

НКЭП — СССР

ЦЕНТРАЛЬНОЕ БЮРО ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

621.396.61
Г 39.

Е. В. ГЕРОЛЬД и Л. МОЛТЕР

О ПРИЕМЕ НА УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

НЕ ВЫДАЕТСЯ



ГОСЭНЕРГОИЗДАТ
МОСКВА 1945 ЛЕНИНГРАД

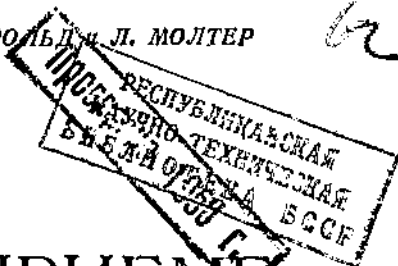
621,396-61

Д Е П

НКЭП — СССР

ЦЕНТРАЛЬНОЕ БЮРО ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Е. В. ГЕРОЛЬД и Л. МОЛТЕР

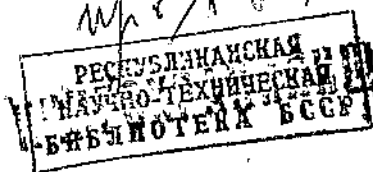


О ПРИЕМЕ

НА

УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Под общей редакцией И. Х. Невлянского



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1945 ЛЕНИНГРАД

ОТ РЕДАКЦИИ

Настоящий сборник содержит серию статей E. W. Herold'a и L. Malter'a, напечатанных в № 8-10 журнала PIRE за 1943 г. под общим заголовком „Some Aspects of Radio Reception at Ultra-High Frequency“.

Эти статьи, освещающие в систематическом виде основные вопросы приема на ультравысоких частотах (УВЧ), представляют собой материал, изложенный авторами в нескольких лекциях подготовленного ими курса.

„Данный труд,—пишут авторы в введении,—предназначается для тех, кто хотя и знаком с радиотехникой на более длинных волнах, но только впервые встречается с проблемами, специфическими для УВЧ. Имеется в виду также ознакомить специалистов по другим отраслям УВЧ с основными проблемами приема“. Так как данное изложение по необходимости сжато, то в статьях даются многочисленные ссылки на опубликованные работы, в которых можно получить более подробные сведения.

В настоящем переводе статьи подверглись некоторому сокращению, в особенности статья IV, в которой приводится в значительной степени общезвестный материал, нехарактерный для УВЧ.

В сборнике сохранены обозначения оригинала; для облегчения чтения на стр. 3—5 приводится список буквенных обозначений.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- a — радиус провода.
 a_n — n -ый член ряда Фурье.
 C_0 — емкость на единицу длины линии.
 C_g — емкость управляющая сетка-катод.
 C_s — емкость управляющая сетка-экранная сетка,
 C_{gr} — емкость управляющая сетка-анод.
 C_{pk} — выходная емкость.
 d — расстояние.
 D — коэффициент направленности.
 e — заряд электрона, а также мгновенное значение напряжения (или его приращение¹).
 e_0^2 — напряжение, подаваемое на смеситель от гетеродина.
 e_p — напряжение на аноде.
 e_i — напряжение промежуточной частоты.
 $\bar{e}_n^2$ — среднее квадратичное значение напряжения шумов.
 e_s — напряжение сигнала.
 E_{c0}^1 — смещение, соответствующее отсечке анодного тока.
 F — коэффициент шумов.
 f_i — промежуточная частота.
 f_s — частота сигнала.
 $\Delta f'$ — ширина полосы контура.
 Δf — эффективная ширина полосы помех.
 g — активная проводимость; крутизна характеристики диода.
 g_0 — постоянная составляющая изменяющейся проводимости.
 g_c — крутизна преобразования.

¹ Как правило, строчными буквами e и i (с соответствующими индексами) в тексте обозначены мгновенные значения напряжения и тока, прописными буквами E и I — амплитудные значения; в нескольких местах текста этими же символами обозначены и эффективные значения.

² Этим же символом обозначена сумма напряжения гетеродина и смещения (на дупольном смесителе).

- g_{en} — крутизна преобразования на n -й гармонике частоты гетеродина.
- g_e — компонента входной проводимости, обусловленная конечным углом пролета электронов.
- g_{if} — проводимость, эквивалентная нагрузке промежуточной частоты.
- g_{la} — входная проводимость диодного смесителя.
- $\bar{g}_m$ — крутизна (мгновенное значение).
- $\bar{g}_m$ — среднее значение крутизны смесителя.
- g_M — пиковое значение крутизны.
- g_x — величина, обратная характеристическому сопротивлению.
- g_{Ω} — компонента входной проводимости, эквивалентная омическим потерям.
- i — мгновенное значение тока (или его приращение).
- i_{σ} — сеточный ток.
- i_{if} — ток промежуточной частоты.
- $\bar{i}_{if}^2$ — среднее квадратичное значение тока шумов на промежуточной частоте.
- i_p — анодный ток.
- $\bar{i}_{pa}^2$ — среднее квадратичное значение тока шумов.
- I_0 — катодный ток при нулевом напряжении на сетке.
- I_b — фактический ток анода.
- I_d — ток электронного пучка.
- k — постоянная Больцмана.
- L_0 — индуктивность на единицу длины линии.
- L_k — индуктивность катодного ввода.
- m — коэффициент трансформации.
- M — отношение выходной мощности к входной.
- N — эффективное значение напряжения шумов.
- P_N — мощность шумов.
- P_t — мощность передатчика.
- Q — добротность.
- R — активное сопротивление; эквивалентное сопротивление контура.
- R_{eq} — фиктивное сопротивление в цепи сетки, эквивалентное шумам анодного тока и последующих источников шумов.

R_{i-f} — эквивалентное сопротивление контура промежуточной частоты.

R_p — внутреннее сопротивление смесителя.

R_i — эквивалентное сопротивление, шунтирующее входной контур, при подсоединенной лампе и отсоединенной антенне

$$\left(R_i = \frac{1}{g_e + g_{\Omega}} \right).$$

T_a — эффективная температура шумов антенны.

T_R — комнатная температура.

T_{eff} — эффективная температура шумов антенны и фидера.

i_g — время пролета электронов в промежутке катод-сетка.

T_p — время пролета электронов в промежутке сетка-анод.

v — скорость распространения при среде с диэлектрической постоянной $\epsilon \neq 1$.

v_0 — то же при $\epsilon = 1$.

x_a — реактивная составляющая сопротивления антенны.

y — полная проводимость.

y_g — полная входная проводимость лампы.

y_m — проходная проводимость сетка-анод (крутизна, может быть комплексной величиной).

y_p — выходная полная проводимость.

y_{pg} — проводимость обратной связи.

Z — полное сопротивление.

Z_0 — волновое сопротивление.

Глава I

АНТЕННА И ВХОДНЫЕ ЦЕПИ ПРИЕМНИКА¹

Резюме. На УВЧ флюктуационные шумы лампы и контуров приемника значительно больше, чем другие виды помех, так что эти шумы ограничивают прием слабых сигналов. Обычно одной из основных проблем приема на УВЧ является отношение сигнала к шумам. Эта проблема связана с вопросом о ширине полосы приемника. Понятия о ширине полосы контура и эффективной ширине полосы помех не всегда идентичны и при анализе они четко разделяются. Важным моментом является также проблема селективности.

В статье показывается, что энергия, „выловленная“ из пространства приемной антенной, при данной длине волны зависит только от направленности антенны. Таким образом при проектировании приемной антенны приходится учитывать главным образом ее направленность и ширину полосы или Q . В случае полуволнового диполя Q определяется его волновым сопротивлением, которое в свою очередь зависит от отношения диаметра проводника к его длине. Q антенны мало и еще более уменьшается благодаря нагрузке антенны приемником.

Для связи антенны с приемником требуются линии (фидеры) с малыми потерями при соответствующем согласовании сопротивлений. Коэффициент отражения в соединительных элементах линии или около изолирующих распорок легко может быть подсчитан; здесь приводятся соответствующие формулы. Потери, обусловленные такими отражениями, возрастают с частотой и могут быть значительны даже при достаточно малых размерах распорок, используемых для изоляции.

Расчет резонансных линий, используемых на УВЧ в качестве входных контуров, можно производить, пользуясь эквивалентными схемами с сосредоточенными постоянными. Эта процедура упрощается, так как потерями, распределенными вдоль такой линии, обычно можно пренебречь по сравнению с сосредоточенными потерями, вносимыми присоединением лампы. Если ширина полосы такого контура слишком узка, то Q можно уменьшить путем усиления связи с антенной. Если ширина полосы слишком велика, то Q можно повысить, сделав связь лампы с контуром более слабой.

В приложении приводятся данные о резонансных линиях и их эквивалентные схемы в виде контуров с сосредоточенными L и C .

¹ E. W. Herold, Proc. I. R. E, 1943 г., № 3, стр. 423—438.

1. ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИЕМА УВЧ

1. Отношение сигнала к шумам

Одно из основных различий между приемом на УВЧ и на более длинных волнах заключается в том, что на более длинных волнах одной из главных областей применения является широковещание, тогда как на УВЧ (свыше 100 мггц) только в виде исключения применяется один передатчик для связи с весьма большим количеством приемников.

Это является фактором, весьма сильно влияющим на проектирование приемника и приемной антенны. Что касается антенн, то это приводит к сложным направленным антеннам; они находят всеобщее применение на УВЧ благодаря высокой направленности, которую можно получить в малом объеме. В приемниках применяется лучшая и более дорогая конструкция.

Предположим, что расстояние d должно быть перекрыто при помощи передатчика мощностью P_t . Принимаемая мощность P_r будет изменяться как некоторая быстро убывающая функция расстояния $f(d)$:

$$P_r = kf(d)P_t.$$

В любой приемной системе мы имеем некоторую величину неизбежных помех, которые мы можем грубо классифицировать:

1. Помехи, принимаемые антенной вместе с сигналом.
2. Шумы, создаваемые в приемнике.

Обозначим полную мощность помех в приемном устройстве через P_N ; для того чтобы сигнал можно было легко прослушивать, P_r должно быть больше P_N . Следовательно, мощность передатчи-

ка должна удовлетворять неравенству $P_t > \frac{P_N}{kf(d)}$, причем важно, чтобы полная мощность шумов была мала, если d велико, так как тогда $f(d)$ мало.

При частотах ниже 20 мггц шумы приемника обычно бывают малыми по сравнению с помехами, принимаемыми действующей антенной. Jansky [15] напел, что помехи от антенны всегда были по крайней мере в четыре раза больше шумов его приемника на частоте 20 мггц. Шумы от антенны при более низких частотах в основном являются следствием атмосферных явлений, но уже при 20 мггц большая часть их происходит от космической радиации. В диапазоне от 20 до 70 мггц шумы, принимаемые антенной, падают, хотя помехи от систем зажигания и промышленные помехи остаются. Свыше 70 мггц шумы от антенны становятся настолько малыми по сравнению с шумами приемника, что нет даже полной ясности относительно их величины. Следовательно, на УВЧ

шумы приемника составляют основную компоненту P_N и проблема выглядит совсем иначе, чем на более длинных волнах.

В хорошем всеволновом радиоприемнике с настроенным каскадом высокой частоты, связанным соответствующим образом с антенной, шумы приемника составляют незначительную часть P_N . Тот же каскад высокой частоты, в котором может применяться обычная для вещательных приемников лампа, например, типа 6СК7, можно приспособить для работы на 100 мГц. Однако лабораторные измерения покажут, что на этой частоте такой приемник сам создает шумы, примерно в тридцать один раз большие, чем шумы от эквивалента антенны, и P_N будет примерно в тридцать два раза больше шумов от антенны. Путем выбора подходящей УВЧ лампы можно спроектировать приемник так, чтобы уменьшить P_N до величины, лишь в четыре раза большей шумов от эквивалента антенны. Тогда мы можем понизить мощность нашего передатчика до одной восьмой, сэкономив семь восьмых его первоначальной мощности. Этот простой пример показывает, что уменьшение шумов приемника, которое означает увеличение отношения сигнала к шумам, экономит большие средства, если говорить о мощности передатчика.

Если частота становится еще больше, то уровень шумов от антенны остается малым, а приемные лампы работают менее эффективно, так что доля приемника в P_N становится больше и больше. Следовательно, усовершенствование приемника уменьшает требуемую мощность передатчика.

Эти моменты здесь особенно подчеркиваются, так как отношение сигнала к шумам является наиболее важной проблемой проектирования приемника на УВЧ.

2. Ширина полосы

Следующим моментом в проектировании УВЧ приемника, на котором следует остановиться, является ширина полосы. В очень многих случаях применения УВЧ необходима широкая полоса; полоса в 1 или 2 мГц является обычным требованием, а для целей телевидения желательны полосы в 10 мГц или более. Следует отметить, что даже если требуется посылать только звуковую передачу на УВЧ, то необходимо учитывать также нестабильность частоты гетеродина. Таким образом полоса приемника должна быть значительно шире, чем 10 мГц, так как необходимо застраховаться от возможного ухода частоты.

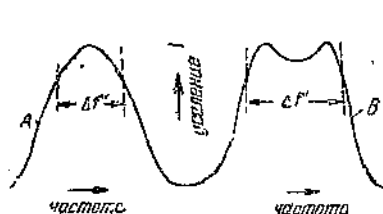
Далее, обращаясь к ширине полосы, отметим, что при возрастании частоты Q контуров становится больше, но зачастую лампы

нагружают контуры, так что Q схемы получается не намного отличающимся от Q на длинных волнах. Так как ширина полосы контура, настроенного на частоту f , определяется как

$$\Delta f' \text{ (при завале в } 3 \text{ дБ)} = \frac{f}{Q},$$

то оказывается, что нагруженный контур с результирующим $Q=100$ имеет значительную ширину полосы. Вообще говоря, Q самих контуров в области УВЧ весьма велика, и малая величина Q обусловлена присоединением лампы (потери в проводах и электронные потери).

Что касается определения ширины полосы, то имеются две величины, которые мы должны различать и которые обе называются шириной полосы. Если мы имеем контур, усилитель или приемник, то зависимость выходного напряжения от частоты выразится



Фиг. 1. Частотные характеристики, типичные для усилителей или приемников.

Ширина полосы $\Delta f'$ контура грубо определяется точками, отличающимися на 3 децибела от максимума.



Фиг. 2. Квадраты ординат кривых, приведенных на фиг. 1. f_0 обозначает возможное положение частоты сигнала.

кривой, подобной A или B на фиг. 1. Ширина полосы $\Delta f'$, обозначенная на обеих кривых, определяется точками, где завал равен 3 дБ. Однако в отношении помех эта ширина полосы не дает нужного представления. Допустим, что мы рассматриваем помехи, которые распределены равномерно по всему диапазону частот, так что спектр помех на выходе имеет распределение амплитуд, соответствующее кривой избирательности (фиг. 1). Оценку помех производят по интегральному эффекту. Так как помехи можно рассматривать как большое количество различных частот (близко расположенных), то мы должны складывать их средние квадратичные значения или складывать их мощности. Мощность помех пропорциональна квадрату кривых (фиг. 1); такие возведенные в квадрат кривые показаны на фиг. 2. Полная площадь, охватываемая кривыми

на фиг. 2, дает полную мощность помех на выходе; мощность помех равна $k_n \int_0^{\infty} G^3(f) df$, где k_n — мощность помех на входе, приходящаяся на единицу ширины полосы, а $G(f)$ — усиление на частоте f . Если бы сигнал был также равномерно распределен по всей полосе, то мы могли бы сравнивать мощность помех с мощностью сигнала при помощи только k_n безотносительно к интегралу, который был бы один и тот же для сигнала и помехи. Фактически же в большинстве измерений и испытаний используется сигнал с одной частотой. Допустим, что этот сигнал настроен на частоту f_0 . Тогда выходная мощность нашего сигнала будет равна $k_s G^2(f_0)$, где k_s — величина входной мощности сигнала. Следовательно,

$$\frac{\text{мощность помех}}{\text{мощность сигнала}} = \frac{k_n \int_0^{\infty} G^3(f) df}{k_s G^2(f_0)} = \frac{k_n \Delta f}{k_s}$$

где Δf мы определим как ширину полосы помех. Это просто ширина полосы (основание) прямоугольника с высотой $G^2(f_0)$ и с площадью, равной $\int G^2(f) df$. Очевидно, что Δf изменяется, если изменяется частота сигнала f_0 . Следовательно, она существенно отличается от ширины полосы контура $\Delta f'$, которая была показана на фиг. 1.

Итак Δf будет обозначать эффективную ширину полосы помех, а $\Delta f'$ — ширину полосы приемника для сигнала (фиг. 1).

3. Избирательность

Для улучшения избирательности общепринятым является использование супергетеродинного принципа, так как при этом избирательность получается примерно одинаковой для всех станций и усилитель промежуточной частоты легко рассчитать так, чтобы он удовлетворял всем требованиям.

Однако в супергетеродине имеется общеизвестный недостаток: сигнал, частота которого выше, чем частота местного гетеродина, будет давать ту же самую промежуточную частоту, как и сигнал, частота которого ниже частоты гетеродина на ту же величину. Если мы используем высокую промежуточную частоту, то обе эти частоты будут разнесены далеко и наш контур, настроенный на частоту радиосигнала, будет разделять их.

В вещательном приемнике промежуточная частота бывает порядка 450 кГц. В УВЧ приемнике она обычно бывает свыше 10 мГц, а иногда и порядка 100 мГц, если желательно действительно превосходное ослабление зеркальной негативной частоты.

II. ПРИЕМНАЯ АНТЕННА

1. Наведенная э. д. с. сигнала, направленность и эквивалентная схема

Следует с самого начала уяснить, что эффективность приемной антенны при приеме сообщения определяет максимально возможное отношение сигнала к помехам приемного устройства. Мы не можем рассчитать абсолютную чувствительность приемной системы, не зная прежде всего абсолютной чувствительности антенны. Приемную антенну можно рассматривать, как источник э. д. с. (обусловленной передаваемым сигналом) с внутренним сопротивлением, равным сопротивлению излучения. Мощность принимаемого сигнала является исходной величиной, которую мы должны знать, прежде чем рассматривать отношение сигнала к помехе (см. главу III). Мы покажем, что эта мощность принимаемого сигнала при данной длине волны является функцией только одной величины, которая может регулироваться в приемном устройстве, а именно, направленности приемной антенны. В результате проектирование приемной антенны связано только с вопросом о ее направленности (которая определяет максимум отношения сигнала к помехе) и с величиной ее Q (которая определяет полосу частот).

Чтобы показать основное свойство приемной антенны, воспользуемся принципом взаимности [27]. Если антенна B посылает сигнал к антенне A (фиг. 3), то напряжение „холостого хода“ антенны A пропорционально току в антенне B , т. е.

$$e_a = k i_b.$$

Закон взаимности в одной из его формулировок [31] гласит, что если антенна A используется как передающая, то k будет одно и то же в обоих направлениях, т. е.

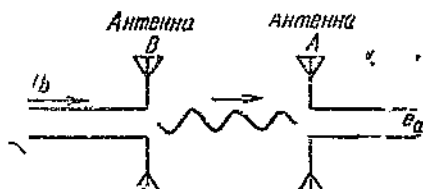
$$e_b = k i_a.$$

Пусть сопротивление излучения антенны B будет R_b и излучаемая ею мощность $i_b^2 R_b$, тогда напряжение у приемной антенны A будет пропорционально корню квадратному из этой мощности:

$$e_a = \sqrt{R_b} i_b.$$

Но если бы антенна A была передающей, то напряжение у антенны B было бы

$$e_b = \sqrt{R_a} i_a.$$



Фиг. 3. Передача сигнала от антенны B к антенне A .

Ток i_b в передающей антенне наводит э. д. с. e_a в приемной антенне.

Итак, мы видим, что k должно быть пропорционально корню квадратному из произведения сопротивлений излучения передающей и приемной антенны. Следовательно,

$$e_a = k' \sqrt{R_a R_b} i_b.$$

Далее мы знаем относительно k' следующее: k' становится меньше при возрастании расстояния, кроме того k' зависит от произведения направленностей приемной и передающей антенн. Следовательно, мы можем написать

$$e_a = \sqrt{A} f(d) D_a D_b \sqrt{R_a R_b} i_b$$

или, возведя в квадрат,

$$e_a^2 = A f^2(d) D_a^2 D_b^2 R_a R_b i_b^2,$$

где A — некоторая постоянная, а D_a и D_b — коэффициенты направленности; таким образом D_a^2 представляет выигрыш приемной антенны по мощности для определенного направления по сравнению с гипотетической совершенно ненаправленной антенной. Обозначим

$$S = f^2(d) D_b^2 i_b^2 R_b,$$

тогда

$$e_a^2 = A R_a D_a^2 S.$$

Величина S может быть выражена как плотность излучения в ваттах на квадратный метр (вектор Пойнтинга). Соотношение между S и напряженностью поля E имеет вид:

$$S = \frac{E^2}{120\pi} \text{ вт} \cdot \text{м}^2,$$

где E выражена в в.м, S имеет определенное направление и D_a также является функцией направления. Наконец, можно показать [27], что

$$A = \frac{\lambda^3}{2\pi},$$

следовательно,

$$e_a^2 = \frac{\lambda^3}{2\pi} R_a D_a^2 S.$$

Все это имеет вполне определенный смысл. Прежде всего рассмотрим зависимость от λ^3 . Мы знаем, что полуволновой диполь имеет сопротивление излучения 73 Ом и некоторую диаграмму направленности, не зависящую от длины волны. Но, конечно, при $\lambda = 1$ м, когда диполь имеет длину 0,5 м, мы должны ожидать меньшего приема, чем при $\lambda = 10$ м, когда диполь имеет длину 5 м. К тому же выводу можно прийти на основании общеизвестной формулы

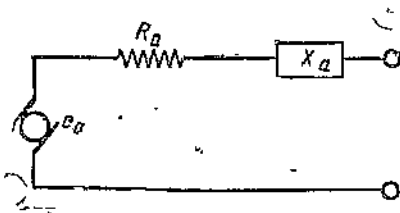
$$e_a = E h,$$

где E — напряженность поля, а h — действующая высота. Для полуволнового диполя приблизительно $h = \frac{2}{\pi} l$, где l — длина полуволны, так что и в данном примере мы видим, что e_a^2 пропорционально λ^2 . То же самое справедливо для любой антенны.

