

А. Л. ГРОХОЛЬСКИЙ, Н. Ф. ШМОЙЛОВ
(Новосибирск)

О ПРИМЕНЕНИИ ДИОДА В КАЧЕСТВЕ МЕРЫ АКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Учитывается влияние сдвига вольт-амперной характеристики диода относительно начала координат на величину эквивалентной проводимости диодной меры на высоких частотах. Исследуется влияние емкости в цепи катода на величину входной эквивалентной проводимости и на расстройку контура при измерении малых, практически активных сопротивлений.

Переменные сопротивления со значениями, большими 10 ком, как известно, непригодны на радиочастотах в качестве образцовых мер активного сопротивления из-за свойственных этим мерам больших частотных погрешностей. Для уменьшения этих погрешностей было предложено [1] использовать в качестве высокоомных образцовых мер входную активную проводимость вакуумного диода с нагрузкой (рис. 1, а и б). Такие устройства, которые удобно называть образцовыми диодными проводимостями, были успешно использованы в ряде измерителей проводимости [1—6]. Эксплуатация этих приборов показала, что они удобны в работе и обладают высокой стабильностью своих показаний.

В 1956 году одним из авторов предпринята удачная попытка применить диодное сопротивление в сочетании с

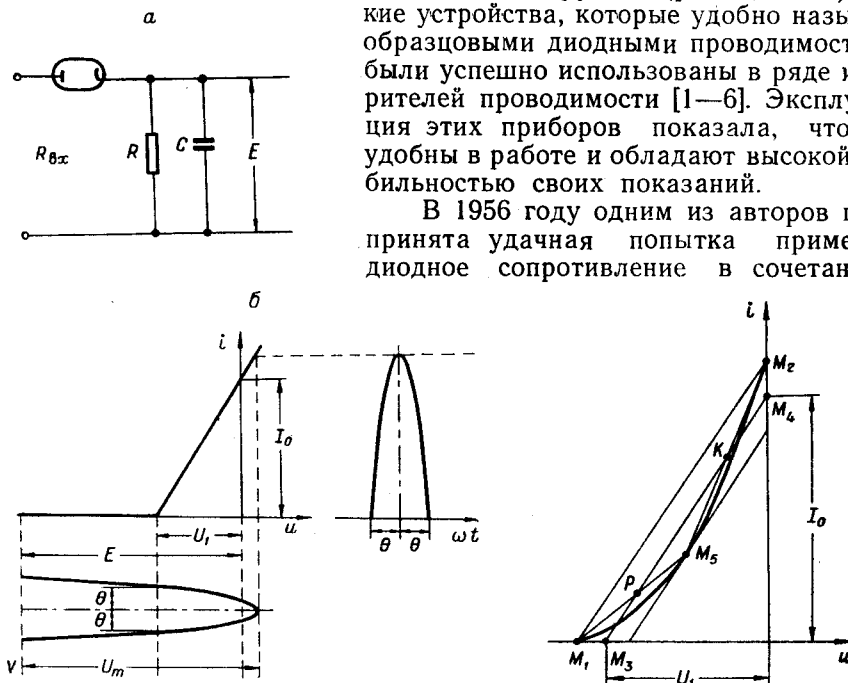


Рис. 1.

резонансным контуром для аттестации образцовых мер добротности. Оказалось, что образцовую диодную проводимость можно использовать для точных измерений на высоких частотах.

При калибровке образцовых диодных проводимостей исходили из допущений:

а) входная проводимость мало изменяется в широком диапазоне частот;

б) при малых проводимостях между входной проводимостью диода и сопротивлением нагрузки существует связь

$$g_{\text{вх}} = \frac{1}{KR}, \quad (1)$$

где $K=0,5$.

