\{\Pi_1, t\} = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < l \\ \tau_2 e^{-t}, & l \leq t < \infty \end{cases} \quad (6)$$

$$P\{\Pi_2, t\} = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < l + \tau_2 \\ (t - l - \tau_2) e^{-t}, & l + \tau_2 \leq t < l + \tau_1 \\ (\tau_1 - \tau_2) e^{-t}, & l + \tau_1 \leq t < \infty \end{cases}$$

$$P\{\Pi_3, t\} = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < l + \tau_1 \\ (t - l - \tau_1) e^{-t}, & l + \tau_1 \leq t < 2l - 2\tau_2 \\ (l - \tau_1 - 2\tau_2) e^{-t}, & 2l - 2\tau_2 \leq t < \infty \end{cases}$$

$$P\{\Pi_4, t\} = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < 2l - 2\tau_2 \\ (t - 2l + 2\tau_2) e^{-t}, & 2l - 2\tau_2 \leq t < 2l \\ 2\tau_2 e^{-t}, & 2l \leq t < \infty \end{cases}$$

Интегрирование этих вероятностей по времени и суммирование по типам регенераций дает вероятность достоверного события, которая равна 1 с точностью до первого порядка величины l и τ_2 . Этих вероятностей достаточно, чтобы вычислить все необходимые средние. Проинтегрировав, например, их с множителем t и просуммировав по типам, получаем среднее значение периода восстановления μ_1 , и т. д. После расчета всех величин, входящих в выражения (2) и (1), получим, что переменные

$$\tilde{M}_t^{(1)} = \left(1 + \frac{3}{2} n\tau_1\right) \left[M_t^{(1)} - (1 - n\tau_1) nt\right] (nt)^{-\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

$$\tilde{M}_t^{(2)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{13}{4} n\tau_2\right) \left[M_t^{(2)} - 2(1 - 2n\tau_2) nt\right] (nt)^{-\frac{1}{2}} \quad (8)$$

имеют совместное нормированное нормальное распределение с коэффициентом корреляции

$$\rho = 1 - \frac{1}{2} n\tau_1 + \frac{1}{4} n\tau_2 \quad \text{при } \tau_1 > \tau_2 \quad (9)$$

и

$$\rho = 1 + \frac{1}{2} n\tau_1 - \frac{3}{4} n\tau_2 \quad \text{при } \tau_1 \leq \tau_2. \quad (10)$$

Это и есть решение задачи.

Заметим, что t_0 не входит в решение, как и должно быть в первом приближении. В случае мертвого времени продлевающегося типа в этом приближении получаем те же результаты.

Этим методом можно получить более точные результаты, если учесть зацепление большей кратности. С его помощью можно исследовать иные многомерные или одномерные процессы.

В аналогичной схеме с двойной задержкой величины было получено, например, что

$$\tilde{M}_t^{(1)} = \left(1 + \frac{3}{2} n\tau_1\right) \left[M_t^{(1)} - (1 - n\tau_1) nt\right] (nt)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\tilde{M}_t^{(3)} = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{89}{18} n\tau_2\right) \left[M_t^{(3)} - 3(1 - 3n\tau_2) nt\right] (nt)^{-\frac{1}{2}}$$

имеют то же распределение, но с коэффициентами корреляции

$$\rho = 1 - \frac{1}{2} n\tau_1 - \frac{1}{18} n\tau_2 \text{ при } \tau_1 \geq \tau_2$$

и

$$\rho = 1 + \frac{1}{2} n\tau_1 - \frac{19}{18} n\tau_2 \text{ при } \tau_1 \leq \tau_2.$$

Аналогично, выбирая соответственные точки регенерации и учитывая то или иное число зацеплений, можно найти вероятность совместного распределения одновременных показаний счетчиков с различными τ на одной реализации или, например, показания счетчиков в рассматриваемой схеме при $t_0 \leq \tau$.

Рассмотрение данной задачи методом «кинетических уравнений», изложенным в работе [4], позволяет найти лишь моменты распределения.

Литература

1. Хинчин А. Я. Математические методы теории массового обслуживания. «Труды математического института им. Стеклова», т. 49. М., Изд-во АН СССР, 1955.
2. Смит В. А. «Математика», 1961, 5, 3.
3. Смит В. А. «Proc. Roy. Soc.», 1955, т. A232, стр. 6.
4. Гольданский В. И., Куденко А. В., Подгоревский М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| Предисловие | 3 |
| I. Измерение тока и мощности при высоких и сверхвысоких частотах | |
| В. Р. Лопань. Расчет электродинамических измерителей тока и проходящей мощности на плоских линиях | 5 |
| II. Измерение параметров трактов и ослаблений | |
| В. А. Потанов. Вычисление постоянной распространения в прямоугольном волноводе, частично заполненном диэлектриком | 20 |
| Л. Н. Брянский. Погрешность измерения разности ослаблений аттенуаторами поляризационного типа | 25 |
| Л. Н. Брянский. Металло-стеклянный зонд | 30 |
| Л. З. Канель. Простой и точный метод определения переходного ослабления направленных ответвителей | 32 |
| Е. Б. Зальцман. О выражении добротности с. в. ч. резонатора через вариацию его длины | 35 |
| III. Измерение параметров шумовых сигналов | |
| И. А. Соков. Некоторые особенности газоразрядных генераторов шума с. в. ч. . | 39 |
| И. А. Соков. О схеме модуляции газоразрядного генератора шума с параллельно включенным пентодом | 45 |
| IV. Измерение напряженности поля и параметров антенн | |
| В. С. Бузинов, Б. Е. Кинбер, В. Б. Цейтлин. Калибровка малых дипольных антенн в поле плоского конденсатора | 49 |
| В. С. Бузинов. Измерение сопротивления излучения настроенной дипольной антенны методом вариации сопротивления | 54 |
| В. С. Бузинов, Н. И. Корнышов. Аттестация образцового измерителя плотности потока мощности для диапазона 150—1800 Мгц | 57 |
| В. С. Бузинов, М. Е. Мелехов. Проверка антенн П6—21 и П6—22 в помещении . | 63 |
| V. Импульсные измерения | |
| Л. А. Переверзев. Импульсный генератор с разрядом как источник образцовой спектральной плотности | 66 |
| Л. С. Неустров. Применение электронной визирной точки в осциллографических устройствах | 75 |
| VI. Дискретные методы измерения | |
| В. П. Петров. Оптимальный дискретный метод измерения комплексного коэффициента отражения на с. в. ч. | 79 |
| В. П. Петров, Э. М. Гутина. Дискретные методы точных измерений фазы коэффициента отражения на с. в. ч. | 90 |
| А. Д. Гондра. Об одном методе решения задач теории счетчиков | 98 |

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ**
Труды институтов Комитета. Вып. 81 (141)

Редактор издательства С. Я. Рыско
Технический редактор Е. З. Рашевская
Корректор А. Г. Старостин

✽

Сдано в набор 10/VII 1965 г.
Подписано к печати 11/IV 1966 г. Т-04552
3,25 бум. л. 6,5 печ. л. 9,1 усл. печ. л. 7,38 уч.-изд. л.
Изд. № 232/8. Цена 52 коп. Тираж 2000. Заказ № 1276

Издательство стандартов
Москва, К-1, ул. Шусева, д. 4

✽

Картфабрика ВМФ





Цена 52 коп.