Далее из уравнения видно, что e_a^2 зависит от R_a сопротивления излучения. Это опять-таки имеет определенный смысл. Величина $\frac{e_a^2}{R_a}$ представляет мощность; она пропорциональна максимальной мощности, которую мы можем получить от приемной антенны. Конечно, она зависит от плотности излучения S , создаваемой передатчиком, и от $\frac{\lambda^2 D_a^2}{2\pi}$, которое характеризует „область вылавливания“. Итак, S представляет ватты на квадратный метр, а область действия антенны будет $\frac{\lambda^2 D_a^2}{2\pi}$. Мы теперь знаем, что независимо

от вида антенны напряжение на ее зажимах зависит только от длины волны, коэффициента направленности, сопротивления излучения и, конечно, от интенсивности принимаемого поля. Мы можем заменить действительную антенну эквивалентной схемой, состоящей из генератора e_a , активного сопротивления R_a и реактивного сопротивления антенны x_a (фиг. 4). Для данного передатчика и данной длины волны мы видим, что $\frac{e_a^2}{R_a}$ зависит только от изменения коэффициента направленности. Иными словами, максимальная мощность, которую мы можем получить от приемной антенны, может быть увеличена только путем увеличения коэффициента направленности; мы не можем, например, пересчитать антенну для получения иного сопротивления излучения и ожидать улучшенного приема, если в то же время коэффициент направленности не был увеличен.

Рассмотрим несколько далее это свойство коэффициента направленности и „области вылавливания“, беря в качестве примера



Фиг. 4. Эквивалентная схема приемной антенны. При данной длине волны величина $\frac{e_a^2}{R_a}$ является функцией только коэффициента направленности и напряженности поля от передатчика. Реактивное сопротивление антенны представлено в виде x_a .

полуволновой диполь. Коэффициент направленности D_a^2 примерно равен у него 3, так что „областью вылавливания“ будет

$$\frac{\lambda^2}{2\pi} D_a^2 \approx \frac{\lambda^2}{2} \approx 2l^2,$$

или площадь квадрата, каждая сторона которого равна $\sqrt{2}l$. Таким образом полуволновой диполь захватывает излучение из квадрата, диагональ которого равна длине волны. Для большого рефлектора или для сложной антенны другого типа, площадь которой значительна по сравнению с длиной волны, мы должны ожидать, что максимальная площадь „вылавливания“ весьма близка к фактической площади, т. е. что $\frac{e^2 a}{R_a}$ примерно равна произведению S на фактическую площадь. Следовательно, мы можем получить некоторое представление о коэффициенте направленности большого рефлектора или сложной антенны по ее площади. Выигрыш по мощности большой сложной антенны по сравнению с полуволновым диполем будет весьма приблизительно определяться отношением ее площади к $\frac{\lambda^2}{2}$, другими словами, выигрыш по мощности сложной антенны равен:

$$2 \cdot \frac{\text{площадь антенны}}{\lambda^2} \quad (\text{весьма приблизительно}).$$

2. Диапазон частот антенны (ширина полосы)

Практически на УВЧ антенна обычно настроена сама по себе, т. е. реактивность нашей антенны равна нулю на какой-то частоте диапазона. С другой стороны, мы должны проверить, в каких пределах частот нашу антенну можно использовать. Имеются прекрасные статьи [4, 19, 30] об антеннах и их полосе частот. Для иллюстрации мы исследуем в качестве примера простой полуволновой диполь, так как он обычно является основным элементом антенны на УВЧ.

Начнем с того, что обычный полуволновой диполь есть не что иное, как разомкнутая на конце линия. Однако если провод диполя однороден по своему поперечному сечению, то это будет линия с переменным волновым сопротивлением. Мы не внесем заметной ошибки в физическую картину (но зато облегчим теоретическое рассмотрение), если предположим, что проводники, образующие диполь, являются коническими; тогда волновое сопротивление будет однородным. Волновое сопротивление такой антенны с коническими проводниками, имеющими угол при вершине 2ψ (фиг. 5), будет

$$Z_0 = 120 \ln \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \approx 120 \ln \frac{2r}{\rho} \quad (\text{для малых } \psi),$$

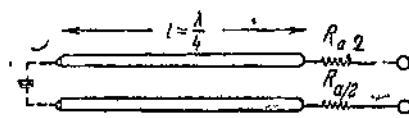
где r — есть радиус провода на расстоянии r от вершины. Это приближенное выражение идентично выражению для волнового сопротивления линии из двух параллельных проводов, расстояние между которыми равно $2r$ при радиусе провода r . Следовательно, мы можем заменить диполь однородной разомкнутой линией длиной



Фиг. 5. Полуволновой диполь, образованный двумя коническими проводниками с углом при вершине 2ψ .

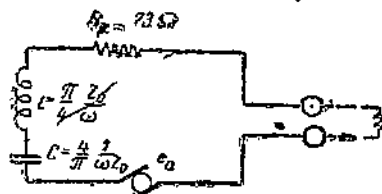
Такой биконический диполь представляет однородное волновое сопротивление для волн, движущихся вдоль проводников.

$\frac{\lambda}{4}$ (фиг. 6); но имеется одно различие между такой эквивалентной линией и обычно применяемыми линиями. Обычно расстояние между проводами линии мало по сравнению с длиной волны, и излучением можно пренебречь. В диполе же излучение является основным источником потерь. Для всех практических случаев с рационально малым ψ эффект излучения может быть представлен в виде сосредоточенного активного сопротивления в 73 ом (прибли-



Фиг. 6. Двухпроводный линейный контур, эквивалентный биконическому диполю на фиг. 5.

Сопротивление излучения представлено в сосредоточенном виде. Небольшая емкость на открытом конце также обусловлена излучением.



Фиг. 7. Эквивалентная схема с сосредоточенными постоянными для типичной приемной антенны (в виде диполя) вблизи от ее резонанса.

зительно) у входных зажимов и реактивного члена, который действует как небольшая емкость в конце линии (фиг. 6). Укорачивая немного диполь, мы уничтожаем эту реактивность и получаем настройку на первоначально намеченной длине волны. Следует припомнить, что разомкнутая четвертьволновая линия ведет себя как последовательный резонансный контур. Следовательно, эквивалентный дипольный контур с сосредоточенными постоянными будет такой, как показано на фиг. 7. L и C представляют эквивалентные индуктивность и емкость и определяются через Z_0 .

Теперь мы можем легко найти ширину полосы антенны:

$$Q = \frac{\omega L}{R} = \frac{\pi}{4} \frac{Z_0}{R_a + R_L},$$

где R_L — нагрузка, обусловленная соединительной линией (фидером) или приемником. Итак, если Z_0 велико, то и Q велико, а ширина полосы мала. Ширина полосы антенны (при завале в 3 дБ) будет $\frac{f}{Q}$.

Однако если между антенной и приемником используется длинная линия с малыми потерями, то (как показал достаточно ясно Carter [4]) нецелесообразно использовать антенну в таком широком диапазоне, соответствующем полосе с завалом на краях в 3 дБ. Около краев такой полосы реактивное сопротивление антенны приблизительно равно ее активному сопротивлению и полное сопротивление на другом конце фидера (т. е. около приемника) претерпевает чрезвычайно большие изменения при довольно малом изменении частоты.

Кривые, составленные Carter'ом, наглядно показывают это. Итак, антенна должна быть рассчитана так, чтобы получить Q намного меньше, чем требуется для обеспечения диапазона частот (если применяется фидер).

В большинстве практических случаев диполь имеет цилиндрическую форму, а не коническую.

Однако полученные выше результаты весьма мало зависят от этого различия в форме. Как показал Щелкунов [30], цилиндрический диполь можно рассчитывать, пользуясь его средним волновым сопротивлением, равным

$$Z_0 = 120 \ln \frac{2l}{a} - 120,$$

где $2l$ — полная длина, а a — радиус. Следовательно, волновое сопротивление точно на 120 ом меньше волнового сопротивления биконического диполя (с малым углом) с полной длиной $2l$ и с радиусом на конце, равным a . Иными словами, Q цилиндрического диполя немногим меньше, чем Q биконического диполя с малым углом. Конус с широким углом ведет себя совершенно иначе и не будет нами рассматриваться.

На частоте 300 мГц цилиндрический диполь диаметром 25 мм будет иметь Z_0 примерно 325 ом и $Q=4$ при коротком замыкании. Q уменьшается вдвое при работе на согласованную нагрузку. Это означает максимальный диапазон частот (с завалом 3 дБ) от 263 до 337 мГц при коротком замыкании и примерно от 225 до 375 мГц при согласовании нагрузки. Однако, если бы наш диполь был про-

водом тридцать шестого калибра¹, то Z_0 было бы 989 ом и Q было бы 11. Это дало бы еще диапазон частот 27 мггц. Если бы с антеннами вышеприведенных примеров использовалась длинная линия с малыми потерями, то было бы разумно считать полезным диапазоном частот только часть упомянутых величин (с тем, чтобы избежать чрезмерных изменений в полном сопротивлении на приемном конце при переходе от одного конца диапазона до другого).

Резюмируем: цилиндрический диполь с полной длиной $2l$ и радиусом a будет иметь при коротком замыкании

$$Q \approx 1,4 \left(\ln \frac{2l}{a} - 1 \right)$$

и, конечно, — меньшее значение Q при работе на нагрузку. Диапазон (полоса) частот антенны грубо определяется как $\frac{f}{Q}$ (где f — резонансная частота антенны при закороченной линии), но он намного меньше при использовании длинной линии с малыми потерями.

3. Шумы антенны

Антенна принимает излучение от всех точек пространства соответственно ее диаграмме направленности. Так как в природе имеются колебания, обусловленные температурой (которые случайны относительно частоты), то мы можем ожидать наличия еще одного типа помех, эквивалентного шумам от теплового движения. Было показано [27], что если антенна помещается в замкнутом пространстве с постоянной температурой T_a , то шумы, принимаемые антенной, будут такие же, как шумы от теплового движения в сопротивлении, равном ее сопротивлению излучения:

$$\bar{e}_n^2 = 4k T_a R_a \Delta f,$$

где $\bar{e}_n^2$ — напряжение шумов на зажимах разомкнутой антенны, $k = 1,37 \cdot 10^{-13}$ джоулей на градус Кельвина и Δf — эффективная, ширина полосы шумов, как она была определена ранее.

На УВЧ мы можем полагать, что волны проходят через слой Хевисайда и антенна не принимает энергию, отраженную от этого слоя; если мы имеем антенну, направленную в межзвездное пространство, то она будет принимать малые тепловые помехи или даже вовсе их не принимать: действующая температура, поскольку рассматриваются шумы, будет почти равна нулю. Практически направленная антенна может быть повернута почти в любом направлении, и шумы будут соответственно значительно изменяться.

¹ $2a = 0,127$ м.м.



Как шумы приемника относительно велики, то на УВЧ невозможно измерить температуру, соответствующую шумам антенны.

Конечно, имеются и другие* источники помех, принимаемых антенной, и на длинных волнах они превосходят тепловые шумы, о которых мы говорили. На УВЧ уже необычно, чтобы имелись другие источники помех (кроме промышленных), и мы поэтому можем полагать, что при благоприятных условиях шумы антенны будут так малы (и даже меньше), как тепловые шумы, соответствующие шумам в эквиваленте антенны при комнатной температуре.

4. Эквивалент антенны для лабораторных измерений

Для измерения параметров приемника в лаборатории мы можем заменить действительную антенну эквивалентной схемой. Как мы уже видели (фиг. 4), антенна может быть представлена источником э. д. с., активным сопротивлением, равным сопротивлению излучения, и реактивным сопротивлением. Если эквивалент антенны должен быть точным, то R_a должно быть взято при температуре T_a , соответствующей тепловым шумам антенны. Если имеются другие источники помех, то и они должны быть добавлены. Пока еще не было сделано измерений, доказывающих обратное, не следует ожидать, что будет допущена заметная ошибка, если принять, что шумы антенны соответствуют T_a , равной комнатной температуре. Следовательно, при лабораторных измерениях проще всего заменить сопротивление излучения R_a сосредоточенным сопротивлением при комнатной температуре.

Что касается реактивного сопротивления, то почти всегда на УВЧ антенна настроена, т. е. ее реактивное сопротивление равно нулю или очень мало в интересующем нас диапазоне частот. Мы можем пойти далее и предположить, что если антенна правильно рассчитана, то ее ширина полосы настолько широка (т. е. ее Q настолько мало), что реактивное сопротивление ничтожно в любой точке около резонанса. Следовательно, в эквивалентной схеме антенны можно пренебречь реактивным сопротивлением X_a .

Теперь можно упомянуть об основных требованиях к генератору сигналов для измерений приемника. Он имеет некоторое внутреннее сопротивление, которое по возможности должно быть чисто активным. Если у него имеется внутреннее реактивное сопротивление, то последнее должно быть либо скомпенсировано настройкой, либо должно быть сделано весьма малым по сравнению с сопротивлением излучения (т. е. активным сопротивлением эквивалента антенны). Если внутреннее сопротивление генератора недостаточно мало, то его следует учесть как часть сопротивления эквивалента антенны.

жно
мых
мы,
нсь
мо-
бу-
ву-
уре.

жем.
Как
тена
тив-
лент
тем-
ме-
ены.
ное,
если
тной
още
со-

а на
авно
Мы
льно
е Q
лю-
схе-

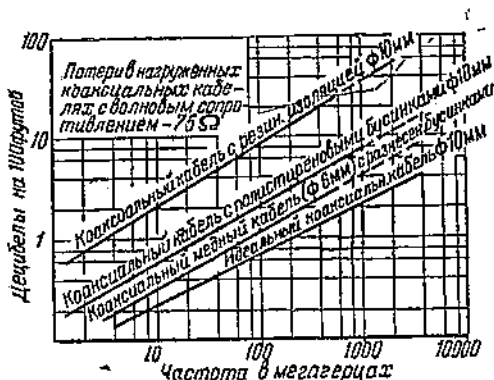
нера-
знут-
чис-
про-
на-
енно
экви-
едос-
эк-

На УВЧ чрезвычайно трудно получить сосредоточенное, свободное от реактивности омическое сопротивление (отображающее сопротивление излучения антенны) в эквиваленте антенны. Однако в большей части диапазона УВЧ вполне удовлетворительными оказываются обычные угольные сопротивления (например, с сопротивлением постоянному току в 75 ом). Они имеют действующую индуктивность порядка 10^{-8} гн, что неплохо; их следует применять с осторожностью на тех частотах, где их реактивное сопротивление превышает 20—30 ом. Можно использовать на УВЧ следующий удобный способ: между источником сигнала и приемником вместо эквивалентного сопротивления включается длинная линия с заметными потерями. Такая линия будет представлять сопротивление, равное ее волновому сопротивлению, и если потери на длине волны не слишком велики, то такое эквивалентное сопротивление будет почти чисто активным и не зависимым от частоты. Однако выходное напряжение сигнала должно быть постоянно контролируемо каким-либо независимым способом, так как во многих случаях падение в линии значительно изменяется с температурой и влажностью.

III. СВЯЗЬ АНТЕННЫ С ПРИЕМНИКОМ

1. Потери в фидере в функции от частоты

Рассмотрим теперь линию, идущую от антенны к приемнику. В качестве первого приближения антенну можно рассматривать как генератор э. д. с. $\mathcal{E}_a$ и активное сопротивление R_a ; простейшее соединение выполняется путем использования линии с волновым сопротивлением, равным R_a . Типичные значения потерь в линии приведены на кривых фиг. 8. Очевидно, каждый децибел потерь в линии должен быть возмещен передатчиком и потери в 3 дб означают удвоение мощности передатчика при предельном уровне шумов. Следовательно, весьма желательно помещать первые лампы приемника близко к антенне,

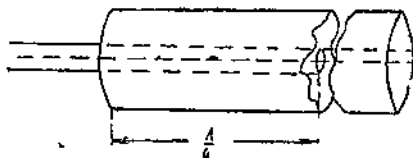


Фиг. 8. Затухание нагруженного коаксиального кабеля в функции от частоты.

Скажем несколько слов относительно выбора волнового сопротивления. У коаксиального кабеля с воздушной изоляцией потери минимальны при волновом сопротивлении, несколько большем 75 ом [33]. На этом основании кабель с волновым сопротивлением в 75 ом широко используется. В кабелях с не воздушной изоляцией потери возрастают благодаря диэлектрику и волновое сопротивление при минимальном затухании обычно бывает меньше, чем 75 ом. Сбалансированные (симметричные) открытые двухпроводные линии имеют намного большее волновое сопротивление, но сбалансированные экранированные линии имеют обычно от 75 до 150 ом. На более длинных волнах, где потери на излучение не слишком велики, симметричная линия с большим волновым сопротивлением и с открытыми проводами, пожалуй, является наиболее дешевой и она имеет наиболее частое применение. Однако на более высоких частотах желательно использовать коаксиальные линии, так как они имеют малые потери и свободны от излучения; имеется возрастающая тенденция выбирать для таких коаксиальных линий сопротивление 50 или 75 ом. Для получения дальнейших сведений следует обратить внимание на превосходную ранее опубликованную статью Sterb'a и Feldman'a [33], в которой многое применимо к практике УВЧ.

2. Схемы сопряжения антенны с фидером

Когда применяется симметричная антенна, как, например, диполь или сложная антенна из диполей, то для сохранения баланса



Фиг. 9. Четвертьволновой шлейф для присоединения несбалансированной (коаксиальной) линии к симметричной линии (или антенне). Коаксиальная линия на протяжении в четверть волны проходит внутри наружного шлейфа.

желательно использовать симметричную линию или две коаксиальные линии. Наиболее широко применяется одна коаксиальная линия, поэтому необходимо рассмотреть специальные способы связи, которые позволяют использовать ее без вреда для сбалансированной антенны. Наиболее простым способом является применение четвертьволнового шлейфа. Для перехода от коаксиальной линии к сбалансированной линии применяют двойную коаксиальную линию на длине, равной четверти длины волны (фиг. 9). Это создает большое сопротивление внутреннего и наружного проводников коаксиальной линии относительно земли. Хотя устройство это является идеальным только при резо-

наивсе, оно применимо в достаточно широкой полосе частот. Сопротивление наружного коаксиального отрезка при угловой частоте ω будет

$$Z = Z_0' \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} = Z_0' \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} = Z_0' \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\omega_0},$$

где Z_0' — волновое сопротивление наружного коаксиального отрезка, а ω_0 — его резонансная угловая частота. Если внутренний коаксиальный отрезок имеет волновое сопротивление Z_0 , а Z_0' сделано намного больше, чем Z_0 , то может быть использована полоса от $\frac{1}{2}\omega_0$ до $\frac{3}{2}\omega_0$ без всякой опасности. Если Z_0' сравнимо с Z_0 , то уверенные границы будут $0,8\omega_0$ и $1,2\omega_0$, т. е. ширина полосы будет составлять 40%. Например, такой выравнивающий шлейф на частоте 300 мГц будет перекрывать диапазон от 240 до 360 мГц.

Второй способ присоединения коаксиальной линии к сбалансированной антенне показан на фиг. 10. Он применяется только для вертикальных антенн: здесь отогнутый отрезок наружного проводника фидера образует нижнюю половину диполя. Имеются также другие способы, при помощи которых может быть выполнена связь несбалансированной передающей линии со сбалансированной антенной; многие из них описаны в патентной литературе.

Теперь представим себе, что сбалансированная антенна или сбалансированная линия должна быть присоединена к коаксиальной линии с другим волновым сопротивлением. Здесь мы можем использовать для трансформации сопротивления отрезок линии длиной $\frac{\lambda}{4}$ [33]. Входное сопротивление четвертьволновой линии, замкнутой на активное сопротивление R ,

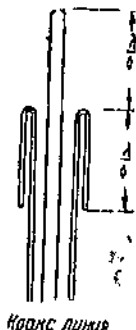
$$Z = \frac{Z_0^2}{R},$$

так что можно использовать такой отрезок для трансформации сопротивления. Таким образом, чтобы сопрячь две линии с различными волновыми сопротивлениями Z_1 и Z_2 , мы можем соединить их при помощи четвертьволнового отрезка, волновое сопротивление которого

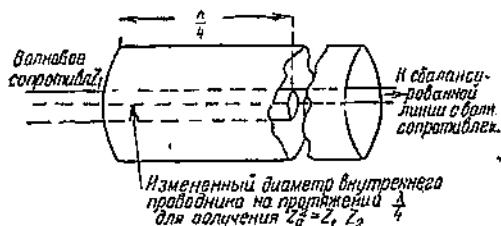
$$Z_0^2 = Z_1 Z_2.$$

Это справедливо для любого типа линии, сбалансированной или коаксиальной. Следовательно, для получения такого шлейфа мы можем видоизменить конец коаксиальной линии (фиг. 11),

уменьшив диаметр внутреннего проводника. Однако теперь полная ширина полосы, свободная от отражений, станет значительно меньше. Трансформация сопротивления более чем 2:1 хороша только для отклонений частоты в несколько процентов [4]. Большую ширину полосы можно получить при помощи суживающейся к концу линии. Если две линии с разными волновыми сопротивлениями соединяются отрезком



Фиг. 10. Способ присоединения коаксиальной линии к вертикальному полуволновому диполю.



Фиг. 11. Применение комбинации четвертьволнового шлейфа с четвертьволновым трансформатором для согласования несимметричной линии одного волнового сопротивления с симметричной линией другого волнового сопротивления.

такой суживающейся линии длиной в несколько волн, то получается хорошее широкополосное согласование с очень малыми потерями на отражение. Другие подробности приведены в статье Carter'a.

3. Присоединение фидера к приемнику

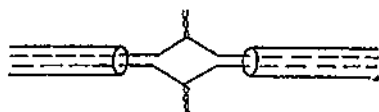
При соединении антенны с приемником посредством линии несогласованность сопротивления на приемном конце приводит к стоячим волнам в линии и таким образом несколько увеличивает потери в ней. С другой стороны, иногда благодаря несогласованности сопротивлений на зажимах приемника получается улучшение отношения сигнала к помехе или частотной характеристики. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен в главе III. Однако здесь заметим, что когда приемник должен быть несогласован с линией, то важно поддерживать хорошее согласование на антенном конце, иначе получится ухудшение отношения сигнала к помехе.

Итак, мы можем уже здесь установить основное правило: когда наилучшая работа приемника получается при максимальном уровне мощности, подводимой к нему, то линия должна быть согласована на обоих концах; когда несогласованность улучшает работу приемника, то линия должна быть согласована на антенном конце, а несогласованность должна быть между линией и приемником.