Сопоставление входной проводимости диода с показаниями образцового измерителя проводимости [6], построенного по двойной Т-образной схеме, показало, что первое допущение справедливо для всех диодов на частотах, меньших 200 МГц, но наблюдалось несоответствие реальной проводимости второму допущению. Коэффициент в (1) получался меньше 0,5. Тщательно изучить обнаруженные расхождения не представлялось возможным из-за резкого возрастания погрешности при измерении очень малых проводимостей. По этой причине сочли необходимым исследовать эту зависимость возможно строго теоретически. Кроме того, при использовании диодной меры в резонансных измерителях обнаруживается ее влияние на колебательные процессы в контуре. Особенно рельефно это проявляется при измерении малых, практически активных сопротивлений. Рассмотрению этих двух вопросов и посвящается данная статья.

О величине эквивалента активной диодной проводимости на высокой частоте

В [1] на основе линейно-ломаной характеристики, проходящей через начало координат, получена формула для входного сопротивления диодной цепи

$$R_{\text{вх}} = \frac{2\pi R_l}{2\theta - \sin 2\theta}. \quad (2)$$

Из (2) и (4) работы [1] можно получить уравнение для угла отсечки

$$\operatorname{tg} \theta - \theta = \frac{\pi R_l}{R}. \quad (3)$$

Раскладывая $\operatorname{tg} \theta$ и $\sin 2\theta$ в ряды, получим

$$R_{\text{вх}} = \frac{R}{2 \left(1 - \frac{1}{5} \sqrt{\frac{3\pi R_l}{R}} + \frac{2\pi R_l}{35R} \sqrt[3]{\frac{3\pi R_l}{R}} + \dots \right)}. \quad (4)$$

На основе (4) можно отметить условия, при которых возможно выполнение обычно принимаемого соотношения (1):

считать диод идеальным, принимая $R_l = 0$;

полагать, что смещение неизменно, т. е. разряда и заряда емкости C не происходит;

определять величину E как средний выпрямленный ток, умноженный на R ;

подсчитывать средний выпрямленный ток без учета емкостного характера нагрузки.

Как показано в [7], соотношение (1) выполняется, если мощность первой гармоники приравнять постоянной выпрямленной мощности.

Оценки количества электричества при заряде и разряде позволили установить, что диод обычно работает на самом конце характеристики. Сделанное в ранних работах [1, 2] допущение о прохождении характеристики через начало координат не является строгим и соответствующим реальным условиям работы лампы в качестве образцовой диодной проводимости. Следуя [8], учтем сдвиг характеристики диода (см. рис. 1, б). Формула, аппроксимирующая эту характеристику, имеет вид

$$i = \begin{cases} I_0 \left(\frac{u}{U_1} + 1 \right) & \text{при } u > U_1; \\ 0 & \text{при } u \leq U_1. \end{cases} \quad (5)$$

Константы аппроксимации I_0 и U_1 удобно определить следующим способом. Сначала оценивается рабочий участок на характеристике, исходя из возможного диапазона измеряемых сопротивлений. Допустим, что напряжение на открытом диоде не бывает больше нуля (см. рис. 1, в, точка M_2).

По максимальным сопротивлениям в цепи диода выбираем минимальный ток, который уже можно не учитывать. Тем самым определится точка пересечения характеристики с осью напряжений M_1 . Параллельно секущей M_1M_2 проводим касательную к характеристике на рабочем участке (точка M_5). Отрезки M_1M_5 и M_2M_5 делим пополам и через точки деления K и P проводим искомую прямую, аппроксимирующую в среднем характеристику диода. Ее пересечение с осями определит искомые I_0 и U_1 .