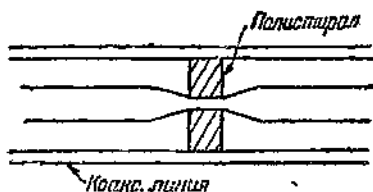
Если антенна работает на частоте, немного отличающейся от собственного резонанса, то ее сопротивление содержит небольшую реактивную составляющую, которая не оказывает большого влияния на величину ее полного сопротивления, но которая тем не менее создает условие несогласованности с линией. В результате на другом конце длинной линии с малыми потерями получается сопротивление, которое может значительно изменяться при малом изменении частоты; это ясно видно из кривых Carter'a. В случае широкополосного приемника, указанное изменение может заметно воздействовать на частотную характеристику. Это явление ослабляется путем использования наименьшего возможного Q антенны и наименьшей возможной длины линии. Эффекты эти несколько меньше также в случае, когда потери в линии значительны.

4. Потери при отражении в стыках линии

Говоря о согласовании сопротивлений, не следует забывать о влиянии соединительных элементов. Когда два отрезка линии соединяются проводником, то следует принять меры, чтобы отражение в соединении было минимальным. Например, пусть два отрезка 75-омной сбалансированной линии соединены так, как показано на фиг. 12. Такой стык легко может создать значительные



Фиг. 12. Два отрезка линии с малым сопротивлением, соединенные скруткой, которая может вызвать значительное отражение.



Фиг. 13. Способ установки изоляционных распорок в коаксиальной линии для получения минимального отражения.

потери на высоких частотах. Сближая оба куска провода в стыке друг к другу (и применяя изолирующую резиновую ленту), с тем чтобы уменьшить волновое сопротивление, можно сильно уменьшить потери. Следовательно, при осуществлении таких соединений следует пытаться согласовать сопротивления. Если в коаксиальном кабеле применяются распорные изоляторы из полистирола с диэлектрической постоянной, равной 2,5, то внутренний проводник должен быть сжат, как показано на фиг. 13, так чтобы выдерживать постоянным

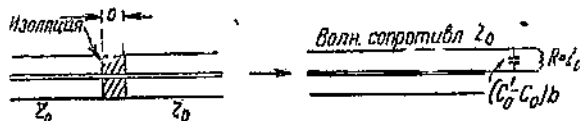
$$Z_0 = \frac{1}{v_0 \sqrt{\epsilon} C_0}$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная. В случае коаксиальной линии с волновым сопротивлением 75 Ом отношение диаметров при использовании воздушной изоляции равно приблизительно 3,5 к 1. При полистиреновой изоляции это отношение должно быть 7,2 к 1; в точках опоры внутренний проводник должен иметь примерно половинный диаметр.

Интересно подсчитать коэффициент отражения, когда не принимается никаких мер предосторожности в стыке или точке опоры. Представление о его величине легко получается, если предположить, что в указанной точке подключена параллельная емкость или последовательная индуктивность в зависимости от того, уменьшается или увеличивается волновое сопротивление в рассматриваемой точке линии. Добавляемая емкость или индуктивность может быть подсчитана; коэффициент отражения определяется по обычной формуле:

$$\text{коэффициент отражения} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0},$$

где Z_0 — нормальное волновое сопротивление, а Z — комбинация добавочной емкости в параллель с Z_0 , или добавочной индуктивности последовательно с Z_0 . На фиг. 14 и 15 показаны эквива-



Фиг. 14. Эквивалентная схема для расчета отражения от распорного изолятора в коаксиальной линии.

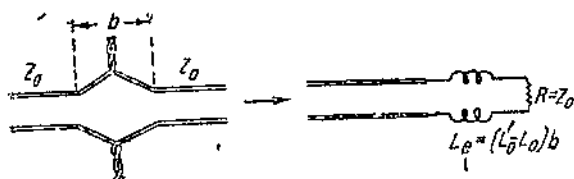
лентные схемы для обоих случаев. Хотя этот способ легко распространяется и на случай, когда b имеет любую длину, однако эквивалентная схема, показанная на фигуре, является точной только для b , коротких по сравнению с длиной волны. При такой аппроксимации коэффициент отражения для случая, изображенного на фиг. 14, может быть представлен в виде

$$\text{коэффициент отражения} \approx j\pi(\epsilon - 1) \frac{b}{\lambda} \quad (\text{при } b \ll \lambda),$$

где $j = \sqrt{-1}$, ϵ — диэлектрическая постоянная изолятора, b — его длина и λ — длина волны в свободном пространстве. Для случая, изображенного на фиг. 15, где отражение вызывается увеличенным волновым сопротивлением на коротком участке сращивания линии,

$$\text{коэффициент отражения} \approx j\pi \left(\frac{L'_0}{L_0} - 1 \right) \frac{b}{\lambda} \quad (b \ll \lambda),$$

где L'_0 — средняя индуктивность на единицу длины в стыке, а L_0 — нормальная индуктивность на единицу длины линии. Следует заметить, что в вышеприведенных случаях максимально возможный коэффициент потерь мощности, обусловленный только отражением, определяется квадратом коэффициента отражения. Полная потеря мощности может быть меньше этого максимума при определенных условиях, но она может быть также и больше, если имеются какие-либо потери в изоляторе или в стыке (которые мы полагали при вышеизложенном анализе чисто реактивными элементами).



Фиг. 15. Эквивалентная схема для расчета отражения от стыка в симметричной линии.

Мы можем заметить, что коэффициент отражения становится больше при уменьшении длины волны. Например, изолирующий диск длиной всего 3 мм может создавать заметные потери, если частота достаточно высока. В случаях, когда имеется много повторных отражений, как, например, в кабеле с бусинками, потери можно уменьшить путем соответствующего распределения бусинок.

IV. ВХОДНОЙ КОНТУР ПРИЕМНИКА

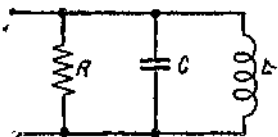
1. Избирательность по соседней станции и по негативу

Назначением входных цепей приемника является, во-первых, согласовать соответствующим образом антенну и присоединенную к ней линию с первой лампой приемника и, во-вторых, обеспечить некоторую избирательность, особенно по зеркальному каналу. Рассмотрим сначала второе назначение.

Если мы настроимся на частоту f_s , а промежуточная частота равна f_i , то входное устройство должно выделить частоту f_s от частоты $f_s \pm 2f_i$. Многие типы входных контуров, осуществленные в виде настроенных отрезков линии, могут быть представлены в виде эквивалентного контура с сосредоточенными постоянными, как показано на фиг. 16. Такой контур имеет ширину полосы (с завалом в 3дБ)

$$\Delta f = \frac{f_s}{Q} = \frac{1}{2CR};$$

для обеспечения избирательности при использовании такого контура необходимо, чтобы неизбежное сопротивление нагрузки (входное сопротивление лампы) было присоединено к отводу, расположенному на контуре, по возможности ниже, с тем чтобы получить желаемую ширину полосы (или, если угодно, желаемое Q). При зеркальной частоте ($f_i + 2f_s$) такой контур ведет себя как реактивное сопротивление:



Фиг. 16. Эквивалентная схема с сосредоточенными постоянными для многих типов входных контуров в виде резонансных линий.

$$x_c = \frac{1}{2\pi C} \frac{f_s + 2f_i}{4f_i(f_s + f_i)}.$$

Следовательно, отношение его чувствительности по негативу к его чувствительности на частоте сигнала будет

$$\frac{\text{негатив}}{\text{сигнал}} = \frac{1}{R} \frac{1}{2\pi C} \frac{f_s + 2f_i}{4f_i(f_s + f_i)} = \frac{\Delta f f_s + 2f_i}{4f_i f_s + f_i} \approx \frac{\Delta f}{4f_i},$$

если $f_i \ll f_s$.

Значение высокой промежуточной частоты совершенно очевидно.

Два связанных контура имеют значительно большую фильтрацию по негативной частоте при той же ширине полосы. Если промежуточная частота мала по сравнению с частотой сигнала, то отношение $\frac{\text{негатив}}{\text{сигнал}}$ приблизительно равно квадрату соответствующего отношения для одиночного настроенного контура или эквивалентно отношению для двух одиночных настроенных контуров, включенных по каскаду.

2. Отношение сигнала к шумам

Подробное рассмотрение отношения сигнала к шумам будет приведено в главе III; здесь же будет полезно отметить влияние, которое может иметь входной контур на этот важный фактор. Хотя в приемнике нередко имеются значительные источники шумов до или на входе первой лампы, однако часто основной источник шумов имеет место на выходе первой лампы. В последнем случае наилучшее отношение сигнала к шуму будет получаться, если входной контур рассчитать так, чтобы подавать наибольшее возможное напряжение сигнала на входной электрод. Для этого необходимо прежде всего уменьшение всех потерь до минимума и, во-вторых, согласование сопротивлений антенны или фидера со входом лампы. Первое условие имеет смысл во всех случаях.

Однако было бы ошибкой преклоняться перед условиями согласования сопротивлений до такой степени, как это иногда делается,

кон-
узки
оло-
чить
При
реак-

чув-
ствян-

$\frac{\Delta f}{4f}$

й ча-

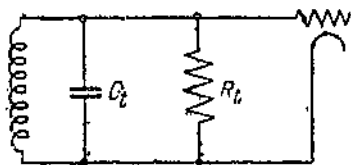
ильт-
Если
а, то
вуюю-
эквив-
уров,

будет
яние,
Хо-
умов
чник
лучае
ход-
кное
димо
рых,
мпы.
гла-
ется,

Путем нарушения согласования с фидером можно (см. главу III) увеличить ширину полосы с минимальной потерей в величине сигнала и, следовательно, с минимальным уменьшением отношения сигнала к помехе. Во многих приемниках имеются источники шумов на входе (например, тепловое возбуждение во входном контуре лампы), которыми нельзя пренебрегать. Тогда slight нарушение согласования выгодно и приводит к улучшенному отношению сигнала к помехе. Следовательно, входной контур является важной частью приемника с точки зрения улучшения отношения сигнала к шумам, так как он дает возможность регулировать связь между антенной и входной лампой.

3. Соображения о ширине полосы

В широкополосных УВЧ приемниках всегда оказывается, что входные контуры могут быть выполнены с весьма малыми потерями и основные потери получаются в лампе, проводах к лампе и т. п. Фактически мы можем, как правило, пренебрегать потерями в контурах и полагать, что контуры идеальны, но мы должны быть осторожными, чтобы правильно учесть потери в лампах и проводах. Допустим, что мы имеем лампу и находим, что ее вход представляет активное сопротивление R_i параллельное емкости C_i . Если мы присоединим ко входу лампы свободную от потерь индуктивность (без распределенной емкости), то мы получим контур (фиг. 17), для которого



Фиг. 17. Присоединение индуктивности с малыми потерями к лампе с входным сопротивлением R_i и емкостью C_i для образования входного контура.

$$Q = \omega C_i R_i;$$

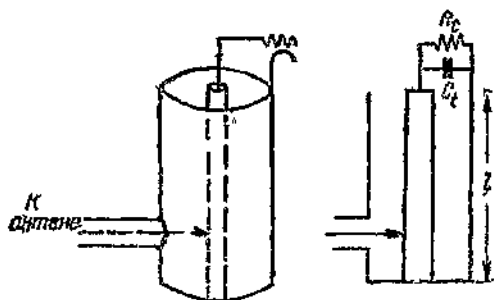
$$\Delta f = \frac{f}{Q} = \frac{1}{2\pi C_i R_i},$$

и чем меньше величина C_i , тем шире полоса. Если присоединенная индуктивность имеет распределенную емкость, то ширина полосы всегда меньше той, которая получается при идеальной индуктивности. Когда индуктивность осуществлена в виде отрезка линии, то для широкополосных схем требуются линии с малой погонной емкостью, т. е. линейные контуры с высоким волновым сопротивлением. Выражение для Q для такого случая (когда на входе прием-

ника имеется контур в виде отрезка линии) приводится в следующем параграфе. Позднее мы увидим, что ширина полосы может также изменяться благодаря влиянию антенной цепи на входной контур.

4. Эквивалентные схемы входных трансформаторов

Эквивалентные схемы с сосредоточенными постоянными помогают человеку, знакомому с длинноволновой техникой, понять линейные контуры. Таблица полезных данных, включающая также эквивалентные схемы, приводится в приложении к данной главе. Здесь подробно будет рассмотрено только одно устройство.



Фиг. 18. Типичный линейный резонансный контур в виде концентрической линии, применяемый в качестве входного трансформатора к лампе с входным сопротивлением R_i и емкостью C_i .

Длина l определяет резонансную частоту.

Типичным входным трансформатором к лампе будет четвертьволновая линия из концентрических цилиндров [7] (как показано на фиг. 18) с отводом для фидера. Предположим вначале, что этот отвод отсоединен, но присоединена лампа, вход которой эквивалентен параллельному соединению сопротивления R_i и емкости C_i . Тогда

условие резонанса будет (см. приложение табл. 2а, третий случай)

$$Z_0 \operatorname{tg} \theta = \frac{1}{\omega C_i},$$

где θ — электрическая длина линии $\frac{2\pi l}{\lambda}$.

Из той же таблицы в приложении видно, что при отсоединенном фидере наша четвертьволновая линия имеет

$$Q = \frac{1}{2} \left[\omega C_i R_i + \frac{\theta}{\sin^2 \theta} \frac{R_i}{Z_0} \right].$$

Эквивалентная схема с сосредоточенными постоянными показана на фиг. 19. Если теперь подсоединить отвод фидера и поднимать его вверх, начиная с нижней точки, то Q будет уменьшаться, и когда будет достигнуто согласование сопротивлений, то Q получится равным как раз половине приведенного выше значения (см. главу III). Мож-

но также осуществить связь с антенной при помощи витка, введенного в линию. В этом случае лучше помещать его около закороченного конца линии, чтобы использовать для связи наиболее сильное магнитное поле. Виток связи будет давать некоторую реактивность, но, как правило, ее можно скомпенсировать путем изменения настройки. Настройка контура и регулирование связи с антенной часто являются процедурой с последовательным приближением. В главе III будет сказано подробнее о регулировании связи с антенной (с точки зрения отношения сигнала к шумам); там будет показано, что связь, необходимая для наибольшего отношения сигнала к шумам, не всегда такая же, как связь, дающая максимум сигнала на лампу.

Предположим в вышеприведенном примере, что наша входная цепь, когда она настроена для получения наибольшего усиления имеет слишком малую ширину полосы.

Это значит, что Q слишком велико. Хотя имеется много способов, при помощи которых можно понизить Q , и все они будут одинаково хорошо служить для увеличения ширины полосы, однако они не будут одинаковы в смысле их влияния на отношение сигнала к помехам. Например, если мы добавим параллельно R_i активное сопротивление для увеличения затухания, то Q уменьшится, но это будет сопровождаться значительным ослаблением сигнала и, следовательно, уменьшением отношения сигнала к помехам. Другой способ уменьшения Q — сделать связь с антенной более сильной, чем оптимальная, — это уменьшит Q при малом изменении отношения сигнала к помехе (в некоторых случаях оно может даже улучшаться). Третья возможность — использовать противосвязь в первой лампе. Если сделать это правильно, подавая обратную связь одинаковой величины для сигнала и помехи, то эффективное входное сопротивление лампы может быть уменьшено, причем отношение сигнала к помехе изменится мало или совсем не изменится (подробнее см. главу III).

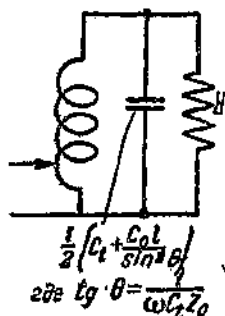
Наконец, и лучше всего Q можно уменьшить путем выбора лампы с меньшей емкостью и применения ливейного контура с малой погонной емкостью.

Для широкополосных входных цепей значительные преимущества в смысле ровности частотной характеристики и отстройки по негативу получают путем применения на входе системы из двух связанных контуров. Возможное устройство изображено на фиг. 20. На фигуре изображены две расположенные одна над другой резонансных коаксиальных линий, соединенные концами: одна в качестве первичного контура, с которым связана антенна, а другая в качестве вторичного контура, питающего первую лампу. Связь между первичным и вторичным контурами может регулироваться

путём высверливания дыр в центральной закорачивающей перегородке.

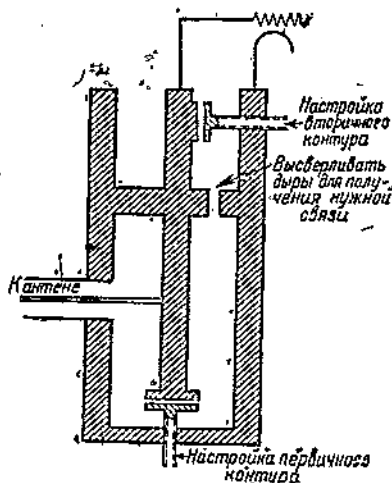
Применение емкостной настройки, как показано на фиг. 20, просто и удобно, но имеет недостаток в том смысле, что при этом увеличивается полная емкость контура.

С другой стороны, предположим, что мы имеем единичный контур (трансформатор) и ширина полосы настолько велика, что мы вполне можем сузить ее так, чтобы улучшить селективность по



Фиг. 19. Входной контур, который эквивалентен контуру, изображенному на фиг. 18.

Длина l входит в угол $\theta = \frac{2\pi l}{\lambda}$, а C_0 — емкость на единицу длины резонансной линии, Z_0 — ее волновое сопротивление.



Фиг. 20. Трансформатор из двух коаксиальных резонансных линий, применяемый для связи антенны с первой лампой приемника.

негативной частоте. Здесь мы стремимся увеличивать Q . Один из методов повышения Q заключается в использовании линейного контура с меньшим волновым сопротивлением, и это является удивлительным средством.

Другой способ заключается в ослаблении связи входа лампы с линейным контуром (например, путем опускания сеточного отвода). В табл. 2а (четвертый случай) приложения приводится формула, которая применима к рассматриваемому случаю, когда лампа с емкостью C_s и сопротивлением R_s подсоединена к отводу линейного контура. Конечно, верхний предел Q определяется потерями в контуре, которые в случае резонансных линий часто бывают достаточно малы, чтобы обеспечить получение Q порядка 1000 и более.

пере-

20,
томкон-
мы
по

В качестве примера практического устройства входного трансформатора возьмем следующую задачу:

$$\Delta f = 3,5 \text{ мггц}; \quad \lambda_0 = 86 \text{ см};$$

$$f = 350 \text{ мггц}; \quad Q = 100.$$

Входная лампа типа 955 работает в качестве смесителя [12], применяемого с гетеродином, работающим на основной частоте. Входная проводимость этой лампы в качестве смесителя соответствует сопротивлению $R_i = 2300 \text{ ом}$, а входная емкость C_i (считая анод заземленным по высокой частоте) — около 4 мкмкф.

Применим контур в виде концентрической цилиндрической линии длиной в четверть волны. Пусть линия (рассчитанная на максимум Q) имеет внутренний медный проводник диаметром 6,3 мм (четверть дюйма) и волновое сопротивление $Z_0 = 77 \text{ ом}$, что соответствует внутреннему диаметру наружного проводника 22 мм. Линия сама по себе, если сделать ее четвертьволновой, будет иметь длину 21,4 см и следующее Q (см. формулу в примечании к табл. 2 а приложения):

$$Q = 5,2 \cdot 10^4 \frac{\frac{1}{2} \cdot 0,63}{\sqrt{86}} \approx 1780.$$

Это Q , очевидно, достаточно велико, чтобы им пренебречь по сравнению с желаемым $Q = 100$, так что мы можем применить приведенную в приложении эквивалентную схему (которая не учитывает потерь в линейном контуре). Мы находим, что если лампа присоединена к открытому концу линии, как на фиг. 18, то для емкости в 4 мкмкф потребуется (для резонанса), чтобы длина линии была уменьшена до (см. приложение табл. 2 а, третий случай)

$$l = \frac{\lambda_0}{2\pi} \theta = \frac{\lambda_0}{2\pi} \arcsin \sqrt{\frac{1}{1 + (\omega Z_0 C_i)^2}}.$$

из
ого
до-и с
(а).
ла,
ем-
ого
он-
но

Применяя некоторые соотношения, приведенные в приложении, мы найдем, что

$$C_0 = \frac{33}{Z_0} = 0,43 \text{ мкмкф на } 1 \text{ см}.$$

Следовательно,

$$\omega Z_0 C_i = \frac{6,2}{\lambda_0} \cdot \frac{C_i}{C_0} = 0,67;$$

$$l = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot 0,98 = 13,4 \text{ см};$$

$$\sin^2 \theta = 0,69.$$

Следовательно, эквивалентная схема с сосредоточенными постоянными дает емкость эквивалентного контура с сосредоточенными постоянными

$$C = \frac{1}{2} \left[C_i + \frac{C_0}{\sin^2 \theta} \right] = 6,2 \text{ мкмкф}$$

и

$$Q = \omega CR_i = 31.$$

Это дает полосу в 11 мгц (даже до присоединения антенны), которая слишком широка.

Чтобы увеличить Q , рассмотрим присоединение лампы к части линейного контура; мы обратимся к последнему случаю, рассмотренному в табл. 2а приложения. Следует припомнить, что мы хотим получить величину Q около 100; но когда антенный фидер будет связан и приблизительно согласован с контуром, то Q , грубо говоря, вдвое уменьшится. Следовательно, контур сам по себе (вместе с лампой) должен быть рассчитан на Q около 200. Это значит, что действующая емкость эквивалентного контура с сосредоточенными постоянными должна быть (согласно вышеприведенному выражению для Q) около 40 мкмкф; если взять $L_1 = 4,0 \text{ см}$, то

$$\theta_1 = 0,29 \text{ радианов, } \cos^2 \theta_1 = 0,12, L_2 = 16,6 \text{ см,}$$

так что

$$C = 42 \text{ мкмкф,}$$

и следовательно $Q = 212$. Как будет показано позже, предпочтительно делать связь с антенной несколько сильнее оптимальной, а это будет уменьшать Q до величины, меньшей чем половина. Следовательно, мы можем считать выбор удовлетворительным, и связь с антенной может быть отрегулирована так, чтобы получить общее $Q = 100$. Следует отметить, что при помощи такого простого средства, как присоединение лампы к отводу на линейном контуре, мы сужаем полосу до желаемой величины, не жертвуя в значительной степени величиной сигнала и не ухудшая отношения сигнала к помехе. Заметим, что избирательность по негативной частоте для промежуточной частоты в 25 мгц будет

$$\frac{\text{чувствительность по негативу}}{\text{чувствительность по сигналу}} = \frac{\Delta f'}{4f_i} = \frac{1}{29}.$$

Это соответствует обычно предъявляемым требованиям. Местный гетеродин может быть связан индуктивным или емкостным способом, и связь должна быть очень слабой.