Смещение и амплитуда связаны соотношением

$$U_m \cos \theta = E - U_1. \quad (6)$$

Ток через диод как функция времени равен:

$$i = \begin{cases} I_0 \left(\frac{U_m \sin \vartheta - E}{U_1} + 1 \right) & \text{при } \frac{\pi}{2} - \theta < \vartheta < \frac{\pi}{2} + \theta; \\ 0 & \text{при } \frac{\pi}{2} + \theta \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2} - \theta. \end{cases} \quad (7)$$

Подсчитывая средний выпрямленный ток, получим

$$I_{\text{ср}} = \frac{I_0 U_m (\sin \theta - \theta \cos \theta)}{\pi U_1}. \quad (8)$$

Амплитуда первой гармоники тока соответствует

$$I_{m_1} = \frac{I_0 U_m}{\pi U_1} \left(\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta \right). \quad (9)$$

Тогда входное сопротивление диодной цепи, эквивалентное его проводимости, определяется

$$R_{\text{вх}} = \frac{\pi U_1}{I_0 \left(\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta \right)}. \quad (10)$$

Угол отсечки θ , как и ранее, находится из условия

$$I_{\text{ср}} R = E. \quad (11)$$

Это приводит к следующему уравнению для θ :

$$I_0 R \sin \theta - (I_0 R \theta - \pi U_1) \cos \theta = \frac{\pi U_1^2}{U_m}. \quad (12)$$

Таким образом, сдвиг вольт-амперной характеристики диода не изменяет выражений для $I_{\text{ср}}$ и I_m , через угол отсечки θ , но сам угол определяется уже из другого уравнения (12), которое при $U_1 \rightarrow 0$ и $\frac{U_1}{I_0} \rightarrow R$ переходит в (3) так же, как (10) — в (2).

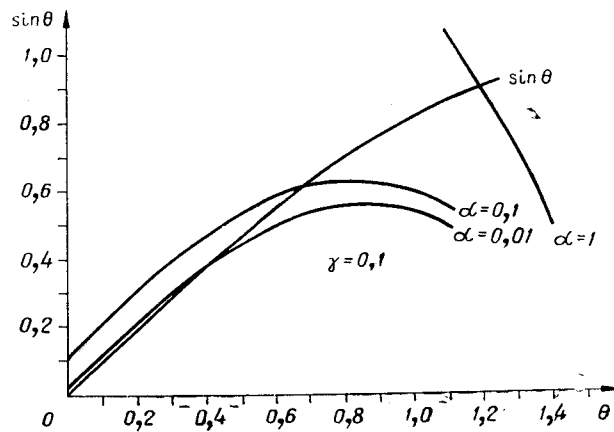


Рис. 2.

Исследуем зависимость коэффициента K от R для различных вольт-амперных характеристик и амплитуд колебаний на контуре. Согласно (10) и (1),

$$K = \frac{\pi U_1}{I_0 R \left(\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta \right)}, \quad (13)$$

где θ определяется уравнением (12).

Переходя к безразмерным величинам, (12) запишем в виде

$$\sin \theta = \gamma \alpha + (\theta + \alpha) \cos \theta, \quad (12')$$

где

$$\gamma = \frac{U_1}{U_m}; \quad \alpha = \frac{\pi U_1}{I_0 R}.$$

Уравнение (12') удобно решать графически (на рис. 2 представлены возможные значения угла отсечки θ в широком интервале изменений

α, γ). Обычно достаточно подсчитать правую часть (12') и сравнить со значением $\sin \Theta$. Применяя линейную интерполяцию после 4—5 подсчетов, находим корень с тремя значащими цифрами. Для более строгого подхода был найден алгоритм приближенного решения (12'). На языке Алгол-60 записана программа решения уравнения (12') и подсчета значений K в широком интервале значений всех параметров. С помощью α -транслятора получена программа для электронной вычислительной машины (ЭВМ).

При малых Θ для K можно найти явное выражение. Для этого из разложения $\sin \Theta$ и $\cos \Theta$ возьмем два первых члена. В результате получим

$$\Theta^3 + \frac{3\alpha}{2}\Theta^2 - 3\alpha(\gamma + 1) = 0. \quad (12'')$$

Для всех $\alpha < \sqrt{6}$, что всегда удовлетворяется, имеем одно действительное решение. Находим его по формулам Кардана и подставляем в (14), разложив в нем $\sin 2\Theta$ тоже до второго члена. Тогда

$$K = \frac{0,5}{1 + \gamma - 3[\alpha(1 + \gamma)]^{2/3}}. \quad (13')$$

Следовательно, коэффициент K определяется соотношением между сопротивлением диода и магазина, т. е. величиной α и отношением величины сдвига вольт-амперной характеристики относительно начала координат к амплитуде приложенного синусоидального напряжения γ .