Данного примера вполне достаточно, чтобы показать пользу приведенных в приложении формул для эквивалентного контура с сосредоточенными постоянными. Конечно, они с равным успехом могут быть использованы для других задач, связанных с входным контуром.

Приложение

Полезные данные о контурах в виде резонансных линий

В большинстве случаев в УВЧ приемниках омические потери на высокой частоте в элементах, внешних относительно лампы, настолько малы по сравнению с нагрузкой, вносимой лампой, что ими можно без всякого риска пренебречь. Следовательно, когда наружные контуры представляют отрезки резонансных линий, мы можем без риска пренебречь их распределенными омическими потерями и вести расчеты в предположении, что эти потери ничтожно малы. При таких условиях отрезок линии вблизи от одной из своих резонансных точек ведет себя аналогично сосредоточенному реактивному элементу. Потери и емкость, которые вносятся при соединении лампы, просто добавляются в сосредоточенном виде к эквивалентной схеме с сосредоточенными постоянными. Такие эквивалентные схемы с сосредоточенными постоянными показателны для инженеров, знакомых с техникой длинных волн, и значительно упрощают анализ схемы.

Хотя на фигурах схематически обозначены двухпроводные параллельные линии, однако, конечно, результаты применимы к коаксиальной линии или другой любой конфигурации однородной линии.

При выводе данных эквивалентных схем с сосредоточенными постоянными в табл. 2а и 2б приложения рассматривалось распределение напряжения $U(x)$, как функции расстояния x вдоль резонансной линии. Эта функция использовалась затем для подсчета запасенной энергии путем интегрирования произведения $\frac{1}{2} C_0 U^2$ по всей длине; здесь C_0 — емкость на единицу длины. Запасенная энергия приравнивалась запасенной энергии эквивалентного контура с сосредоточенными постоянными, имеющего такое же напряжение, как и на зажимах линейного контура. Таким образом действующая эквивалентная сосредоточенная емкость (исключая присоединенную внешнюю емкость) определяется, как

$$C = \frac{C_0}{U^2_t} \int_0^l U^2(x) dx,$$

где U_t — напряжение на зажимах, а l — длина. Так в первом примере табл. 2а $l = \frac{\lambda_0}{4}$ и $U(x) = U_t \sin \frac{2\pi x}{\lambda}$, так что

$$C = C_0 \int_0^{\frac{\lambda}{4}} \sin^2 \frac{2\pi x}{\lambda} dx = C_0 \frac{\lambda_0}{8} = C_0 \frac{l}{2}.$$

В более сложных случаях выражения могут быть получены различными способами при помощи тригонометрических преобразований.

Эквивалентные схемы с последовательно включенными сосредоточенными постоянными, подобные тем, которые даны в табл. 2 приложения, проще всего находятся путем интегрирования полной запасенной магнитной энергии в линии, опять-таки приравнявая ее к запасенной энергии в контуре с сосредоточенными постоянными, имеющем такой же ток, как и на зажимах резонансной линии.

Таблица

Однородные линии с малыми потерями

а) Обозначения

- ϵ — диэлектрическая постоянная изоляционного материала;
 C_0 — емкость на единицу длины линии с воздушной изоляцией, в $\phi/\text{м}$.
 $C'_0 = \epsilon C_0$ — емкость на единицу длины линии с невоздушной изоляцией, в $\phi/\text{м}$.
 L_0 — индуктивность на единицу длины, в $\text{гн}/\text{м}$.
 v_0 — скорость распространения в линии с воздушной изоляцией, равная $3 \cdot 10^8$ м/сек.
 v — скорость распространения в линии с невоздушной изоляцией, равная $\frac{v_0}{\sqrt{\epsilon}}$.
 λ_0 — длина волны (в м) в линии с воздушной изоляцией, равная $\frac{v_0}{f}$.
 λ — длина волны (в м) в линии с невоздушной изоляцией, равная $\frac{v}{f}$.
 Z_0 — волновое полное сопротивление в ом.
 l — длина линии в м.
 f — частота в гц.
 $\omega = 2\pi f$ — угловая частота в рад/сек.
 n — любое целое число.

б) Общие соотношения

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}; \quad v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon L_0 C_0}};$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = v L_0 = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon}} L_0 = \frac{1}{v \varepsilon C_0} = \frac{1}{v \varepsilon C_0} = \frac{1}{v_0 \sqrt{\varepsilon} C_0}$$

с) Разомкнутые и закороченные линии

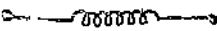
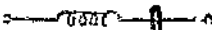
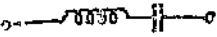
Входное полное сопротивление короткозамкнутой линии, равное

$$jZ_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}$$

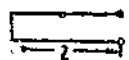
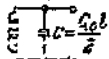
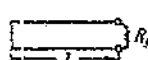
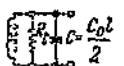
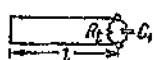
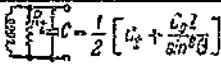
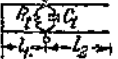
Входное полное сопротивление разомкнутой линии, равное

$$-jZ_0 \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda}$$

д) Характеристики частных случаев длины линии
(которыми пренебрежем)

Длина линии	Сопротивление в конце линии	Входное сопротивление	Эквивалентный контур с сосредоточенными постоянными
$l \ll \lambda$	0	$j\omega l L_0$	
$l \ll \lambda$	$R = Z_0$	Z_0	
$l \ll \lambda$	∞	$\frac{1}{j\omega l C_0}$	
$l = (2n-1) \frac{\lambda}{4}$	0	∞	
$l = (2n-1) \frac{\lambda}{4}$	Z_1	$\frac{Z_0^2}{Z_1}$	
$l = (2n-1) \frac{\lambda}{4}$	∞	0	
$l = n \frac{\lambda}{2}$	0	0	
$l = n \frac{\lambda}{2}$	Z_1	Z_1	
$l = n \frac{\lambda}{2}$	∞	∞	

Эквивалентные схемы для четвертьволновых короткозамкнутых линий без учета потерь в линии

 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{4}$	 Q ненагруженной, l считается весьма большим l
 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{4}$	 $Q = \omega \frac{C_0 l}{2} R_1 = \frac{\pi}{4} \frac{R_1}{Z_0}$
 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{2\pi} \theta = \frac{\lambda_0}{2\pi} \arcsin \sqrt{\frac{1}{1 + (\omega Z_0 C_1)^2}}$ $\sin^2 \theta = \frac{1}{1 + (\omega Z_0 C_1)^2}$	 $\approx C_1 + 0,55 C_0 l$ $Q = \frac{\omega R_1}{2} [C_1 + \frac{C_0 l}{\sin^2 \theta}] =$ $= \frac{1}{2} [\omega C_1 R_1 + \frac{\theta}{\sin^2 \theta} \frac{R_1}{Z_0}]$
 Условие резонанса $l_1 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \theta_1, \quad l_2 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \theta_2$ Модуль l_1 или θ_1 по заданному l_2 и θ_2 $\cos^2 \theta_2 = \frac{1}{1 + (\omega Z_0 C_1 - \omega C_2 Z_0)^2}$	 $C = \frac{1}{2} [C_1 + \frac{C_0 l_1}{\sin^2 \theta_1} + \frac{C_0 l_2}{\cos^2 \theta_2}]$ $Q = \frac{\omega R_1}{2} [C_1 + \frac{C_0 l_1}{\sin^2 \theta_1} + \frac{C_0 l_2}{\cos^2 \theta_2}]$

Полезные соотношения если C_0 в мккнф на 1 см, C_1 в мккнф и λ в см, то

$$C_0 = \frac{33}{Z_0}; \quad Z_0 = \frac{33}{C_0} \quad \omega Z_0 C_1 = \frac{6,2}{\lambda_0} \cdot \frac{C_1}{C_0}$$

¹ Максимум Q коаксиальной медной линии длиной $\frac{\lambda}{4}$ получается, когда $Z_0 = 77$ ом и равен $5,2 \cdot 10^4 \frac{a}{\sqrt{\lambda_0}}$, где a — радиус внутреннего проводника в см; λ_0 — также в см.

Эквивалентные схемы для разомкнутых линий при полуволновом резонансе

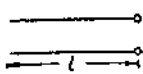
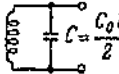
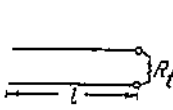
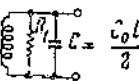
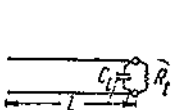
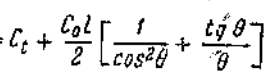
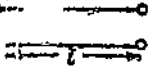
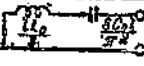
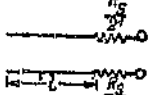
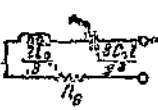
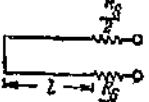
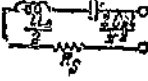
 Условие резонанса. $l = \frac{\lambda_0}{2}$	
 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{2}$	 $Q = \frac{\pi}{2} \frac{R_t}{Z_0}$
 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad \theta = \frac{\lambda_0}{2\pi} \arctg \omega Z_0 C_t$ $\operatorname{tg} \theta = \omega Z_0 C_t = \frac{6,2}{\lambda_0} \cdot \frac{C_t}{C_0}$	 $Q = \omega R_t \left\{ C_t + \frac{C_0 l}{2} \left[\frac{1}{\cos^2 \theta} + \frac{\operatorname{tg} \theta}{\theta} \right] \right\}$

Таблица 2с

Линия при последовательном резонансе

 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{4}$	
 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{4}$	 $Q = \frac{\pi}{4} \frac{Z_0}{R_G}$
 Условие резонанса $l = \frac{\lambda_0}{2}$	 $Q = \frac{\pi}{2} \frac{Z_0}{R_G}$

ПРОВОДИМОСТИ И ФЛЮКТУАЦИОННЫЕ ШУМЫ ЛАМП И КОНТУРОВ¹

Резюме. Отношение сигнала к шумам в радиоприемниках в известной степени зависит от проводимостей лампы и контура и от источников шумов, имеющихся в лампе и элементах контура. Лампы, работающие в линейной части характеристики, могут быть представлены четырехполюсником, состоящим из проводимостей (из которых наиболее важным являются входная, выходная и проводимость обратной связи), и двумя генераторами тока, из которых наиболее важным является тот, который определяет проходную проводимость².

Входная проводимость лампы обычного типа в основном определяется: 1) омическими потерями; 2) междуподсеточными емкостями; 3) собственными и взаимными индуктивностями электродов; 4) собственными и взаимными индуктивностями выводов; 5) условиями пространственного заряда в лампе; 6) величиной угла пролета на участке катод—управляющая сетка. Индуктивность катодного вывода влияет на компоненту входной проводимости, которая (компонента) пропорциональна первой степени крутизны и квадрату частоты. „Угол пролета“ на участке катод—управляющая сетка вносит в проводимость аналогично изменяющуюся компоненту, которая пропорциональна также углу пролета (если последний не слишком велик). Эти добавочные компоненты проводимости положительны для случая тока, ограниченного пространственным зарядом, и отрицательны для эмиссии, ограниченной температурой³. Аналогично и входная емкость возрастает (по сравнению с емкостью при погашенной лампе) в случае тока, ограниченного пространственным зарядом, и уменьшается во втором случае.

Проходная проводимость не очень сильно изменяется по величине в зависимости от частоты, хотя ее фазовый угол может изменяться значительно. Проводимость обратной связи (обычно емкостная) меняется по знаку выше некоторой определенной частоты. Выходная проводимость при увеличении частоты изменяется меньше, чем входная проводимость.

Рассматриваются различные источники шумов, которые являются факторами, определяющими отношение сигнала к шумам в радиоприемниках. Сюда входят тепловые флюктуации, дробовые шумы, распределение тока между электродами, наведенные шумы и вторичная эмиссия. Вводится понятие об активном сопротивлении, эквивалентном шумам лампы; оно представляет такое фиктивное сопротивление, которое, будучи подключенным к входному электроду лампы, вызовет увеличение шумов в анодном контуре, равноценное флюктуациям анодного тока.

¹ L. Malter, Proc. of the IRE, 1943, № 9, стр. 491—500.

² Термином „проводимость“ ниже обозначается „полная проводимость“ (Y), которая в частном случае может быть чисто активной проводимостью (g). Понятие „проходной проводимости“ сетка-анод аналогично крутизне; проходная проводимость может носить комплексный характер (см. ниже). Прим. ред.

³ В первом случае ток в лампе меньше полной эмиссии катода, во втором случае ток равен току насыщения.

1. ВВЕДЕНИЕ

АМП

как в

гра и

тура.

быть

стей

про-

орых

дую

реде-

сами;

соб-

нями

а на

вода

ента)

тоты.

про-

пор-

и пе-

и для

ища-

но и

пога-

ным

елн-

зме-

кост-

тоты.

ень-

влия-

ам в

овые

умы

нии,

зное

дек-

вно-

оди-

ово-

ично

стер

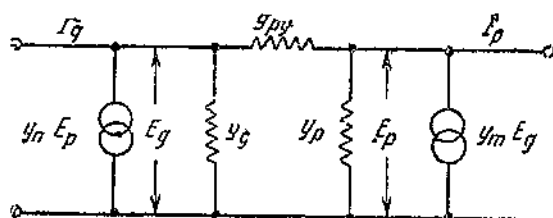
, во

Как было указано в главе I, функция приемной антенны сводится к „вылавливанию“ из пространства части передаваемой мощности. Вообще говоря, часть этой мощности подается к первой лампе приемника через механизм входного контура. Однако в некоторых случаях, когда лампа имеет бесконечное или отрицательное входное сопротивление, она не будет потреблять мощности. Независимо от того, потребляет ли вход приемника мощность или нет, отношение сигнала к помехе в приемнике будет определяться частями проводимостями лампы и контуров.

В этой главе будут рассмотрены проводимости лампы и источники шумов, имеющиеся в элементах радиоприемников. В главе III будет показано, как можно учесть влияние этих факторов, чтобы оценить так называемый „фактор шумов“ радиоприемника.

II. ЛАМПЫ КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК

Лампа (например, триод или пентод), работающая в линейной части характеристики, может быть представлена четырехполосником, изображенным на фиг. 21, где¹



Фиг. 21. Представление вакуумной лампы в виде четырехполосника, содержащего в качестве элементов проводимости и два генератора неизменного тока.

I_g — эффективное значение переменной составляющей сеточного тока;

I_p — эффективное значение переменной составляющей анодного тока;

E_p — эффективное значение переменной составляющей анодного напряжения;

E_g — эффективное значение переменной составляющей анодного тока, обусловленной влиянием сеточного напряжения E_g на электронный ток, идущий к аноду;

¹ Обозначения Y_p , Y_m , Y_g и Y_r пояснены несколько ниже. прим. ред.

ПРОВОДИМОСТИ И ФЛЮКТУАЦИОННЫЕ ШУМЫ ЛАМП И КОНТУРОВ¹

Резюме. Отношение сигнала к шумам в радиоприемниках в известной степени зависит от проводимостей лампы и контура и от источников шумов, имеющихся в лампе и элементах контура. Лампы, работающие в линейной части характеристики, могут быть представлены четырехполюсником, состоящим из проводимостей (из которых наиболее важным являются входная, выходная и проводимость обратной связи), и двумя генераторами тока, из которых наиболее важным является тот, который определяет проходную проводимость².

Входная проводимость лампы обычного типа в основном определяется: 1) омическими потерями; 2) междуподанными емкостями; 3) собственными и взаимными индуктивностями электродов; 4) собственными и взаимными индуктивностями выводов; 5) условиями пространственного заряда в лампе; 6) величиной угла пролета на участке катод—управляющая сетка. Индуктивность катодного вывода влияет на компоненту входной проводимости, которая (компонента) пропорциональна первой степени крутизны и квадрату частоты. „Угол пролета“ на участке катод — управляющая сетка вносит в проводимость аналогично изменяющуюся компоненту, которая пропорциональна также углу пролета (если последний не слишком велик). Эти добавочные компоненты проводимости положительны для случая тока, ограниченного пространственным зарядом, и отрицательны для эмиссии, ограниченной температурой³. Аналогично и входная емкость возрастает (по сравнению с емкостью при погашенной лампе) в случае тока, ограниченного пространственным зарядом, и уменьшается во втором случае.

Проходная проводимость не очень сильно изменяется по величине в зависимости от частоты, хотя ее фазовый угол может изменяться значительно. Проводимость обратной связи (обычно емкость) меняется по знаку выше некоторой определенной частоты. Выходная проводимость при увеличении частоты изменяется меньше, чем входная проводимость.

Рассматриваются различные источники шумов, которые являются факторами, определяющими отношение сигнала к шумам в радиоприемниках. Сюда входят тепловые флуктуации, дробовые шумы, распределение тока между электродами, наведенные шумы и вторичная эмиссия. Вводится понятие об активном сопротивлении, эквивалентном шумам лампы; оно представляет такое фиктивное сопротивление, которое, будучи подключенным к входному электроду лампы, вызовет увеличение шумов в анодном контуре, равноценное флуктуациям анодного тока.

¹ L. Malter, Proc. of the IRE, 1943, № 9, стр. 491—500.

² Термином „проводимость“ ниже обозначается „полная проводимость“ (Y), которая в частном случае может быть чисто активной проводимостью (g). Понятие „проходной проводимости“ сетка-анод аналогично крутизне; пр. лодная проводимость может носить комплексный характер (см. ниже). Прим. ред.

³ В первом случае ток в лампе меньше полной эмиссии катода, во втором случае ток равен току насыщения.

1. ВВЕДЕНИЕ

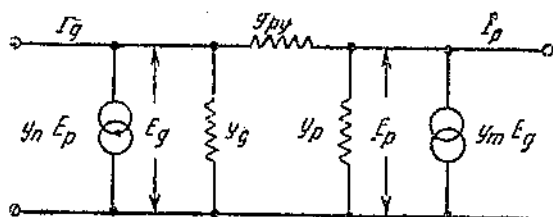
МП

Как было указано в главе I, функция приемной антенны сводится к „вылавливанию“ из пространства части передаваемой мощности. Вообще говоря, часть этой мощности подается к первой лампе приемника через механизм входного контура. Однако в некоторых случаях, когда лампа имеет бесконечное или отрицательное входное сопротивление, она не будет потреблять мощности. Независимо от того, потребляет ли вход приемника мощность или нет, отношение сигнала к помехе в приемнике будет определяться частотными проводимостями лампы и контуров.

В этой главе будут рассмотрены проводимости лампы и источники шумов, имеющиеся в элементах радиоприемников. В главе III будет показано, как можно учесть влияние этих факторов, чтобы оценить так называемый „фактор шумов“ радиоприемника.

II. ЛАМПЫ КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК

Лампа (например, триод или пентод), работающая в линейной части характеристики, может быть представлена четырехполусником, изображенным на фиг. 21, где¹



Фиг. 21. Представление вакуумной лампы в виде четырехполусника, содержащего в качестве элементов проводимости и два генератора неизменного тока.

- I_g — эффективное значение переменной составляющей сеточного тока;
- I_p — эффективное значение переменной составляющей анодного тока;
- E_p — эффективное значение переменной составляющей анодного напряжения;
- E_g — эффективное значение переменной составляющей анодного тока, обусловленной влиянием сеточного напряжения E_g на электронный ток, идущий к аноду;

¹ Обозначения Y_n , Y_m , Y_g и Y_p пояснены несколько ниже. р.и.м. ред.

$y_n E_p$ — эффективное значение переменной составляющей сеточного тока, обусловленной влиянием анодного напряжения E_p и электронный ток, идущий к сетке¹.

Следует отчетливо усвоить, что представление лампы в виде четырехполюсника, строго говоря, возможно только в случае, если лампы работают на линейном участке. Это по существу ограничивает область применения такого представления только усилителями и исключает такие устройства, как смеситель или детекторы. Однако даже в случае нелинейных устройств можно применять представление о четырехполюснике для последующих друг за другом небольших участков характеристики (так как их можно считать линейными); результаты для этих последовательных участков можно затем сопоставить для всей области работы.

На фиг. 21 можно видеть, что здесь выдерживаются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} I_p &= y_m E_g + y_p E_p + (E_p - E_g) y_{pg}; \\ I_g &= y_n E_p + y_g E_g + (E_g - E_p) y_{pg}. \end{aligned}$$

На выходных зажимах при коротком замыкании $E_p = 0$, следовательно,

$$\begin{aligned} I_p &= y_m E_g - y_{pg} E_g; \\ I_g &= y_g E_g + y_{pg} E_g. \end{aligned}$$

Если бы не было эмиссии, то $y_m E_g = y_n E_p = 0$. Очевидно y_{pg} является проводимостью обратной связи между анодом и сеткой. y_m определяется как проходная проводимость (крутизна) ка-анод, и y_g как входная проводимость. Если входные зажимы замкнуты, то $E_g = 0$, следовательно,

$$I_p = y_p E_p + y_{pg} E_p.$$

y_p определяется как выходная проводимость; y_n , которая определяется как проходная проводимость анод-сетка, в обычных случаях играет малую роль, и ею можно пренебречь.

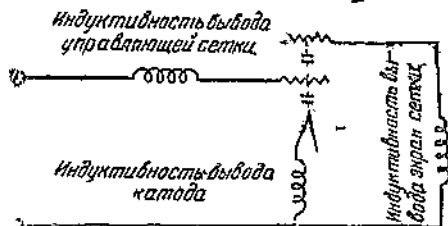
Вышеизложенное рассмотрение применимо практически ко всем типам приемных ламп, если под термином „сетка“ в предыдущих рассуждениях понимается „управляющий электрод“. Перечисленные выше проводимости лампы будут ниже рассмотрены для учета их влияния на отношение сигнала к шумам в приемнике.

¹ На фиг. 21 мы полагаем, что эти токи создаются двумя „генераторами неизменного тока“ (Constant current generators), понимая под этим фиктивные источники, посылающие токи определенного значения (в данном случае $y_m E_g$ и $y_n E_p$).

III. ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Случай 1. Холодный катод. Чтобы сделать возможным определение влияния электронной эмиссии на входную проводимость, весьма полезно прежде всего рассмотреть случай лампы с холодным катодом, где благодаря отсутствию эмиссии четырехполюсник становится по существу пассивным и вся проблема сводится к рассмотрению цепей в чистом виде.

Схема входа многоэлектродной лампы с холодным катодом может быть представлена, как показано на фиг. 22. Сочетание показанных индуктивностей и емкостей при измерении на входных зажимах дает последовательные и параллельные резонансы на различных частотах. Как правило, резонанс на самой низкой из этих частот имеет последовательный характер.



Фиг. 22. Схема входа лампы.

Внешний сеточный контур в виде резонансной линии должен (для настройки на эту и более высокие частоты) работать на длине большей чем $\frac{\lambda}{4}$. Однако в случае ламп, в которых используются проволочные выводы, омические потери в них обычно быстро возрастают с частотой, так что в этом диапазоне не всегда можно получить удовлетворительную работу.

Случай 2. Нагретый катод. При наличии эмиссии картина меняется в том смысле, что входная активная проводимость становится очень большой на УВЧ. Эта проводимость служит нагрузкой для входного контура, ограничивая таким образом напряжение, получающееся от антенны на управляющей сетке. Входная проводимость обусловлена в основном двумя различными факторами: 1) индуктивностью и омическим сопротивлением выводов лампы; 2) конечным временем пролета электронов в лампе. Они будут рассмотрены ниже.

а) Влияние выводов. Полное изучение входной кажущейся проводимости требует рассмотрения собственной и взаимной индуктивностей выводов, а также емкостей между выводами и распределенных емкостей. Этот вопрос был подробно разобран Стреттом [37]. Для целей иллюстрации будет достаточно рассмотреть простой случай, когда самоиндукция имеется только в катодном выводе, как показано на фиг. 23. Это обусловлено тем фактом, что в некоторых случаях индуктивность катодного вывода играет главную роль при определении входной проводимости на УВЧ.

Для схемы фиг. 23 можно дать эквивалентную схему, как показано на фиг. 24.

C_g — емкость катод-управляющая сетка.

C_s — емкость управляющая сетка-экранная сетка

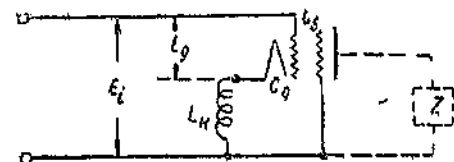
L_k — индуктивность катодного вывода.

E_i — эффективное значение переменного напряжения, приложенного к входным зажимам.

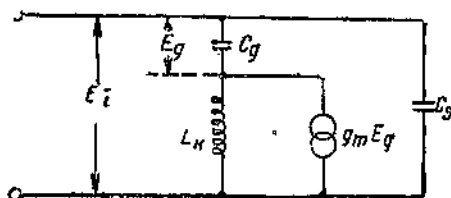
E_g — эффективное значение переменного напряжения между сеткой и катодом.

g_m — крутизна суммарного тока, идущего ко всем электродам (т. е. катодного тока).

Генератор тока $g_m E_g$, присоединенный параллельно L_k^1 , является генератором токов, который дает токи анодный, экранный и т. д., текущие через L_k .



Фиг. 23. Схема лампы, показывающая наличие индуктивности катодного вывода.



Фиг. 24. Эквивалентная схема входа лампы, представленной на фиг. 23.

Следовательно:

$$E_i = E_g + j\omega L_k g_m E_g = E_g (1 + j\omega L_k g_m);$$

$$I_g = E_g j\omega C_g + E_i j\omega C_s = \frac{E_i j\omega C_g}{1 + j\omega L_k g_m} + E_i j\omega C_s \\ = \frac{E_i (j\omega C_g + \omega^2 L_k C_g g_m)}{1 + \omega^2 L_k^2 g_m^2}$$

Если рассмотрение ограничивается случаем, когда $\omega^2 L_k^2 g_m^2 \ll 1$,

$$I_g = E_i [j\omega (C_g + C_s) + \omega^2 L_k C_g g_m]$$

и, наконец,

$$y_g = \frac{I_g}{E_i} = j\omega (C_g + C_s) + \omega^2 L_k C_g g_m.$$

¹ В схеме фиг. 24 условно предполагается, что ток от генератора тока $g_m E_g$ протекает только через L_k .

как

"

ка-

на-

ого

до-

ым

на-

ого

жду

ом.

ар-

це-

ро-

од-

 E_g

ль-

ом

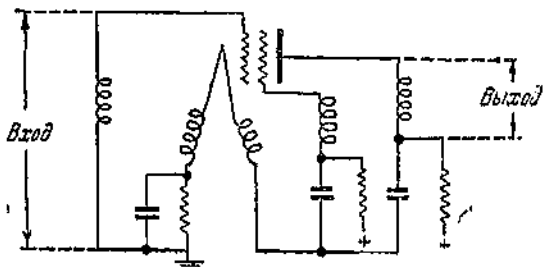
оки

д.,

Если индуктивность вывода экранной сетки значительна и имеет величину L_s , то выражение для входной кажущейся проводимости приобретает вид

$$A = j\omega(C_g + C_s) + \omega^2(g_m L_k C_g - g_s L_s C_s),$$

где g_s — крутизна экранного тока. Таким образом индуктивности катодного и экранного выводов приводят к возникновению во входной проводимости действительной компоненты, которая изменяется пропорционально первой степени проходной проводимости и квадрату приложенной частоты. Влияние индуктивности экранного вывода направлено к компенсации влияния индуктивности катодного вывода. Вследствие того, что обычно g_s составляет только часть g_m , компенсация может быть полной только в том



Фиг. 25. Схема лампы с использованием двух катодных выводов.

лучае, если сделать L_s в несколько раз больше L_k , что нецелесообразно.

Одним из способов, уменьшающих нагрузочный эффект индуктивности катодного вывода, является использование двух отдельных катодных выводов, чтобы разделить входную и выходную цепи, так чтобы анодный ток не влиял на нагрузку входа. Этот способ, который был применен в лампах, созданных для работы в УВЧ, показан на фиг. 25.

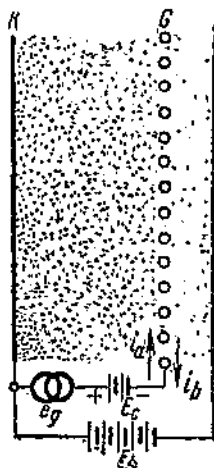
б) Изменение емкости и проводимости, обусловленное временем пролета. Теперь рассмотрим влияние электронного тока в лампе на входную емкость и проводимость. При этом думать, что ток к электроду возникает только в тот момент, когда электроны ударяют в него.

Покажем, что анодный ток начинает течь, как только электроны покидают катод. Для простоты рассмотрим вначале диод. Всякий электрон в пространстве между катодом и анодом наводит на аноде заряд; величина заряда зависит от расстояния между элек-

троном и анодом. Так как при движении электрона это расстояние изменяется, то получается ток, текущий через внешнюю цепь вследствие движения электронов в пространстве между катодом и анодом.

Это представление о токе можно использовать для того, чтобы рассмотреть, каким образом протекает сеточный ток в триоде (фиг. 26).

Здесь e_g — мгновенное значение переменной составляющей сеточного напряжения. В данном триоде анод положителен относительно катода, а сетка имеет отрицательное смещение. Движение электронов образует



Фиг. 26. Пространственный заряд в триоде.

пространство между катодом и сеткой ток электронов i_a , текущий к сетке, а также ток электронов i_b , текущий от сетки вследствие дальнейшего движения электронов от сетки в направлении к аноду. Когда нет переменных напряжений, то $i_a = i_b$ и сеточный ток $i_g = 0$. При статических условиях в сеточной цепи не протекает никакого тока, но присутствие электронов в пространстве создает появление на сетке заряда. Теперь, если потенциал сетки изменяется в положительном направлении, то положительный заряд на сетке будет увеличиваться; это увеличение заряда будет вызвано отчасти наличием емкости между сеткой и другими электродами и отчасти увеличением пространственного заряда электронов в районе, прилегающем к сетке. Увеличение пространственного заряда связано с возрастанием электронного тока, вызванного увеличением положительного потенциала на сетке. Из того факта, что положительный заряд на сетке возрастает по сравнению с зарядом, обусловленным емкостью при холодном катоде, можно видеть, что пространственный заряд фактически сказывается в увеличении эффективной емкости между сеткой и другими электродами. Эта дополнительная емкость зависит от электронного пространственного заряда и возрастает с уменьшением сеточного смещения.

Если приложить к сетке небольшое переменное напряжение e_g , то соответственно будет изменяться электронный ток, а следовательно, также и заряд на сетке. Если время, которое требуется для пролета электронов в области между катодом и сеткой, мало по сравнению с периодом T переменного напряжения e_g , то заряд на сетке, обусловленный электронным пространственным зарядом, будет изменяться в фазе с e_g ; следовательно, дополнительная вход-

ная емкость будет изменяться в фазе с e_g ; следовательно, дополнительная вход-

тольная проводимость, связанная с током, обусловленным изменением
 о целого заряда, будет чисто реактивной.

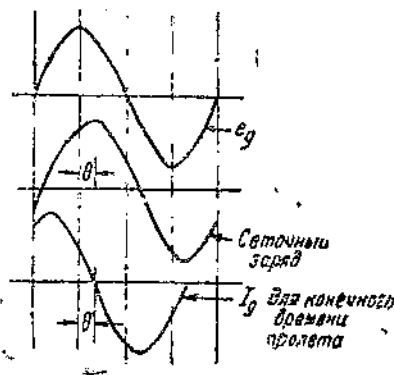
Время, которое затрачивается электронами на прохождение
 промежутка между катодом и сеткой, называется временем пролета
 что катод-сетка и обозначается $\mathcal{T}_g$. Время пролета между сеткой и
 триодным $\mathcal{T}_p$ обычно мало по сравнению с $\mathcal{T}_g$, вследствие высокой
 средней скорости электронов в указанном промежутке. Поэтому,
 ей рассматривая влияние времени пролета на входную проводимость
 лампы, можно учитывать только время пролета катод-управляющая
 сетка $\mathcal{T}_g$.

Обычно пользуются величиной "угол пролета", который опре-
 й определяется, как $\omega \mathcal{T} = 2\pi f \mathcal{T} = 2\pi \left(\frac{\mathcal{T}}{T} \right)$. Для вышеприведенного случая,
 е то $\omega \mathcal{T}_g \ll \pi$.

Если угол пролета катод-сетка значителен (что является только
 ки по другим способом обозначения того, что время, которое затрачи-
 менных $\mathcal{T}_g = 0$ является электроном для прохож-
 епи нения промежутка катод-сетка,
 не ничтожно по сравнению с
 елект периодом приложенного сиг-
 ние н (нала), то заряд на сетке будет
 сетки проходить через свой максимум
 ни, т несколько позднее того мо-
 ели ч-
 вызвано мента, когда сеточное напря-
 и дру-
 м про-
 айоне, жение проходит через свой
 стра- максимум.

Это "отставание" сеточного
 заряда, обозначенное на фиг. 27
 углом θ , приводит к соответ-
 ствующему сдвигу фазы сеточ-
 ного тока. Изменения сеточно-
 го напряжения, заряда и тока
 для этого случая изображены
 на фиг. 27. Так как сеточное
 напряжение и ток сдвинуты не
 на 90° , то входная полная
 проводимость получается ком-

плексной; она содержит активную составляющую. Из фиг. 27
 можно видеть, что активная составляющая проводимости поло-
 жительна; таким образом эффект конечного угла пролета сказыва-
 ется во введении активной проводимости на зажимах сетка-катод.
 Этот вопрос исследовали Ferris и North [21], которые нашли, что
 если угол пролета не слишком велик, то входная активная прово-



Фиг. 27. Изменения сеточного потен-
 циала, сеточного заряда и сеточного
 тока в лампе со значительным углом
 пролета в промежутке катод управ-
 ляющая сетка.

димость определяется равенством $A = Kg_m \omega^2 \tau_g^3$, где K — постоянная. Если угол пролета больше, чем примерно $\frac{\pi}{2}$, то картина

может быть совершенно отличной в том смысле, что входная активная и реактивная проводимости могут получать то положительные, то отрицательные значения при возрастании угла пролета. Следует заметить, что приведенное здесь выражение аналогично тому, которое ранее приводилось для входной активной проводимости, обусловленной индуктивностями выводов в том смысле, что оно изменяется пропорционально первой степени g_m и квадрату приложенной частоты. Аналогия между этими двумя выражениями создает

затруднение при экспериментальном разделении [38].

В качестве иллюстрации на фиг. 2 показаны изменения входной нагрузки и емкости лампы 6AC7 в функции анодного тока. Хотя измерения были сделаны при 40 мГц, их можно распространить на другие частоты, используя тот факт, что входная активная проводимость изменяется пропорционально квадрату частоты и что в первом приближении изменение входной емкости не зависит от частоты.

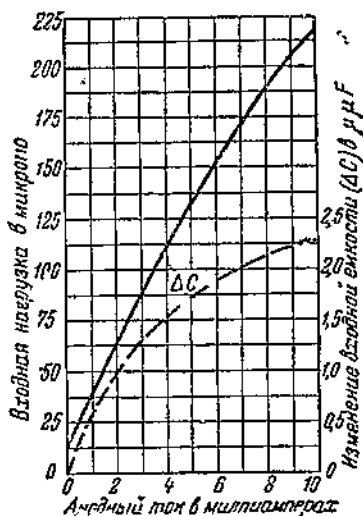
Предыдущие рассуждения относятся к случаю тока, ограниченного пространственным зарядом. Для случая тока эмиссии, ограниченного температурой катода, получается обратное поведение: изменение емкости будет отрицательно и входная проводимость обусловленная конечным временем пролета, также будет отрицательна [29].

с) Входное полное сопротивление устройств со скоростной модуляцией. В последние годы применяется новый

будет
ное эл
то эле
А и Е
Если
скорос
А и Е
модули
исполь
ния в
на вы
Ак
здесь
ством

g

где i
женце
мерно
нагруз
рату
d)
ляющ
личии
в эк
то е
при
ходн
по в
тока
но. Е
усил
для
ной
нени
с
трод
фиг.
лам
общ
на в



Фиг. 28. Изменение входной активной проводимости и входной емкости в функции анодного тока для пентода 6AC7 при 40 мГц, $E_f = 6,3$ в

Анодное напряжение, равное 250 в. Напряжение антидвигательной сетки, равное 0. Экранирующее напряжение = 150 в. Частота = 40 мГц.

способ управления электронным лучом или током [6, 10, 41]. Пусть A и B на фиг. 29 представляют сетки, которые присоединены к противоположным зажимам контура высокой частоты и между которыми движется электронный ток или пучок (луч). Если угол пролета в пространстве между A и B не слишком велик, то луч

будет испытывать „скоростную модуляцию“. Так, когда высокочастотное электрическое поле таково, что B положительно относительно A , то электроны будут ускоряться, когда они пересекают области между A и B , и будут замедляться в течение противоположной фазы. Если область позади B свободна от полей высокой частоты, то скоростная модуляция будет происходить только в области между A и B . При помощи описанных в литературе методов скоростная модуляция может быть использована для получения напряжения сигнала на выходном контуре.

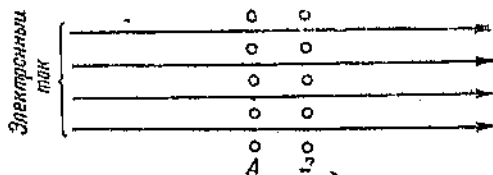
Активная проводимость здесь определяется равенством [42]

$$g = \frac{i_0}{V_0} \cdot \frac{\omega^2 \Sigma^2}{6},$$

где i_0 — ток луча, а V_0 — средняя скорость в вольтах. Это выражение, которое сохраняется весьма точно для углов пролета примерно до $\frac{\pi}{2}$, аналогично выражениям для других видов входной нагрузки в том смысле, что проводимость пропорциональна квадрату угла пролета.

д) Проходная проводимость. В случае ламп с управляющей сеткой проходная проводимость меньше изменяется по величине в зависимости от частоты, чем другие члены проводимости в эквивалентной четырехполосной схеме, описанной выше [36]. В то время как входная проводимость уже радикально изменяется при частотах, для которых угол пролета равен π радианам, проходная проводимость для этих же частот практически не изменяется по величине. Однако ее фаза (равная сдвигу фаз между анодным током и напряжением сигнала на сетке) может изменяться радикально. Эти фазовые изменения не важны при работе лампы в качестве усилителя, если не учитывать влияния обратной связи анод-сетка; для случая генератора с самовозбуждением, очевидно, фаза обратной связи должна быть изменена для компенсации фазовых изменений проходной кажущейся проводимости.

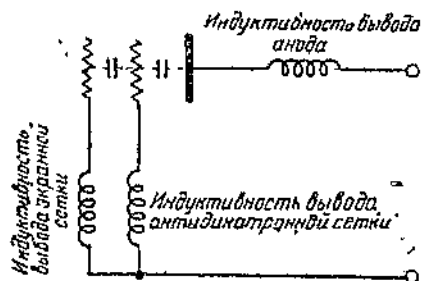
е) Выходная проводимость. Выходная цепь многоэлектродной лампы может быть представлена так, как показано на фиг. 30. Поведение этой цепи аналогично поведению входной цепи лампы, рассмотренной выше в § III, 2; здесь справедливы те же общие выводы. Влияние электронного пространственного заряда на выходную емкость мало вследствие большой скорости прохо-



Фиг. 29. Сетки для скоростной модуляции, пересекаемые электронным током.

дящих здесь электронов. Его влияние на выходную активную проводимость, не будучи ничтожно малым, все же во много раз меньше, чем влияние на входную проводимость. Следовательно, многоламповом усилителе (за исключением случая, когда между каскадами используется трансформация для согласования) выходная активная проводимость лампы незначительно нагружает анодный контур сравнительно с нагрузкой, создаваемой входной проводимостью следующей лампы. Однако если не уделить особого внимания вопросу об уменьшении до минимума омических потерь в выводах, то при весьма высоких частотах эти потери могут

играть основную роль как во входной, так и в выходной проводимостях.



Фиг. 30. Схема выхода многоэлектродной лампы.

г) Проводимость обратной связи. Остается еще рассмотреть последний член в уравнениях четырехполюсника, т. е. проводимость обратной связи. При низких частотах она имеет, очевидно, емкостный характер, причем емкость эта является статической емкостью между анодом и сеткой. При низких частотах индуктивности выводов экранирующей и антидиффузионной сеток оказывают ничтожное влияние, и таким образом эффективная емкость обратной связи определяется как $C_{(pg)0}$ (статическая емкость между анодом и управляющей сеткой). При высоких частотах влияние индуктивности выводов становится значительным и эффективная емкость определяется весьма сложным выражением [37]. При не слишком высоких частотах это сложное выражение может быть представлено как $C_{pg} = C_{(pg)0} - A\omega^2$.

А бывает порядка 10^{-13} , если C_{pg} выражается в мксмкф , а $\omega = 2\pi f$. Таким образом при возрастании частоты эффективная емкость обратной связи уменьшается и, наконец, проходит через нуль в так называемой точке самонейтрализации. Это выражение показывает, что для приемников с широким диапазоном нейтрализации на УВЧ может стать серьезной проблемой ввиду быстрого изменения эффективной емкости обратной связи с частотой.

IV. ШУМЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ФЛЮКТУАЦИЯМИ

В предыдущих параграфах были изучены свойства проводимости лампы на высоких частотах, которые (свойства) непосредственно

влияют на общее усиление любой усилительной системы. Однако не только одно усиление ставит предел чувствительности приемника, так как в конце концов можно получить любое желаемое усиление путем увеличения числа каскадов (если, конечно, усиление отдельных каскадов больше, чем единица).

Фактический предел чувствительности определяется также флуктуациями электрических зарядов в проводниках и флуктуациями тока электронов. Они дают увеличение помех, обуславливающих нижний предел напряжения сигнала, который может быть обнаружен. В данном параграфе будут изложены некоторые общие теоретические выводы, касающиеся шумов, а в главе III эти выводы будут использованы для расчета предельной чувствительности радиоприемников.

1. Шумы от теплового возбуждений

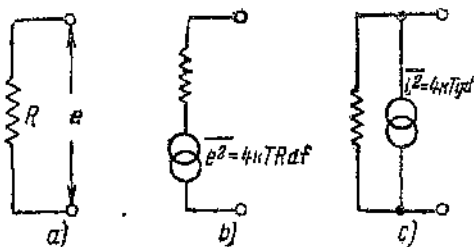
Рассмотрим омическое сопротивление R (фиг. 31а). Вследствие внутреннего беспорядочного движения электронов в R на его не нагруженных зажимах имеет место напряжение, среднее квадратичное значение которого будет [16] $\bar{e}^2 = 4kTRdf$, где k — постоянная Больцмана, равная $1,37 \cdot 10^{-23}$ Джоулей на градус Цельсия, а T — температура в градусах Кельвина.

df — элемент ширины полосы в гц.

Если R функция частоты, то в этом случае необходимо производить интегрирование, если желательно получить квадрат напряжения шумов для конкретной ширины полосы.

Если R не зависит от частоты, то напряжение шумов (при данной ширине полосы), создаваемое в любом диапазоне, будет одно и то же, независимо от его положения в частотном спектре.

«Шумящее» сопротивление можно представить в виде идеального свободного от шумов сопротивления, соединенного последовательно с генератором э. д. с., среднее квадратичное значение которой $\bar{e}^2 = 4kTRdf$ (фиг. 31б), или же в виде свободного от шумов сопротивления, соединенного параллельно с генератором неизменного тока (фиг. 31с) со средним квадратичным значением тока $\bar{i}^2 = 4kTgdf$,



Фиг. 31. Схемы (а), (б) и (с) эквивалентны; сопротивление R в схеме (а) является нормальным шумящим сопротивлением; на схемах (б) и (с) сопротивления являются свободными от шумов, но они соединены с генератором напряжения (б) или с генератором неизменного тока шумов (с).

где $g = \frac{1}{R}$. В том, что оба представления совершенно эквивалентны (поскольку мы имеем дело с внешними проявлениями), можно легко убедиться, присоединив сопротивление Z к выходным зажимам (фиг. 31b и 31c).