При измерениях было замечено, что с ростом R коэффициент K приобретает установившееся значение; его получим, полагая в (13') $R \rightarrow \infty$, что означает $\alpha \rightarrow 0$:

$$K_{уст} = \frac{0,5}{1 + \frac{U_1}{U_m}}, \quad (14)$$

т. е. оно определяется отношением напряжения отсечки характеристики к амплитуде и только при отсутствии сдвига получим $K=0,5$.

На рис. 3 представлена зависимость $K_{уст}$ от $\frac{U_1}{U_m}$. Эти значения $K_{уст}$ можно принять для больших сопротивлений, подсчитав $\gamma = \frac{U_1}{U_m}$ для конкретного измерителя.

Общий характер зависимости K от α и γ по результатам расчета на ЭВМ представлен на рис. 4. Аппроксимируя характеристику любого диода и подсчитывая α и γ , можно всегда найти необходимые значения K для принятой амплитуды колебаний на контуре и любого сопротивления магазина.

На рис. 5 для прибора ВМ-271 рассчитаны значения K в зависимости от R при нескольких амплитудах напряжения на контуре. В приборе принята амплитуда 5 в.

Таким образом, получена более точная связь между значениями

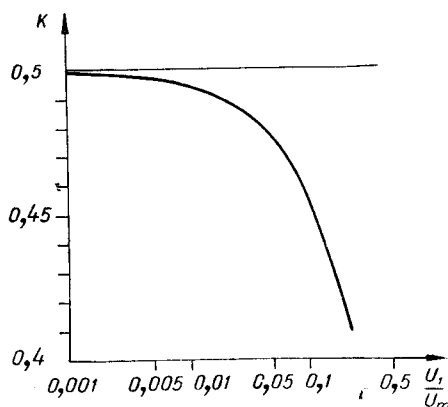


Рис. 3.

полного сопротивления R и эквивалентным сопротивлением диодной меры. У реальных диодов при $U_m = 5 \div 15$ в, что имеет место в измерителях, использующих диодные образцовые проводимости, коэффициент K

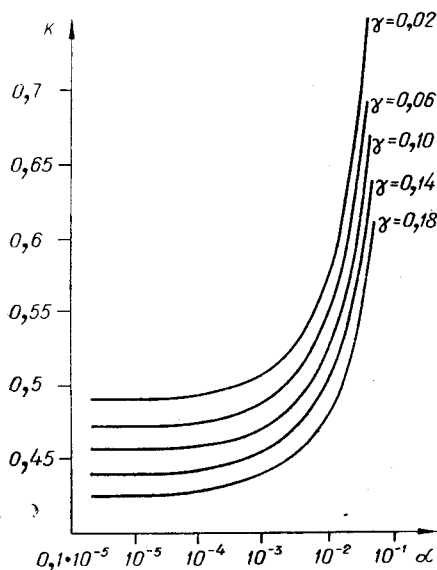


Рис. 4.

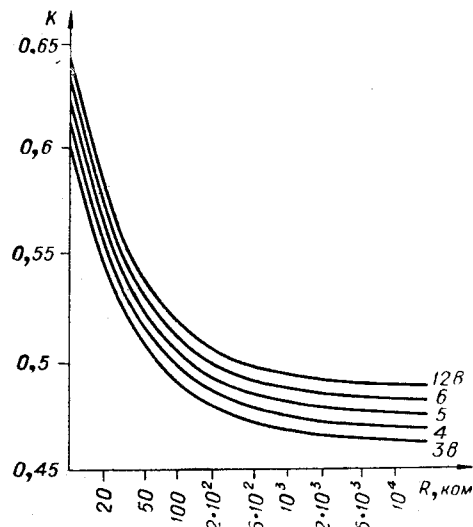


Рис. 5.

изменяется от 0,47 до 0,49, т. е., если пользоваться общепринятым соотношением (1), возможна ошибка от 2 до 6%, которой при точных измерениях нельзя пренебречь.

Особенности работы диодной активной в резонансных измерителях полных сопротивлений

Измерение R_x (рис. 6) производится следующим образом. При включении R_x сопротивление магазина R делается бесконечно большим, тогда эквивалентное сопротивление диодной меры $R_{вх}$ тоже обращается в бесконечность. Поэтому только измеряемое R_x определяет амплитуду напряжения на контуре в момент резонанса. Далее R_x отключается, а магазином R снова достигается та же амплитуда коле-

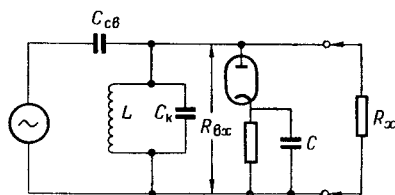


Рис. 6.

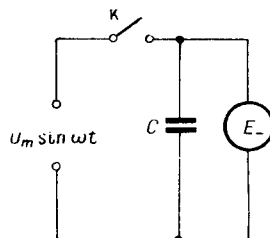


Рис. 7.

баний при резонансе. При этом оказывается, что отсчеты по емкости C_x измерительного контура совсем не совпадают, хотя собственной емкостью R_x можно вполне пренебречь. Диодная цепь как бы вносит емкость, иногда достигающую 100 пф.

В [9] дан обзор основных работ по анализу таких схем, и из него следует, что обычно влияние контура и диодной цепи друг на друга не учитывается. В [10] отмечается, что диодная цепь представляет собой комплексную проводимость вида

$$Y_{вх} = g_{вх} + j \omega C_{вх}, \quad (15)$$

но при дальнейшем рассмотрении реактивной составляющей пренебрегают. Л. С. Гуткин [11] учитывает шунтирующее действие на контур $g_{вх}$ но при этом сдвиг резонанса во внимание не принимается. В [12] предполагается, что амплитуда на контуре устанавливается скачком, независимо от параметров нагрузки детектора, а для диодной меры как раз изменение этих параметров обеспечивает величину вносимой активной проводимости. В [13] делается упрощающее предположение о том, что диодная цепь эквивалентна только активному сопротивлению, определяемому соотношением (2). В [14] общетеоретические исследования не доведены до инженерного расчета взаимодействия контура с диодной цепью. Использование пикового детектора в качестве меры активной проводимости требует более точного анализа процессов, чем для обычного детектора.

Настоящий анализ основан на понятии диодной реактивности, используемом при частотной модуляции [15, 16]. Постоянная времени RC в нашем случае всегда много больше периода колебаний, поэтому если меру представить схемой рис. 7, то в принципе ее работы ничего не изменится. В зависимости от соотношения E_- и амплитуды колебаний возможны два крайних случая (рис. 8, а, б).

1. Когда $E_- > +U_m$, то в течение всего периода диод не открывается и, следовательно, к C_k ничего не подключается. Этот случай как раз соответствует первому этапу измерения, когда подключается измеряемое R_x , а $R = \infty$.