Тогда для случая генератора э. д. с. среднее квадратичное значение тока через Z определяется как

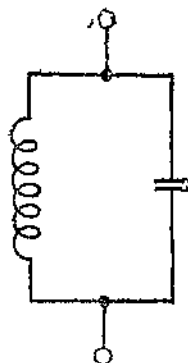
$$\bar{i}_Z^2 = \frac{e^2}{(R+Z)^2} = \frac{4kTRdf}{(R+Z)^2}.$$

Для случая генератора неизменного тока среднее квадратичное значение тока через Z будет

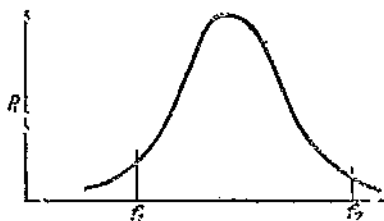
$$\bar{i}_Z^2 = \bar{i}^2 \frac{R^2}{(R+Z)^2} = \frac{4kTd}{R} \cdot \frac{R^2}{(R+Z)^2} = \frac{4kTRdf}{(R+Z)^2},$$

что идентично с выражением, выведенным выше; таким образом подтверждается взаимозаменяемость обоих представлений.

Выбор того или иного представления зависит вообще от характера рассматриваемой схемы. Для параллельных комбинаций более полезно понятие генератора тока, так как при этом можно просто складывать отдельные средние квадратичные токи шумов, когда требуется получить суммарное среднее квадратичное значение токов шумов. Аналогично для последовательных соединений более полезно является понятие генератора э. д. с., так как в этом случае складываются отдельные средние квадратичные значения напряжений шумов, чтобы получить суммарное.



Фиг. 32. Параллельный резонансный контур.



Фиг. 33. Действительная часть кажущегося сопротивления контура (фиг. 14) в функции от частоты.

В предыдущих рассуждениях речь шла только об омических сопротивлениях. Данные выводы по существу применимы к любому пассивному двухполюсному, при условии что в качестве R испо-

... является действительная часть комплексного кажущегося сопротивления. Так, рассмотрим параллельный резонансный контур (фиг. 32), действительная часть R кажущегося сопротивления которого в функции от частоты показана на фиг. 33. Для этого случая среднее квадратичное значение напряжений шумов в пределах частот между f_1 и f_2 будет

$$\bar{e}^2 = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R df.$$

2. Шумы лампы

Шоттки [32] предсказал, что эмиссия в диоде при температурном ограничении должна содержать флюктуационную составляющую, определяющуюся как $\bar{i}^2 = 2eI_b df$, где e — заряд электрона, а I_b — средняя полная эмиссия.

Если анод диода находится под постоянным отрицательным потенциалом относительно катода, так что прибытие или неприбытие электрона к аноду определяется исключительно скоростью его вылета, то среднее квадратичное значение тока шумов определяется как $\bar{i}^2 = 2eI_b df$, где I_b — фактический анодный ток.

Для промежуточных условий, когда ток ограничивается пространственным зарядом, то значение шумов получается меньше, чем шумов, обусловленных тем же током при условиях его ограничения температурой катода, и определяются выражением [23] и $\bar{i}^2 = 2eI_b \Gamma^2 df$, где Γ коэффициент, зависящий от отношения эмиссии к действительному анодному току и от анодного потенциала.

Если полная эмиссия велика по сравнению с анодным током, а анодный потенциал не слишком близок к потенциалу катода, то Γ получается меньше чем 0,2 для обычных конструкций; это показывает, насколько значительно уменьшается ток шумов благодаря наличию пространственного заряда. North [23] показал, что если эмиссия велика по сравнению с действительным током, текущим от катода, то

$$\Gamma^2 = 1,29 \frac{kT_k}{e} \cdot \frac{g}{I_b},$$

где e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T_k — абсолютная температура катода, а g — проводимость диода.

Если подставить это выражение в выражение для $\bar{i}^2$, то получится

$$\bar{i}^2 = 2,58 e I_b \frac{kT_k}{e} \cdot \frac{g}{I_b} df = 0,64 (4kT_k) g df.$$

Это выражение показывает, что при токе диода, значительно меньшем, чем полная эмиссия катода, ток шумов является линейной

функцией g и не зависит непосредственно от анодного тока. Для оксидированного катода ($T_A = 1000^\circ\text{K}$) имеем $\Gamma^a = 0,11 \frac{g}{I_b}$
 $\bar{i}^2 = 8,54 \cdot 10^{-12} g df$.

Вышеприведенные выражения, основанные на теоретической работе North'a [22], не согласуются с измеренными величинами для диодов при токе, ограниченном пространственным зарядом. Действительно, для этого случая шумы значительно больше, чем предсказанные теоретически. North показал, что наиболее правдоподобным объяснением этого являются упругие отражения электронов от анода (находящегося в условиях вышеуказанного режима под сравнительно низким потенциалом), которые создают увеличение шумов в анодной цепи. Для случая температурного ограничения, когда анод находится под значительно более высоким потенциалом, соответствие между теорией и опытом получается превосходное.

С точки зрения шумов триод с отрицательной сеткой можно рассматривать как диод, анодный потенциал которого равен действующему потенциалу в плоскости сетки триода. Теоретически выводы для диода с током, ограниченным пространственным зарядом, действительно согласуются с величинами, наблюдаемыми у триода с отрицательной сеткой, если вместо проводимости диода g подставить в формулы крутизну триода g_m .

3. Эквивалентное сопротивление шумов

Для анализа удобнее полагать, что сам ток в лампе свободен от шумов, но что шумов в анодном токе появляются благодаря наличию фиктивного генератора напряжения шумов (например в виде шумящего фиктивного сопротивления), включенного последовательно с сеткой. Мы можем считать среднее квадратичное значение напряжения этого фиктивного генератора $\bar{e}^2 = 4kT_R R_{eq} df$, где R_{eq} — фиктивное сопротивление при комнатной температуре ($T_R = 300^\circ\text{K}$). Величина его такова, что если его подключить ко входу свободно от шумов лампы, то ток шумов в анодной цепи получается такой же, как в шумящей лампе с закороченным входом. Выражение для R_{eq} можно вывести следующим образом:

$$\bar{i}^2 = 2eI_b \Gamma^2 df = g_m^2 \bar{e}^2;$$

$$\bar{e}^2 = 4kT_R R_{eq} df,$$

$$\text{где } R_{eq} \frac{\bar{e}^2}{4kT_R df} = \frac{\bar{i}^2}{g_m^2 4kT_R df} = \frac{2eI_b \Gamma^2 df}{g_m^2 4kT_R df} = 20I_b \frac{\Gamma^2}{g_m^2}.$$

тока
 $\frac{g}{I_b}$

еско
инам
рядом
е, че
равдо
электро
эжим
чени
чени
алом
ое.
ложн
дей
ески
рядом
нода
одста

боде
годар
имер
следо
чени
 R_{eq}
00°K
одно
тако
не д

Если для Γ^2 подставить приближенную величину для триодов с отрицательной сеткой и с оксидированным катодом $\Gamma^2 = 0,11 \frac{g_m}{I_b}$, то получится

$$R_{eq} = 20 \cdot \frac{I_b}{g_m^2} \cdot 0,11 \frac{g_m}{I_b} = 2,2 \frac{I_b}{g_m}.$$

Полная таблица значений R_{eq} для разных типов ламп была составлена Гаррисом [8].

R_{eq} является совершенно фиктивным сопротивлением; оно не должно ни при каких обстоятельствах рассматриваться как действительно присутствующее в схеме. Генератор напряжения шумов надо представлять себе включенным непосредственно последовательно с сеткой; входную же емкость лампы или ее входную проводимость надо представлять по существу отнесенными к внешнему контуру.

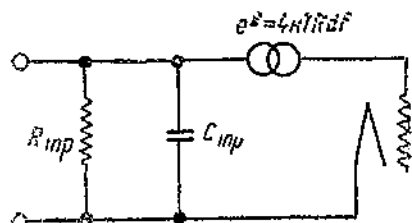
Это показано для простого случая на фиг. 34, где R_{inr} — входная нагрузка, а C_{inr} — входная емкость лампы.

R_{eq} является превосходной мерой «шумливости» лампы и изменяется от величин порядка 220 ом для 6AC7, работающей в качестве триодного усилителя, до величин порядка сотен тысяч омов для многосеточных преобразователей типа 6SA7.

В случае преобразователей в выражение для эквивалентного сопротивления шумов входит крутизна преобразования. Так как оптимальная крутизна преобразования всегда меньше максимальной крутизны (при усилении) данной лампы, то эквивалентное сопротивление шумов лампы при работе в качестве преобразователя обычно больше, чем при работе в качестве усилителя. Это заключение следует иметь в виду, так как в главе IV на него будет сделана ссылка.

4. Шумы, вызываемые распределением тока

В многоэлектродных лампах обычно электронный ток распределяется между несколькими электродами с положительным потенциалом, что дает увеличение флуктуаций. Например, в случае пентода возможность для какого-нибудь электрона попасть на экранную сетку или на анод совершенно случайна. Если нет вторичной эмиссии от какого-нибудь из электродов, получающих ток



Фиг. 34. Схема лампы, в которой анодные шумы представлены фиктивным генератором напряжения шумов, соединенным последовательно с сеточным выводом.

(как, например, в случае пентодов), то можно показать [24,2], что шумы в анодной цепи будут, как правило, превосходить шумы триода с тем же анодным током, но никогда не будут превосходить шумы, обусловленные той же величиной анодного тока при ограничении тока эмиссии температурой.

5. Влияние вторичной эмиссии

Шумы, наведенные вторичными электронами, незначительны в триодах или пентодах, но являются важным фактором в тетрдах и некоторых многосеточных лампах [1].

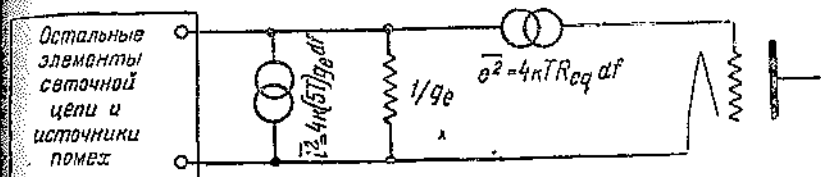
Рассмотрим электронный умножитель (в котором используется вторичная эмиссия), применяемый иногда в качестве усилителя. Если бы не было флуктуаций во вторичной электронной эмиссии (т. е. если каждый первичный электрон создает точно одно и то же количество вторичных), то сигнал и шум были бы усилены одинаково, так что отношение сигнала к шуму оставалось бы неизменным. Этот метод усиления был бы лучше, чем обычное каскадное усиление, так как при этом исключаются шумы, создаваемые сопротивлением элементов межкаскадной связи и следующей лампой. Однако вторичная электронная эмиссия представляет собой тоже «статистическое» явление в том смысле, что коэффициент вторичной эмиссии практически является средним из распределения коэффициентов для всех первичных электронов. Поэтому отношение сигнала к шуму на выходе электронного умножителя всегда меньше, чем на входе. Если коэффициент вторичной эмиссии первого каскада не мал (скажем, 5 или более), то уменьшение отношения сигнала к шуму за счет электронного умножителя ничтожно. С этой точки зрения применение электронных умножителей (в случаях, когда геометрия лампы допускает это) было бы весьма желательно [44].

Следует, однако, отметить: в предыдущих рассуждениях молчаливо (и несправедливо) предполагалось, что усиления для переменного сигнала и для постоянного тока одинаковы; в действительности же усиление умножителя уменьшается с частотой, что связано с влиянием угла пролета электронов. При обычных промежуточных частотах это не имеет значения, так что применение умножителей для усиления сигнала промежуточной частоты вполне возможно. Однако, так как усиление обычных умножителей начинает падать при частотах всего в несколько сот мегагерц, то использование электронного умножения для усиления УВЧ сигналов следует проводить с осторожностью [20].

6. Шумы, наведенные на входе лампы (наведенные шумы)

Этот источник шумов свойственен только УВЧ в том смысле, что он появляется только тогда, когда углы пролета значительны;

2], что влияние возрастает с частотой. Этот шум происходит от того, что при конечных углах пролета флюктуационный ток шумов в лампе эмиссии вызывает флюктуацию заряда на сетке и создает в сеточной цепи ток шумов, который в свою очередь воздействует на электронный ток, протекающий через лампу. North и Ferris [26] показали, что ток шумов, наведенный в лампах с управлением по сетке, эквивалентен тепловым шумам, создаваемым сопротивлением, обратная величина которого равна входной проводимости, обусловленной конечным углом пролета, и температура которого примерно в пять раз больше комнатной. Они показали также, что в первом приближении можно считать, что шумы, наведенные на сетке, добавляются к анодным шумам (отнесенным к сетке) той же лампы, как если бы это были независимые источники шумов. Эта интерпретация показана на фиг. 35, где g_e — входная проводимость, обусловленная конечным углом пролета.



фиг. 35. Схема, показывающая, каким образом шумы, наводимые в триоде, могут быть представлены генератором неизменного тока, включенным параллельно с проводимостью.

В устройствах со скоростной модуляцией наведенные на вход шумы значительны; они иногда составляют основную часть общих шумов устройства.

Глава III

ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМАМ В РАДИО-ПРИЕМНИКАХ¹

Резюме. Отношение сигнала к шумам в радиоприемнике легче всего анализируется, если условно отнести все разнообразие источников шумов к одной точке схемы. Для выражения всех источников шумов, находящихся как в аноде первой лампы, так и в последующих элементах приемника, можно использовать понятие об одном сопротивлении, эквивалентном шумам, включенному на входе первой лампы. В простейшем случае, когда собственными источниками шумов на входе первой лампы можно пренебречь, то условия, при которых получается максимум сигнала на входе, дают в то же время и наилучшее отношение сигнала к шуму. В этом

¹ E. W. Herold, Proc. of the IRE, 1943 г., № 9, стр. 501—510.

случае отношение сигнала к шуму зависит от отношения входного сопротивления лампы (которое определяет максимум сигнала) к эквивалентному сопротивлению шумов.

Когда имеются шумы, наведенные на входе первой лампы¹, оптимальное отношение сигнала к шуму получается при связи антенны со входом приемника, несколько более сильной, чем требуется для максимальной передачи мощности. Хотя в этих условиях сигнал на сетке уменьшается по сравнению с максимально возможной величиной, но при этом получается более значительное уменьшение наведенных шумов. Оптимальное отношение сигнала к шуму ограничивается этими наведенными шумами, либо условиями, обеспечивающими необходимую ширину полосы входной контура.

Влияние обратной связи (отрицательной или положительной) на отношение сигнала к шуму обычно бывает ничтожным, так как в многих случаях обратная связь одинаково усиливает сигнал и шумы.

Отношение сигнала к шумам всегда по существу ограничивается приемной антенной и связанным с ней фидером, которые имеют свои собственные шумы. В лабораторных условиях шум антенны имитируется тепловым возбуждением в сопротивлении эквивалента антенны. Отношение полных шумов всего приемного устройства к шумам, создаваемым только эквивалентом антенны, может быть использовано для оценки работы приемников. Это отношение, которое было введено North'ом и названо „коэффициентом шумов“, легко измеряется и для приемника, совершенно свободного от шумов, равно единице. Удобно этот коэффициент вводить во все выражения для отношения сигнала к шумам, так как коэффициент шумов обычно не зависит от ширины полосы и сопротивления излучения антенны.

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Вводные замечания

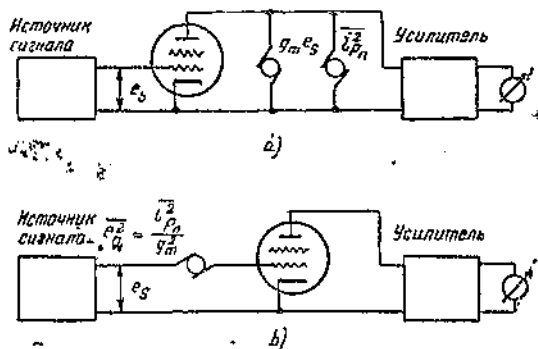
Эта глава почти полностью посвящается отношению сигнала к шумам. Несколько лет назад вопрос о флюктуационных шумах был большой тайной даже для лучших ученых и инженеров. В 1928 г. Johnson [16] и Nyquist [28] выяснили вопрос о шумах от теплового возбуждения в контурах. В 1935 г. были достаточно полно исследованы [40] флюктуационные шумы в анодной цепи усилительных ламп. Имеются некоторые работы о шумах в смесителе и преобразователе [11, 13], и теперь для расчета приемника мы можем пользоваться точными количественными данными о шумах лампы.

Ранее опубликованные труды [18, 43] об отношении сигнала к шуму не включали анализа шумов, наведенных на входе, и, следовательно, не были применимы непосредственно на УВЧ. До того

¹ Например, шумы, возникающие от флюктуации заряда на управляющей сетке (см. главу II, § IV, 6).

как North [27] ввел величину, известную как коэффициент шумов, на было общепринятой основой для количественного сравнения экспериментальных и аналитических результатов. В настоящее время связан произведено расширение анализа [12] с учетом наведенных шумов, чем требуется интерпретация результатов при помощи коэффициента шумов является теперь общепринятой. Таким образом оказывается возможным рассмотреть отношение сигнала к шуму со значительно большей ясностью.

Простой усилитель и сопротивление, эквивалентное шумам. Чтобы уяснить, что значит расчет отношения сигнала к шуму, весьма поучительно рассмотреть простейший случай усиления. На фиг. 36а показан источник сигнала, присоединенный к лампе и



Фиг. 36. Иллюстрация понятия отношения сигнала к шуму в случае простого усилителя.

а) Источник сигнала с напряжением e_s . Анодная цепь лампы присоединена к усилителю с индикаторным устройством на выходе, которое может быть громкоговорителем, катодной трубкой и т. п. Уже указывалось, что хотя анодный ток лампы имеет среднее значение I_b , но фактически имеют место весьма малые флуктуации вокруг этого среднего значения, называемые дробовыми шумами. Напомним также, что если имеются два независимых источника шумов в одной точке, то их полный эффект получается путем простого сложения мощностей их шумов или путем сложения их средних квадратичных значений.

Если в анодном токе имеются флуктуационные шумы, то их можно обозначить $\bar{i}_{pn}^2$, где черточка означает усреднение квадратов флуктуаций. Так как хаотические шумы распределяются по всему диапазону частот, то шумы лампы, достигающие выхода

усилителя и воздействующие на измерительное устройство, будут зависеть от частотной характеристики усилителя. В последующем анализе мы будем пользоваться понятием об эффективной ширине полосы шумов Δf , которая была рассмотрена в главе I. Следовательно, мы можем сказать, что шумы лампы равны $\bar{i}_{pn}^2 = k_n \Delta f$, помня всегда, что величина Δf зависит от чувствительности прибора на некоторой частоте.

Интересно отметить, что для большинства ламп, которые не содержат электродов со вторичной эмиссией, k_n имеет максимальное значение $2e I_b$, где e — заряд электрона, а I_b — средний анодный ток. Однако, как указывалось в главе II, обычно оно меньше этого значения.

Возвращаясь к первоначальному упрощенному случаю, можно шумы лампы изобразить при помощи генератора неизменного тока $\bar{i}_{pn}^2$ (фиг. 36а). Так как ток сигнала на выходе равен $g_m e_s$, то очевидно, что отношение сигнала к шумам на входе оконечного усилителя будет

$$\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}} = \frac{S}{N} = \sqrt{\frac{g_m^2 e_s^2}{\bar{i}_{pn}^2}} = e_s \sqrt{\frac{g_m^2}{\bar{i}_{pn}^2}}.$$

Если не имеется никаких других источников шумов, то это будет общим отношением сигнала к шумам. Чтобы исключить корень квадратный, выгодно рассматривать квадрат отношения сигнала к шуму, что мы в дальнейшем и будем делать. Применение величины $\left(\frac{S}{N}\right)^2$ вместо $\frac{S}{N}$ просто означает, что результаты выражаются как отношение мощностей вместо отношения напряжений или токов. Это всегда представляет удобство, когда приходится рассматривать несколько источников шумов, так как их мощности складываются.

В этом простом случае отношение сигнала к шуму было вычислено весьма легко следующим образом. Во-первых, было определено местопребывание шума и затем введен генератор, представляющий величину шума. Наконец, был вычислен сигнал в этой точке. Это не единственный способ, при помощи которого можно было получить один и тот же ответ, и конечно, если источники шумов рассредоточены в нескольких различных точках, то следует применять какой-либо другой способ. Если действительный источник шумов удалить из анодной цепи и ввести совершенно фиктивный генератор в сеточную цепь, то для э. д. с. последнего можно найти значение, которое даст тот же ответ для отношения сигнал

будут шуму. Если вместо действительного генератора шумов в анод-
 ующей цепи подставить фиктивный генератор шумов в сеточной
 ширине $\bar{e}_{n1}^2$ (фиг. 36b), то анодный ток шумов, обусловленный фик-
 ледованным генератором, будет $\bar{i}_{fn}^2 = \bar{e}_{n1}^2 g_m^2$. Таким образом оказы-
 = $k_n \Delta f$ яется, что для получения такого же шума в анодной цепи, как
 ти при фиг. 36a, фиктивный генератор шумов должен иметь величину
 ые не $\bar{i}_{fn}^2$. Сигнал на сетке попрежнему e_s , так что
 сималь $\bar{e}_{n1}^2$

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{e_s^2}{\bar{e}_{n1}^2} = e_s^2 \frac{g_m^2}{\bar{i}_{fn}^2}$$

Таким образом видно, что, оценивая шумы, их можно отно-
 можность к любой другой точке схемы. Хотя в проанализированном
 го токаростом случае один метод не имеет никаких преимуществ перед
 e_s , то другим, но если имеется много источников шумов, то будет вы-
 нечногодно относить их все к одной точке.

Обычно принято относить шумы лампы ко входу, как это де-
 ли мы, но при этом используют понятие о сопротивлении, экви-
 тентном шумам в сеточной цепи. Преимущества такого метода
 очевидны для тех, кто часто имеет дело с шумами, хотя это и
 может показаться дополнительным усложнением. Реальное активное
 сопротивление R имеет среднее квадратичное значение напряжения
 о это шумов, обусловленных тепловым возбуждением, равно¹ $\bar{e}_{n1}^2 =$
 $4 k T_R R \Delta f$. Следовательно, $R = \frac{\bar{e}_{n1}^2}{4 k T_R \Delta f}$. В случае лампы

Применение фактически не представляет собой настоящий источник шу-
 зультаты это просто эквивалент действительного шума. Мы можем
 ити далее и назвать R_{eq} величину такого фиктивного сопротив-
 я напряжения, напряженне холостого хода на котором равно $\bar{e}_{n1}^2$, следова-
 да при этом,
 как из

$$R_{eq} = \frac{\bar{e}_{n1}^2}{4 k T_R \Delta f} = \frac{\bar{i}_{fn}^2}{4 k T_R \Delta f g_m^2}$$

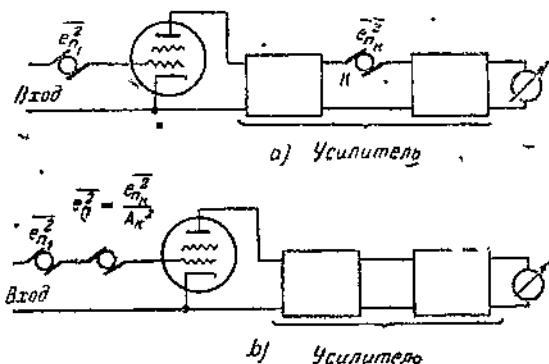
то вычис-
 опре-
 представ-
 в этой

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{e_s^2}{4 k T_R R_{eq} \Delta f}$$

то можно. В этом простом случае отношение сигнала к шумам выражается
 источники просто через величину, обратную сопротивлению, эквивалентному
 о следует шумам. Те же соображения применимы и к лампам для преобра-
 ый источ- бования частоты за исключением того, что вместо крутизны g_m
 о фиктив- применяется крутизна преобразования g_c .
 его можн

ия сигнал ¹ См. главу II.