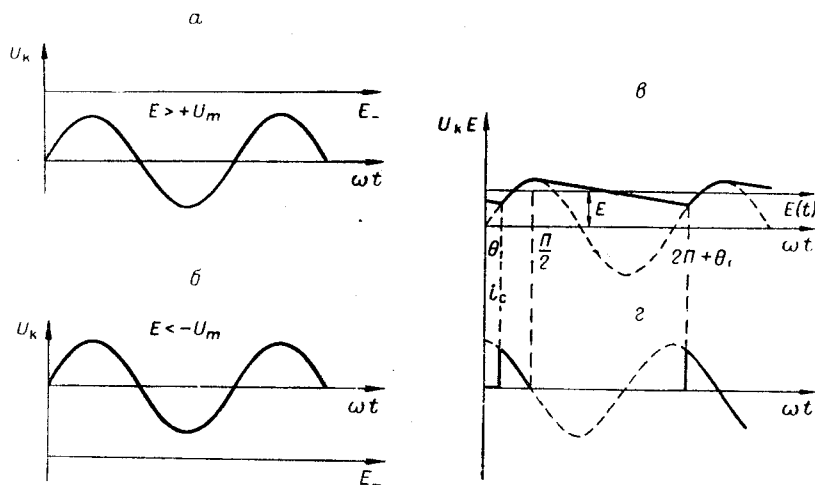


Рис. 8.

2. Когда $E_- < -U_m$, то в течение всего периода диод открыт и емкость C целиком подключена к C_k (внутренним сопротивлением диода пренебрегаем).

У нас имеет место промежуточный случай, когда E_- несколько меньше $+U_m$ (см. рис. 8, в). При этом емкость C подключается параллельно C_k в течение малой части периода.

Целью анализа является выяснение качественных сторон работы диодной меры и оценка погрешностей, поэтому мы вправе сделать несколько упрощающих предположений. Так как $x_c \ll R$, то для промежутка времени, в продолжение которого происходит заряд C , будем полагать $R = \infty$. Диод принимаем идеальным: $R_l = 0$. Тогда он будет эквивалентен ключу K (см. рис. 7). Когда $\theta_1 < \omega t < \frac{\pi}{2}$, ключ замкнут, а в остальное время периода — разомкнут.

Ток заряда емкости C будет возникать за счет того, что напряжение на контуре превышает величину напряжения E на нагрузке диода (см. рис. 8, в):

$$U_c = U_m \sin \omega t - E. \quad (16)$$

Само напряжение E считаем неизменным в процессе заряда, но по его окончании приобретающим значение, равное амплитуде U_m . Это произойдет при $\omega t = \frac{\pi}{2}$. Тогда ток заряда подсчитываем по обычной формуле:

$$i_c = C \frac{dU_c}{dt}. \quad (17)$$

После замены U_c получим

$$i_c = C \omega U_m \cos \omega t. \quad (18)$$

Активная составляющая равна

$$I_k = \frac{\omega C U_m}{2\pi} (1 - \sin^2 \theta_1), \quad (19)$$

где θ_1 — угол открытия диода (см. рис. 8, в).

Входное активное сопротивление диодной цепи определим, разделив амплитуду напряжения U_m на эту составляющую:

$$R_{вх} = \frac{2\pi}{\omega C \cos^2 \theta_1}. \quad (20)$$

Реактивная составляющая зарядного тока подсчитывается по формуле

$$I_x = \frac{\omega C U_m}{4\pi} (\pi - \sin 2\theta_1 - 2\theta_1). \quad (21)$$

Она и будет обуславливать изменение емкости контура ΔC_k для обоих отсчетов при измерении активного сопротивления. Поэтому

$$\Delta C_k = \frac{I_x}{\omega U_m}. \quad (22)$$

Заменяя в (22) I_x его значением из (21), получим

$$\Delta C_k = \frac{C}{4} \left[1 - \frac{1}{\pi} (\sin 2\theta_1 + 2\theta_1) \right]. \quad (23)$$