В любом реальном приемнике имеется много источников шумов. В частности, те источники шумов, которые следуют за первой лампой, в большинстве случаев имеют относительно малое значение, так как источники шумов на входе усиливаются в гораздо большей степени. Таким образом, как правило, можно пренебречь дальнейшими источниками шумов и учитывать только источники шумов в первой лампе и до нее, так как они получают наибольшее усиление. Однако для полной общности покажем, что дальнейшие источники шумов легко можно учесть, слегка изменив понятие R_{eq} . Допустим, что имеется второй источник шумов в точке K усилителя, как показано на фиг. 37а. Если удалить этот



Фиг. 37. Источники шумов в любых точках усилительной системы можно условно заменить фиктивными, но эквивалентными генераторами шумов, включенными на входе: а) шумы, в точках их возникновения, б) эквивалентный генератор шумов, перенесенный на вход (A_k — коэффициент усиления по направлению между входом и точкой возникновения шумов)

действительный источник шумов и заменить его эквивалентным генератором на входной сетке, то на выходе шумы останутся неизменными. Такой генератор шумов $\bar{e}_n^2$ на входе будет создавать в точке K шум $\bar{e}_{nk}^2 = \bar{e}_n^2 A_k^2$, где A_k усиление системы от входа до точки K . Таким образом оказывается, что $\bar{e}_n^2 = \frac{\bar{e}_{nk}^2}{A_k^2}$. Если имеется много источников шумов, то полное среднее квадратичное значение шумов на входе будет

$$\bar{e}_n^2 \text{ (полное)} = \sum_{k=1}^K \frac{\bar{e}_{nk}^2}{A_k^2}.$$

Пользуясь понятием сопротивления, эквивалентного шумам, можем написать

$$R_{eq} = \frac{\bar{e}_n^2 \text{ (полное)}}{4 k T \Delta f} = R_{eq1} + R_{eq2} + \dots$$

Таким образом можно учитывать в понятии R_{eq} все шумы как в аноде первой лампы, так и в последующих элементах.

Может быть интересен численный пример. Триодный смеситель типа 955 для УВЧ приемника при ширине полосы шумов 1 МГц имеет шумы в аноде $\bar{i}_{pn}^2 = 2,8 \cdot 10^{-16}$ (ампер)². Так как крутизна преобразования g_c равна $700 \cdot 10^{-6}$ мс, то эквивалентное напряжение шумов на сетке $\bar{e}_n^2 = \frac{\bar{i}_{pn}^2}{g_c^2}$ и $R_{eq1} = 5200$ ом. За этой

лампой следует одиночный контур, настроенный на промежуточную частоту, кажущееся сопротивление которого равно 520 ом, и лампа типа 6АС7, эквивалентное сопротивление шумов которой равно 700 ом. Таким образом на сетке второй лампы имеются два источника шумов: один из них — шумы от теплового возбуждения в контуре промежуточной частоты, а второй — шумы лампы 6АС7, отнесенные к ее собственной сетке. Выражая эти шумы через эквивалентное сопротивление на первой сетке (т. е. сетке смесителя 955), мы учтем

R_{eq2} — эквивалентное доле тепловых шумов контура промежуточной частоты;

R_{eq3} — эквивалентное доле шумов первой лампы промежуточной частоты.

Если другими источниками шумов можно пренебречь, то полное эквивалентное сопротивление шумов будет $R_{eq} = R_{eq1} + R_{eq2} + R_{eq3}$. Так как усиление тракта от сетки смесителя до сетки промежуточной частоты равно $g_c \cdot 520 = 0,36$, то очевидно, что

$$R_{eq} = 5200 + \frac{520}{0,36^2} + \frac{700}{0,36^2} = 5200 + 9400 = 14600 \text{ ом.}$$

Следует заметить, что при соответствующем образом спроектированном двухконтурном трансформаторе промежуточной частоты эта величина может быть уменьшена до 6270 ом [12]. Расчет схем связи между каскадами для наилучшего отношения сигнала к шуму не приведен в этой главе; подробности читатель может найти в литературе (см. библиографию [12]).

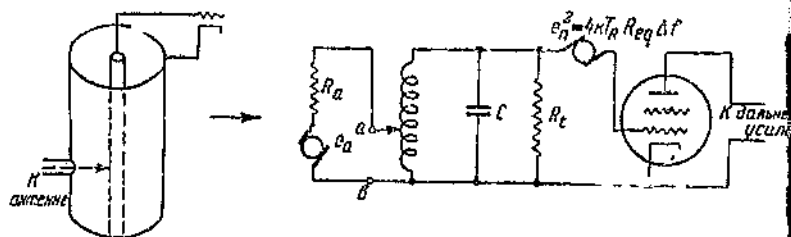
* Эта величина была получена путем использования формул для триодного смесителя (см. библиографию [II]). Прим. автора

II. АНАЛИЗ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛА К ШУМУ В УВЧ ПРИЕМНИКЕ КОЭФИЦИЕНТ ШУМОВ

1. Простые соотношения для одного только источника шумов. Согласование сопротивлений

В хорошо спроектированных УВЧ приемниках, использующих обычные триоды или пентоды на частотах выше 300 мГц, оказывается, что главные источники шумов находятся в аноде первой лампы и в последующих точках. Поэтому возьмем упрощенный случай приемника только с этими источниками шумов (пренебрегая шумами, наведенными на входе, антенными шумами и т. п.). Тогда можно вывести весьма простое выражение для отношения сигнала к шумам. Оно будет достаточно точным для триодов и пентодов (у которых управляющая сетка расположена у катода) так как у таких ламп шумами, наведенными на входе, обычно можно пренебречь.

Мы начнем с типичной схемы входа, аналогичной той, которая была описана в главе I. Как мы видели тогда, действительную антенну можно заменить активным сопротивлением R_a и источником напряжения сигнала e_a . Принципиальная и эквивалентная схемы показаны на фиг. 38; показанная здесь лампа может бы-



Фиг. 38. Входной контур приемника и его эквивалентная схема анализа шумов.

Источники шумов в аноде первой лампы и в последующих точках усилителя представлены эквивалентным генератором на входе.

усилителем или смесителем любого рода кроме диода. Допустим сначала, что отвод на входном трансформаторе подобран так, что сопротивления согласованы (полагаем, что ширина полосы входного контура при таком выборе удовлетворительна), а это означает, что входное сопротивление приемника на входных зажимах будет также равно R_a . Следовательно, e_a поровну делится между входным трансформатором. Его первичное напряжение равно $\frac{e_a}{2}$

Вторичное напряжение, приложенное к сетке, равно

$$e_g = m \frac{e_a}{2} = \frac{e_a}{2} \sqrt{\frac{R_t}{R_a}},$$

так как коэффициент трансформации m^1 определяется согласованием сопротивлений. Тогда отношение сигнала к шумам будет

$$\left(\frac{S}{N}\right)^3 = \frac{e_g^2}{e_n^2} \approx \frac{e_a^2}{4} \cdot \frac{R_t}{R_a} \cdot \frac{1}{4k T_R R_{eq} \Delta f} \approx \frac{e_a^2}{4k T_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{R_t}{R_{eq}}.$$

Зная, что $\frac{e_a^2}{R_a}$ зависит только от направленности антенны (см. главу I), мы видим, что единственный другой способ увеличения отношения сигнала к шуму заключается в улучшении $\frac{R_t}{R_{eq}}$, т. е. в увеличении отношения входного сопротивления лампы к эквивалентному сопротивлению шумов. Так как здесь рассматривались только источники шумов в аноде первой лампы и после него, то отношение сигнала к шуму, вычисленное по этой формуле, всегда будет лучше того, которое можно получить на практике, и поэтому выражение было написано как приближенное, а не точное. На этом простом примере показано, что при определении соотношений между сигналом и шумом входное сопротивление лампы так же важно, как и эквивалентное сопротивление шумов, так как имеет значение их отношение.

Прежде чем покончить с этой упрощенной иллюстрацией, следует заметить, что сама антенна может иметь шумы, связанные с ее сопротивлением излучения (см. главу I). Будем считать с точки зрения шумов, что оно имеет комнатную температуру T_R , как об этом указывалось в главе I при рассмотрении эквивалента антенны. Предельное максимальное отношение сигнала к шумам в идеальном приемном устройстве будет равно отношению напряжения сигнала к напряжению шумов от теплового возбуждения для самой антенны:

$$\left(\frac{S}{N}\right)^3_{\text{антенны}} = \frac{e_a^2}{4k T_R R_a \Delta f}.$$

¹ m представляет отношение всей индуктивности к индуктивности между точками a, b , которое в резонансном контуре с малыми потерями равно отношению напряжений на указанных участках контура. Прим. ред.

Отношение этого выражения к действительному отношению сигнала к шумам всего приемного устройства будет тогда

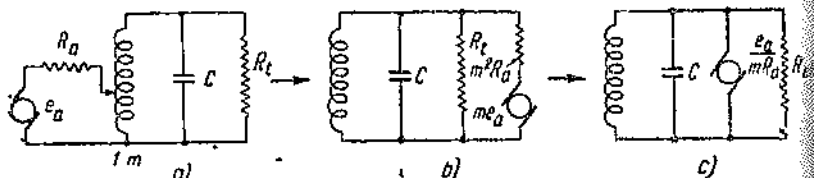
$$F = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)^2_{\text{антенны}}}{\left(\frac{S}{N}\right)^2_{\text{всего приемного устройства}}} \approx 4 \frac{R_{eq}}{R_t} \left(\text{при } \frac{R_{eq}}{R_t} \gg 1 \right).$$

F не может быть меньше единицы, так как это означало бы, что общее $\left(\frac{S}{N}\right)^2$ больше, чем $\left(\frac{S}{N}\right)^2$ самой антенны. Приближение, которое мы допустили пренебрежением источниками шумов во входной цепи допустимо лишь для значений $\frac{R_{eq}}{R_t} \gg 1$.

Величина F и есть коэффициент шумов North'a [27]; она будет более подробно рассмотрена в последней части данной главы. Здесь же достаточно сказать, что чем меньше величина F , тем более близок приемник к бесшумному и тем лучше отношение сигнала к шуму.

2. Влияние регулирования коэффициента трансформации входного трансформатора

Мы видели, как легко вычисляется отношение сигнала к шуму при условии согласования сопротивлений. Посмотрим далее, что происходит, когда положение отвода к антенне на трансформаторе



Фиг. 39. Эквивалентные схемы входного трансформатора приемника для любого значения коэффициента трансформации m .

торе меняется. Пересчитав соответствующие величины во вторичную обмотку, можно получить приближенные эквивалентные схемы как показано на фиг. 39а, б и с, где на фиг. 39с сигнал учтен генератором неизменного тока $\frac{e_a}{mR_a}$ и сопротивлением

$$R_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{R_t} + \frac{1}{m^2 R_a}}.$$

Тогда напряжение сигнала e_g равно току $\frac{e_a}{m R_a}$, умноженному на сопротивление R_{eff} :

$$e_g = e_a \left[m^{-1} + m \left(\frac{R_a}{R_t} \right) \right]^{-1}.$$

Выражение такого рода часто встречается при вычислении отношения сигнала к шуму; знаменатель имеет вид

$$f(x) = (ax^{-1} + bx),$$

он имеет минимум, который получается при $x^2 = \frac{a}{b}$, и этот минимум равен

$$[f(x)]_{\min} = f\left(\sqrt{\frac{a}{b}}\right) = 2\sqrt{ab},$$

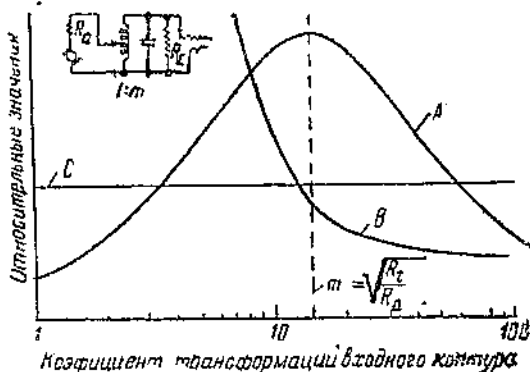
так что в вышеуказанном случае, где x соответствует m ,

$$e_{g\max} = e_a \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_t}{R_a}} \quad \left(\text{для } m^2 = \frac{R_t}{R_a} \right),$$

то, очевидно, представляет условие согласования сопротивлений, которое уже было рассмотрено в § II, 1. Если инертным напряжением сигнала в функции от m , то получим кривую A фиг. 40.

Найдем теперь ширину полосы входного контура. Обозначая емкость эквивалентного контура с сосредоточенными постоянными через C (см. приложение к главе I), получим ширину полосы контура Δf (между точками с завалом в 3дБ относительно резонанса):

$$\Delta f = \frac{f}{Q} = \frac{1}{\omega C R_{eff}} = \frac{1}{2\pi C} \left(-\frac{1}{R_t} + \frac{1}{m^2 R_a} \right).$$



Фиг. 40. Кривые, показывающие влияние изменения коэффициента трансформации m .

A — напряжение сигнала на сетке первой лампы. B — ширина полосы входного контура. Кривая C соответствует шумам от источников, находящихся в аноде первой лампы или за ним.

Ширина полосы изменяется в зависимости от m согласно кривой B на фиг. 40; эту кривую можно осмыслить физически. Если m очень велико и отвод на трансформаторе на фиг. 39а близок к нижнему концу, то ширина полосы такая же, как у контура самого по себе. По мере того, как отвод перемещается вверх по трансформатору на фиг. 39а, m уменьшается и ширина полосы становится больше. При $m = \sqrt{\frac{R_i}{R_a}}$ ширина полосы как раз вдвое

больше, чем у контура самого по себе.

В главе I было показано, что ширину полосы всегда можно уменьшить, понижая отвод от контура к сетке лампы, что дает тот же результат, как и увеличение емкости C . Кроме того, если потерями в рассматриваемом контуре можно пренебречь, то при этом не потеряем в напряжении сигнала. Из кривой фиг. 40 видно, что ширину полосы можно увеличить путем усиления связи с антенной, но из кривой A фиг. 40 видно также, что тогда получается некоторый проигрыш в напряжении сигнала. Однако такой метод увеличения ширины полосы менее вреден в этом отношении, чем метод уменьшения R_i .

Наконец, мы можем рассмотреть шумы. В этом простом примере единственные источники шумов были в аноде первой лампы и за ней. Эти источники шумов, конечно, не изменяются с изменением m . Следовательно, шумы можно изобразить горизонтальной линией C на фиг. 40. Очевидно, отношение сигнала к шуму мало, когда сопротивления согласованы, так как это происходит при максимуме сигнала. Как будет показано позже, это не соответствует обычно оптимальному условию, когда собственные источники шумов на входе значительны.

3. Регулирование ширины полосы

Если ширина полосы входного контура слишком узка по сравнению с требованиями приемника, то из кривой B на фиг. 40 можно видеть, что это требует уменьшения m , хотя это и означает уменьшение отношения сигнала к шуму. Рассмотрим в качестве особого случая, что происходит, когда значение R_i весьма велико. Можно ожидать, что отношение сигнала к шуму также возрастет до возможно максимальной величины. Однако это не соответствует действительным условиям, так как расчет всегда должен базироваться на некотором частном значении ширины полосы. Если R_i очень велико, то на основании уравнения для ширины полосы, выведенного в предыдущем анализе, получим

$$m^2 R_a \approx \frac{1}{2\pi \Delta f' C} \approx \frac{1}{\Delta \omega C} \quad (\text{полагая } \Delta \omega C R_i \ll 1)$$

где $\Delta\omega$ введено вместо $2\pi\Delta f'$. Тогда сигнал на сетке

$$e_s = \frac{e_a}{\frac{1}{m} + m \frac{R_a}{R_t}} \approx m e_a \approx \frac{e_a}{\sqrt{\Delta\omega C R_a}}.$$

В таком случае, так как шумы опять равны $4kTR_{eq}\Delta f$,

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 \approx \frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{\Delta\omega C R_{eq}} \quad (\text{полагая } \Delta\omega C R_t \gg 1).$$

Отношение $\frac{S}{N}$ далеко от своего максимального значения и оно ограничено произведением $C R_{eq}$.

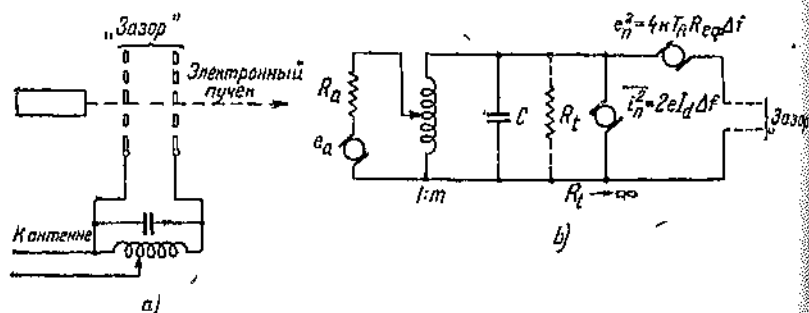
Коэффициент шумов в этом примере $F \approx \Delta\omega C R_{eq}$.

Все сказанное до сих пор весьма полезно для понимания свойств более сложных выражений, получающихся при точном анализе. Теперь будет своевременно рассмотреть другой интересный пример, в котором имеется важный дополнительный и независимый источник шумов на входе.

4. Отношение сигнала к шумам при наличии шумов, наведенных на входном электроде

Во всех лампах, применяемых для высоких частот, на входном электроде также имеются флюктуационные шумы, тогда как до этого рассматривались только анодные шумы лампы. Как нами уже указывалось ранее, в обычной лампе, управляемой по сетке, электронный ток, имеющий флюктуации, наводит на управляющей сетке флюктуационный заряд. Скорость изменения сеточного заряда представляет сеточный ток, который таким образом тоже имеет флюктуации. Однако при низких частотах время пролета составляет только малую часть периода, и заряд, наведенный, когда электрон приближается к сетке, почти полностью уравновешивается противоположным зарядом, наведенным, когда электрон покидает ее, так что токи шумов малы. Ток шумов, наведенных в лампах с управлением по сетке, возрастает с частотой и при высоких частотах им нельзя совсем пренебрегать. Однако если управляющая сетка находится у катода, то наведенный шум подавляется пространственным зарядом и не играет важной роли [26,12]. При других методах управления шумы могут быть большими также и при низких частотах. Чтобы проиллюстрировать поведение лампы при наличии таких наведенных на входе шумов, мы воспользуемся примером смесителя со скоростной модуляцией [6], потому что лампа этого типа имеет весьма большие наведенные на входе шумы, которые, грубо говоря, не зависят от частоты. Мы исполь-

зуюм смеситель, а не усилитель, потому что тогда шумы на входе и выходе занимают различные полосы частот и их можно рассматривать независимо. Вход такой лампы показан на фиг. 41а; ее эквивалентная схема приведена на фиг. 41б, где входное напряжение лампы соответствует напряжению на „зазоре“, управляющем скоростной модуляцией. При малых углах пролета полный ток пучка (луча) наводит через „зазор“ лампы во входном контуре



Фиг. 41. Лампа со скоростной модуляцией и ее эквивалентная схема. Показаны два генератора шумов, один — генератор напряжения $\bar{e}_a$ эквивалентного шумам в аноде и точках за ним, а другой — генератор неизменного тока i_n^2 соответствующего шумам, наведенным на входных электродах.

шумы, так что мы можем считать, что к „зазору“ оказывается присоединенным генератор шумов, дающий среднее квадратичное значение тока шумов пучка

$$\bar{i}_n^2 = 2eI_d\Delta f,$$

где I_d — ток пучка. Такая лампа может иметь также шумы на выходе, могут быть также и последующие источники шумов, но их можно отнести ко входу в виде R_{eq} таким же образом, как указывалось выше.

Так объясняется эквивалентная схема фиг. 41б¹. Сопротивление, параллельное зазору, обычно весьма велико. В самом деле электронная нагрузка может быть сделана ничтожно малой, если сделать время пролета весьма малым. Итак, для целей пильности мы можем положить $R_t \rightarrow \infty$. Рассмотрим отношение сигнала

¹ Шумами антенны и шумами, обусловленными омическими потерями, мы и здесь пренебрегаем.

к шуму при изменении связи с антенной m . Напряжение сигнала на зазоре, считая сопротивление R_i бесконечным, будет $e_g \approx m e_a$. Напряжение шумов

$$\bar{e}_n^2 = 4kT_R R_{eq} \Delta f + 2e I_a \Delta f (m^2 R_a)^2 = 4kT_R \Delta f [R_{eq} + 20 I_a (m^2 R_a)^2]$$

(так как $\frac{2e}{4kT_R} = 20$ вольт⁻¹). Тогда отношение сигнала к шуму

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 \approx \frac{e_a^2 m^2}{4kT_R \Delta f} [R_{eq} + 20 I_a (m^2 R_a)^2]^{-1} \approx \\ \approx \left(\frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f}\right) \left[\frac{R_{eq}}{m^2 R_a} + 20 I_a m^2 R_a\right]^{-1}$$

(полагая $R_i \rightarrow \infty$).

Знаменатель опять имеет вид $(ax^{-1} + bx)$; он получает максимальное значение при $m^4 R_a^2 = \frac{R_{eq}}{20 I_a}$.