Интересующие нас величины $R_{вх}$ и ΔC_k выражаются через неиз-

вестный угол Θ_1 . Когда диод закрывается (после $\omega t = \frac{\pi}{2}$), наступает разряд C через сопротивление R ; поскольку начальное напряжение равно амплитуде U_m , разряд будет происходить по экспоненте

$$E(t) = U_m e^{-\frac{\omega t - \frac{\pi}{2}}{\omega RC}}, \quad (24)$$

где время по-прежнему отсчитывается от начала периода. Согласно рис. 8, в, разряд прекратится, когда снова возрастающее напряжение на контуре станет равным по величине спадающей экспоненте. Это произойдет при угле, равном $2\pi + \Theta_1$. Следовательно, получим

$$\sin \Theta_1 = e^{-\frac{\Theta_1 + \frac{3\pi}{2}}{\omega RC}}. \quad (25)$$

Соотношение (25) определит неизвестный угол Θ_1 . Это уравнение решалось численно методом Ньютона на ЭВМ в широком интервале значений ωRC .

При более грубом представлении об условии открытия диода можно получить явное выражение для Θ_1 , если принять, что среднее за период значение тока, заряжающего конденсатор I_{cp} , обуславливает постоянное напряжение E на RC :

$$I_{cp} R = U_m \sin \Theta_1. \quad (26)$$

Подсчитаем I_{cp} в (23) и решим его относительно Θ_1 :

$$\Theta_1 = \arcsin \frac{\omega CR}{2\pi + \omega CR}. \quad (27)$$

Нам представляется следующая энергетическая картина работы диодной меры. Так как диод может пропускать ток в одном направлении, то имеет место движение энергии только от контура к мере. При открытии диода к емкости контура C_k подключается большая емкость C , имеющая несколько меньший потенциал. На ее подзарядку и уходит энергия из контура, эквивалентная измеряемому R_x . Когда диод закрыт, C разряжается на R , обеспечивая связь величины R с измеряемым R_x .

Найдем явное выражение для $R_{вх}$, подставив (27) в (20) и выделив целую часть:

$$R_{вх} = \frac{R}{2} + \frac{\pi(3a + 4\pi)}{2\omega C(a + \pi)}, \quad (28)$$

где $a = \omega CR$.

Действительно, для малых R значения $R_{вх}$ экспериментально всегда получаются большими, чем $\frac{R}{2}$. Относительная величина добавки определяется произведением частоты и постоянной времени нагрузки диода

$$\frac{\Delta R_{вх}}{0,5 R} = \frac{\pi(3a + 4\pi)}{a(a + \pi)}. \quad (29)$$

Она с ростом a уменьшается и при $a \rightarrow \infty$ равна нулю. По графику рис. 9 можно определить оптимальное отношение между частотой и постоянной RC , когда указанной добавкой можно пренебречь. Относительной добавке в 1% соответствует

$$RC = \frac{240}{f}. \quad (30)$$

Принято говорить о реактивности, которую вносит мера в контур, но следует заметить, что не всегда емкость или индуктивность будут действительно создавать реактивность, т. е. возвращать в цепь накоп-

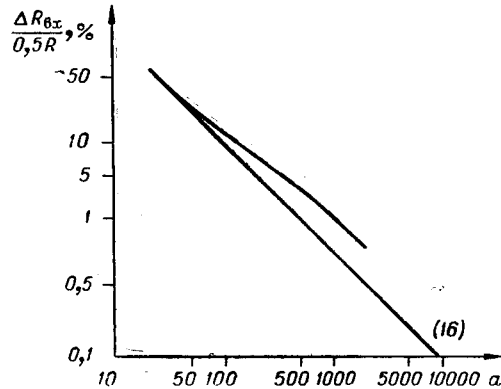


Рис. 9.

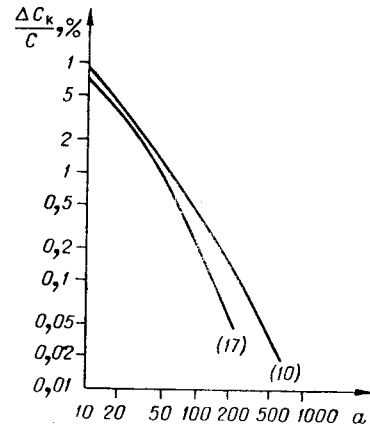


Рис. 10.

ленную ранее энергию. В нашем случае такая передача из емкости C в контур принципиально невозможна, если мы, конечно, не учитываем собственную емкость диода. Конденсатор C только поглощает энергию из цепи с контуром, а рассеивает ее в другой цепи, в это время электрически не связанной с контуром, так как диод во время рассеяния энергии закрыт. Поэтому по существу никакой реактивности в контур не вносится, а сдвиг резонанса обуславливается кратковременным подключением C к емкости контура. Это увеличивает время заряда и последующего разряда общей емкости контура, что и описывается емкостной добавкой.

Используя (27) и (23), найдем явную зависимость приращения емкости ΔC_k от параметров:

$$\Delta C_k = 0,5C \left[0,5 - \frac{1}{\pi} \left(\frac{2\sqrt{\pi a} \sqrt{\pi + a}}{(2\pi + a)^2} + \arcsin \frac{a}{2\pi + a} \right) \right]. \quad (31)$$

Из формул (23) и (31) следует, что ΔC_k удобнее отнести к емкости C в цепи диода. Тогда величина $\frac{\Delta C_k}{C}$ будет определяться только произведением частоты и постоянной времени нагрузки диода, т. е. величиной a . С увеличением a эта относительная добавка, обусловленная частичным подключением C , быстро убывает (рис. 10). Сравнение кривых, построенных по (17) и (10), позволяет утверждать, что явная зависимость (17) дает для малых a значения, близкие данным в (10), полученным при решении уравнения (12). По рис. 10 определится a , при

котором влиянием диодной цепи на расстройку контура можно пренебречь. Если RC взять согласно (30), то практически в контур не будет вноситься емкостная добавка, а при $RC = \frac{72}{f}$ она составит 0,05% емкости C .

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Rohde, G. Opitz. Leitwertmessung mittels Gleichrichtung.—Hochfreq. u. Elektroak., 1940, N 50.
2. L. Rohde, H. Schwarz. Dämpfungsmessung bei Metterwellen.—Hochfreq. u. Akustik, 1937, N 50.
3. Veb. Funkwerk Erfurt. Техническое описание прибора для измерения коэффициента потерь типа 1034.
4. Техническое описание измерителя фактора потерь TESLA VM-271.
5. А. Л. Грохольский. Набор образцовых мер для проверки измерителей добротности.—Измерительная техника, 1958, № 3.
6. А. Л. Грохольский. Измеритель проводимости в диапазоне частот 1—250 Мгц по двойной Т-образной схеме.—Труды конференции по автоматическому контролю и методам электрических измерений. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1961.
7. В. И. Сифоров. Радиоприемные устройства. М., Связьиздат, 1954.
8. Г. И. Левитан. К расчету диодного детектора.—Радиотехника, 1960, № 6.
9. В. Л. Лебедев. Переходные процессы при детектировании импульсов.—Труды МЭИ, 1956, т. XXI, 62.
10. Л. С. Гуткин, В. Л. Лебедев, В. И. Сифоров. Радиоприемные устройства, ч. I. М., Изд-во «Советское радио», 1961.
11. Л. С. Гуткин. Преобразование сверхвысоких частот и детектирование. М.—Л., Госэнергоиздат, 1953.
12. В. И. Смурыгова, Н. Б. Алексеева. Исследование переходных процессов в детекторе.—Сб. статей НСО МЭИ, 1955, № 8.
13. Е. Л. Геренрот. Общий метод исследования переходных процессов при детектировании импульсов.—Радиотехника и электроника, 1957, № 5.
14. М. А. Карпинский. Теория инерционного детектора, работающего в импульсном режиме.—Радиотехника, 1951, № 6.
15. А. Д. Артым. Теория и методы частотной модуляции. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
16. Патент ФРГ № 1118276, кл. 21a⁴ 14/01.

Поступила в редакцию
2 августа 1965 г.