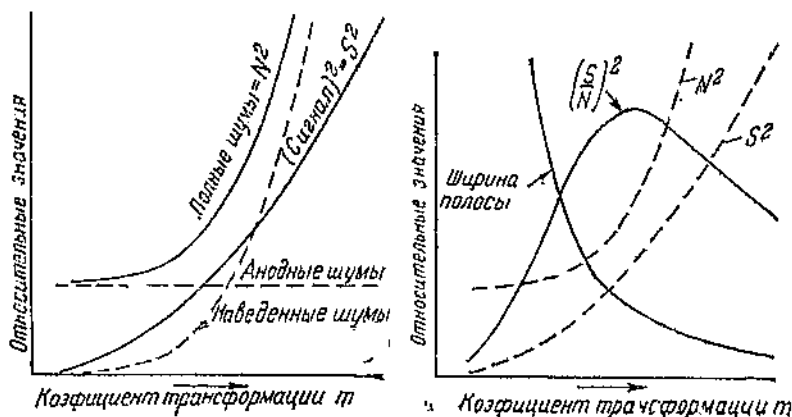
Это дает

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\max}^2 \approx \frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{2\sqrt{20 I_a R_{eq}}} \quad (\text{полагая } R_i \rightarrow \infty).$$

Это можно лучше усвоить путем рассмотрения кривых фиг. 42, вычерченных в функции коэффициента связи m . Так как напряжение сигнала на зазоре возрастает пропорционально m , то его квадрат S^2 , который изображен кривой, представляет параболу. Анодные шумы, выражаемые R_{eq} , постоянны и не изменяются от связи. Сопротивление входного контура (рассматриваемого со стороны лампы) изменяется по закону m^2 , так что среднее квадратичное значение шумов, наведенных на входе, изменяется по закону m^4 и таким образом возрастает более быстро, чем сигнал. Вычерчены также полные шумы N^2 , которые в данном примере являются суммой анодных шумов и наведенных. Наконец, показан квадрат отношения сигнала к шуму $\left(\frac{S}{N}\right)^2$, и он имеет определенный оптимум. Этот оптимум является результатом быстрого возрастания полных шумов при увеличении сопротивления входной цепи (рассматриваемой со стороны лампы) за счет уменьшения шунтирующего действия антенны (при возрастании коэффициента трансформации m). Приведенное выше выражение опять-таки можно интерпретировать, вводя в него коэффициент шумов, который, очевидно, здесь будет равен $F \approx \sqrt{20 I_a R_{eq}}$.

Рассмотрим ширину полосы входного контура; она также показана на фиг. 42. Если она слишком узка при связи, подобранной для наилучшего отношения сигнала к шуму, то ее можно расширить путем уменьшения m . Если это имеет место, то m можно выбрать из условия $\Delta\omega$ (при завале в 3 дБ) $\approx \frac{1}{m^2 R_a C}$, так что

$$m^3 R_a \approx \frac{1}{\Delta\omega C} \text{ и } \left(\frac{S}{N}\right)^2 \approx \frac{e_a^2}{4kT R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{\Delta\omega C R_{eq} + \frac{20I_d}{\Delta\omega C}}.$$



фиг. 42. Относительные величины сигнала, шумов, ширины полосы и отношения сигнала к шуму для случая, когда входное сопротивление бесконечно.

Кривые разбиты на две группы во избежание путаницы; кривые S^2 и N^2 одни и те же для обеих групп.

Отношение сигнала к шуму в лампах этого типа ограничивается большими шумами на входе. Если применяется такая лампа, то очевидно, что связь с антенной не следует выбирать из расчета на максимальное напряжение сигнала (если желательно получить наилучшее отношение сигнала к шуму).

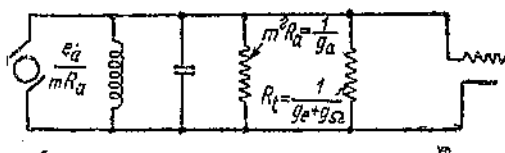
5. Точное выражение для отношения сигнала к шумам

До сих пор мы пренебрегали шумами антенны, а также шумами теплового возбуждения в той части входного активного сопротивления, которая обусловлена омическими потерями. Даже в только что проведенном анализе шумов, наведенные на входе, рассматри-

былись только для упрощенного случая, когда входное активное сопротивление R_i было весьма высоким, приближающимся к бесконечности. Если нужно рассмотреть точный случай, то необходимо разбить R_i на его две возможные компоненты: омическую и электронную. Первая связана с шумами от теплового возбуждения, тогда как последняя компонента может быть названа свободной от шумов, вследствие того что ее шумы уже включены в то, что мы называли шумами, наведенными на входе. В дальнейшем мы будем приравливать наведенные на входе шумы к шумам некоторого эквивалентного насыщенного диода, для которого они равны $2eI_a\Delta f$ (см. главу II).

Для ламп с управляющей сеткой и с оксидированным катодом было найдено [26], что $I_a \approx \frac{1}{4} g_e$, где g_e — электронная входная проводимость в mo , а I_a — ток в a . При выводе формул мы будем рассматривать шумы, наведенные на входе, как происходящие от источника шумов, не зависящего от анодных шумов (т. е. не связанного с ними), так как это приблизительно верно для большинства обычных ламп при малых углах пролета или при режиме смесителя.

Эквивалентная схема для трансформатора с коэффициентом трансформации m показана на фиг. 43, где генераторы шумов опущены. Пересчитанная во вторичную цепь проводимость антенны обозначена в виде g_a , а сопротивление R_i рассматривается как образованное электронной проводимостью g_e и омической проводимостью g_Ω . Если воспользоваться понятием о генераторах неиз-



Фиг. 43. Эквивалентная схема входа приемника с сигналом от антенны e_a и сопротивлением антенны R_a , пересчитанными во вторичную цепь. Коэффициент трансформации m .

Входное активное сопротивление лампы R_i состоит из электронной и омической компоненты, проводимости которых равны соответственно g_e и g_Ω .

Если воспользоваться понятием о генераторах неизменного тока, то средние квадратичные значения токов шумов будут: для шумов антенны — $4kT_{\text{эф}}g_a\Delta f$; для тепловых шумов — $4kT_Rg_\Omega\Delta f$; для наведенных шумов — $2eI_a\Delta f$, для шумов в аноде и за ним — $4kT_RR_{eq}\Delta f(g_a + g_\Omega + g_e)^2$, где $T_{\text{эф}}$ — эффективная температура шумов антенны и связанного с ней фидера, которая будет рассмотрена в последнем параграфе. Сигнал на фиг. 43 показан

также в виде генератора тока $\frac{e_a}{mR_a}$, так что отношение сигнала к шуму можно написать в виде¹:

$$\begin{aligned} \left(\frac{S}{N}\right)^2 &= \frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{\frac{T_{\text{eff}}}{T_R} + \frac{g_\Omega}{g_a} + \frac{2e}{4kT_R} \cdot \frac{I_d}{g_a} + \frac{R_{eq}(g_a + g_\Omega + g_c)^2}{g_a}} = \\ &= \frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{\frac{T_{\text{eff}}}{T_R} + 2 \frac{R_{eq}}{R_t} + \frac{1}{g_a} \left(g_\Omega + 20I_d + \frac{R_{eq}}{R_t^2} \right) + g_a R_{eq}} = \\ &= \frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{F}. \end{aligned}$$

Как и в предыдущих случаях, этот общий результат лучше всего интерпретируется при помощи коэффициента шумов F . Одной из переменных величин в выражении F является величина g_a , которая зависит от связи с антенной m . Нетрудно увидеть, что F имеет минимум, так как знаменатель опять содержит функцию типа $ax^{-1} + bx$, которую мы анализировали в § II, 2. Пользуясь выражением для ее минимума, находим²

$$\begin{aligned} F_{\min} &= \frac{T_{\text{eff}}}{T_R} + 2 \frac{R_{eq}}{R_t} + 2 \sqrt{\left(\frac{R_{eq}}{R_t}\right)^2 + g_\Omega R_{eq} + 20I_d R_{eq}} = \\ &= \frac{T_{\text{eff}}}{T_R} + 2 \frac{R_{eq}}{R_t} + 2 \sqrt{\left(\frac{R_{eq}}{R_t}\right)^2 + \frac{R_{eq}}{R_t} + (20I_d - g_c) R_{eq}}. \end{aligned}$$

Коэффициент шумов для случая согласованности сопротивлений получается, если в первоначальном выражении положить $g_a = \frac{1}{R_t}$.

¹ Составляющая напряжения (квадратичное значение), вызываемого каждым из этих генераторов тока, определяется произведением квадратичного значения соответствующего тока на квадрат результирующего сопротивления $\left[\frac{1}{(g_a + g_\Omega + g_c)^2} \right]$.

Выражение для тока шумов антенны и тока тепловых шумов основано на эквивалентных схемах для генератора тока (см. главу II, фиг. 31 и пояснения к ней); выражение для генератора тока шумов в аноде удовлетворяет условию независимости эквивалентного напряжения этих шумов (отнесенных к сетке) от результирующего сопротивления в сеточной цепи.

² Для лампы с управляющей сеткой и оксидным катодом во всех этих формулах $20 I_d$ приравнивается $5 g_p$.

либо таким образом приравнивается пересчитанное сопротивление антенны к входному сопротивлению. При этом получим

$$F_{\text{согласован.}} = 1 + \frac{T_{\text{эф}}}{T_R} + 4 \frac{R_{eq}}{R_t} + (20I_d - g_c)R_t.$$

Ширина полосы входного контура определяется выражением

$$\Delta f' \text{ (при завале 3 дБ)} = \frac{\Delta \omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_a + g_{\Omega} + g_c}{C} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_a + \frac{1}{R_t}}{C}.$$

Когда R_t велико или отрицательно, то ширина полосы может оказаться слишком малой и будет необходимо увеличить g_a , с тем чтобы осуществить требуемую ширину полосы. Задав $\Delta \omega$, найдем требуемую величину $g_a = \Delta \omega C - \frac{1}{R_t}$. Эту величину можно подставить в основное выражение для $\left(\frac{S}{N}\right)^3$; тогда найдем коэффициент шумов при заданной ширине полосы частот:

$$F_{(\Delta \omega)} = \frac{T_{\text{эф}}}{T_R} + \frac{\frac{1}{R_t} + (20I_d - g_c) + (\Delta \omega C)^2 R_{eq}}{\Delta \omega C - \frac{1}{R_t}}.$$

Все эти уточненные выражения (как и ранее выведенные приближенные соотношения) показывают, что для получения наилучшего отношения сигнала к шуму желательно иметь возможно меньшее отношение $\frac{R_{eq}}{R_t}$ и что при учете ширины полосы R_t должно быть велико, а $\Delta \omega C R_{eq}$ должно быть мало.

Во всех вышеприведенных выражениях можно считать, что $I_d \approx \frac{1}{4} g_c$ для случая применения ламп с оксидированным катодом при не слишком больших углах пролета. Следует заметить, что для лабораторных измерений с эквивалентом антенны $T_{\text{эф}} = T_K$. Дальнейшие рассуждения о величине $T_{\text{эф}}$ будут приведены ниже в § II, 7. Более подробные данные по точному анализу отношения сигнала к шуму можно найти в библиографии [12].

6. Влияние обратной связи на отношение сигнала к шуму

До сих пор анализ проводился без учета обратной связи в лампе, усиливающей радиочастоту. Однако влияние обратной связи на отношение сигнала к шуму обычно бывает относительно малым [9].

Мы можем убедиться в этом, представив лампу в виде эквивалентной схемы, содержащей в анодной цепи генератор шумов со средним квадратичным значением $\overline{i_{p_n}^2}$ и генератор тока сигнала $g_m e_g$. Если с выхода анода подать обратную связь на вход, то кажущееся входное сопротивление и усиление лампы могут значительно увеличиться или уменьшиться, но отношение шумов к сигналу, опреде-

ляющееся как $\frac{\overline{i_{p_n}^2}}{g_m^2 e_g^2}$, остается приблизительно неизменным.

Шумы всегда будут подаваться обратной связью вместе с сигналом и примерно в таком же отношении. Если обратная связь положительна, то усиление возрастает, сигнал на сетке возрастает за счет энергии обратной связи, но шумы также возрастают и приблизительно в той же пропорции, как и возрастание сигнала. Для случая отрицательной обратной связи сигнал и шумы уменьшаются, но тоже примерно в том же отношении. Таким образом влияние обратной связи на отношение сигнала к шумам обусловлено в основном только источниками шумов, которые не охватываются обратной связью, а они в ряде случаев имеют малое значение.

Имеется один общезвестный вид обратной связи, который заслуживает несколько более подробного рассмотрения, а именно обратная связь, обусловленная индуктивностью катодного ввода. В главе II было показано, что это — отрицательная обратная связь, которая приводит к уменьшению входного сопротивления. В случае триода мы должны при определении отношения сигнала к шумам согласно сказанному пренебрегать уменьшением сопротивления, обусловленным влиянием вводов, и вычислять отношение сигнала к шумам, как если бы лампа имела большее входное сопротивление, свойственное лампе с идеальным катодным вводом. Но в случае пентода ток шумов, протекающий в катодном проводе, составляет только часть шумов, имеющих место в анодном проводе; ток шумов, обусловленный процессом распределения электронов между анодом и экраном [25], имеется в цепи экрана и анода, но отсутствует в катодном проводе; он вообще не охватывается обратной связью через индуктивность катодного ввода. Таким образом шумы не уменьшаются обратной связью в такой же степени, как сигнал, и отношение сигнала к шуму получается хуже, чем подсчитанное без учета обратной связи через катодный ввод. Однако возможно частично охватить обратной связью эти шумы [39].

Практически влияние обратной связи, имеющейся в большинстве УВЧ приемников, сводится к тому, что делаются непригодными некоторые грубые методы измерения отношения сигнала к шуму [18, 43]. Например, предполагалось, что если наблюдать шумы на выходе

при нормально присоединенном входном контуре и при закороченном, то можно найти относительные доли шумов лампы и тепловых шумов на входе. Это справедливо только в случае, если не имеется шумов, наведенных на входе, и если при этом обратная связь остается постоянной; ни того, ни другого условия обычно не бывает на УВЧ.

7. Потери и тепловые шумы в фидере

Линия, которая соединяет антенну с приемником, очевидно, будет уменьшать отношение сигнала к шуму (если она ослабляет принимаемый сигнал). В то же самое время в ней потери также могут создавать тепловые шумы на входе. При точном анализе, который обсуждался выше, антенна и связывающая ее с приемником линия рассматривались, как имеющие э. д. с. сигнала e_a и напряжение шумов, среднее квадратичное значение которого было $4kT_{\text{eff}}R_a\Delta f$. Нетрудно определить, как эти две величины зависят от связывающей линии или другого пассивного многополосника между действительной антенной и входом приемника.

Пусть действительная антенна имеет напряжение сигнала холостого хода e'_a и сопротивление излучения R'_a . Тогда $\frac{(e'_a)^2}{R'_a}$ — мощность сигнала, часть которой может быть подана в согласованную линию. На другом конце линии получится напряжение холостого хода e_a и сопротивление R_a (которое может быть равно или не равно R'_a). Таким образом отношение мощностей будет

$$M = \frac{\text{выходная мощность}}{\text{входная мощность}} = \frac{e_a^2}{R_a} \cdot \frac{(e'_a)^2}{R'_a},$$

которое, конечно, будет максимальным, когда антенна согласована с линией. Это отношение часто выражается в децибелах.

Если антенна находится под эффективной температурой шумов T_a , то она будет иметь напряжение шумов $\bar{e}^2 = 4kT_a R'_a \Delta f$. Тогда мощность шумов в антенне будет

$$\frac{\bar{e}^2}{R'_a} = 4kT_a \Delta f.$$

На другом конце линии, т. е. у приемника, мощность шумов от антенны, достигающая приемника, равна $M \cdot 4kT_a \Delta f$.

В линии будут иметь место флуктуации (связанные с потерями в ней) при температуре, которую мы обозначим T_L . Таким образом если бы в гипотетическом случае антенна и линия обе были при этой температуре T_L , то мощность шумов у приемника была бы $4kT_L \Delta f$. Но $M 4kT_a \Delta f$ представляет здесь долю шумов антенны. Сле-

довательно (и в действительном случае), мощность шумов от линии, достигающая приемника, равна

$$(1-M)4kT_L\Delta f.$$

Поэтому полная мощность шумов у приемника будет равна

$$4k\Delta f[T_L(1-M) + MT_a],$$

а эффективная температура шумов антенны и соединительной линии будет $T_{\text{эф}} = T_L(1-M) + MT_a$. Обычно линия бывает примерно при комнатной температуре, так что $T_L = T_R$.

На основании выражения, приведенного в § II,5, можно видеть, что отношение сигнала к шумам для всей системы, содержащей линию с коэффициентом потери мощности M , уменьшается по сравнению с линией, свободной от потерь, во-первых, за счет коэффициента M , который дает уменьшение величины $\frac{e^2_a}{R_a}$, и, во-вторых, за счет изменения расчетной температуры от T_a до $T_{\text{эф}}$. Это можно записать в виде

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2_{\text{с потерями в линии}} = \left(\frac{S}{N}\right)^2_{\text{без потерь в линии}} M \frac{\frac{T_a}{T_R} + F - 1}{\frac{T_{\text{эф}}}{T_R} + F - 1},$$

где F — коэффициент шумов приемника, каким он должен быть при эквиваленте антенны (температура которого T_R).

III. ОЦЕНКА ПРИЕМНИКОВ

При помощи вышеприведенного анализа было найдено, что все отношения сигнала к шуму могут быть записаны в виде

$$\left(\frac{S}{N}\right)^3 = \frac{e^2_a}{4kT_R R_a \Delta f} \cdot \frac{1}{F}$$

и величина F была идентифицирована с той, которую North назвал коэффициентом шумов. В лабораторных измерениях с эквивалентом антенны при комнатной температуре F представляет просто число, показывающее, во сколько раз полные шумы приемного устройства

превышают шумы от эквивалента антенны, и North показал, что это можно считать общим понятием для любого приемника. При этом предполагается, что в совершенно свободном от шумов приемнике полными шумами будут только шумы от эквивалента антенны и $F_{\text{min}} = 1$. Таким образом, чем больше число F , измеренное в лаборатории, тем хуже приемник по сравнению с идеальным. Можно отметить, что обычно невозможно получить коэффициент шумов, приближающийся к единице, при согласовании сопротивлений на входе, за исключением случая, когда входное сопротивление обусловлено обратной связью.

В условиях работы с действительной антенной мы видели, что F содержит член, который зависит от эффективной температуры шумов антенны и ее передающей линии T_{eff} . Таким образом при антенне, температура шумов которой меньше комнатной температуры, и при линии с малыми потерями действительный коэффициент шумов меньше измеренного в лаборатории.

Когда шумы в приемнике значительно превышают шумы антенны, становится трудно непосредственно измерить действительный коэффициент шумов, так что часто эта величина на УВЧ остается неизвестной.

Обыкновенно приемники легко сравнивать в лаборатории [27] и, как мы увидим, измерение коэффициента шумов является простым процессом при $T_{\text{eff}} = T_R$.

Так как коэффициент шумов представляет отношение мощностей, то его удобно выражать в децибелах, так что об идеальном, свободном от шумов приемнике с $F=1$ можно также сказать, что он имеет коэффициент шумов, равный нулю децибел.

Соответственно приемник, у которого нет шумов, кроме тепловых шумов в его входном сопротивлении, носящем активный характер, имеет (при согласовании сопротивлений) коэффициент шумов $F=2$.

1. Измерение коэффициента шумов приемника

Чтобы измерить коэффициент шумов F приемника, мы должны измерить действительное отношение сигнала к шуму приемного устройства и сравнить его с отношением сигнала к шуму эквивалента антенны $\frac{e_a^2}{4kT_R R_a \Delta f}$. В лабораторных условиях можно исполь-

зовать для этого источник (сигнал-генератор) известного напряжения e_a и эквивалент антенны с сопротивлением R_a . Можно описать одну из возможных операций. Приложим сначала небольшой сигнал e_a , несколько превышающий шум, частота которого f_0 находится в пределах диапазона приемника. На выходе приемника до

усиления звуковой или видео-частоты мы включаем устройство для измерения мощности¹ (например, термоприбор), удобное для отсчета полной выходной мощности во всей рассматриваемой полосе частот. При включенном сигнале выходная мощность будет, следовательно, суммой мощностей сигнала и шумов. Назовем эту величину P_1 . Если теперь сигнал отключить, то выходная мощность будет обусловлена только шумами, и ее можно назвать P_2 . Тогда отношение сигнала к шуму будет

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{P_1 - P_2}{P_2}.$$

Однако по определению коэффициента шумов

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{e_a^2}{4kTR_a\Delta f} \cdot \frac{1}{F},$$

так что

$$F = \frac{e_a^2}{4kTR_a\Delta f} \cdot \frac{P_2}{P_1 - P_2} = 0,62 \cdot 10^{30} \frac{e_a^2}{R_a} \cdot \frac{1}{\Delta f} \cdot \frac{P_2}{P_1 - P_2},$$

Следовательно, чтобы вычислить F , нам нужно кроме измерения мощностей знать только величину $\frac{e_a^2}{R_a}$ и ширину полосы шумов Δf . Первая может быть получена, если известны e_a и R_a , а вторая (см. главу I) определяется, как отношение площади, ограниченной кривой избирательности (по мощности), к ординате этой кривой при частоте сигнала f_0 . Математически

$$\Delta f = \left[\int_0^\infty P(f) \cdot df \right] \cdot \frac{1}{P(f_0)},$$

где $P(f)$ — выходная мощность в функции от частоты f сигнала.

Так как вычисление коэффициента шумов требует знания $\frac{e_a^2}{R_a}$, то F можно было бы найти, не зная e_a и R_a в отдельности. Однако практически обычно оперируют с определенной величиной R_a так, что фактически e_a и R_a оба известны.

¹ Может быть использовано всякое другое устройство, чувствительное к сигналу и шумам, например, линейный детектор, если градуировка по мощности для комбинации сигнала и шума была вычислена или определена экспериментально. Прим. автора.

ОБЩИЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ СУПЕРГЕТЕРОДИНА НА УВЧ¹

Резюме. В этой главе приведен общий обзор вопросов, связанных со смесительным или преобразовательным каскадом супергетеродинных приемников, особенно на УВЧ.

Приводятся методы определения крутизны преобразования для так называемого преобразования на основной частоте и на гармонике.

Для смесительного каскада шумы на выходе и входная проводимость даются в виде средних значений этих величин за период колебаний гетеродина.

Требования, касающиеся селективности по негативной частоте, и нежелательного излучения гетеродина приводят к необходимости применения высоких промежуточных частот.

Приводится подробное рассмотрение вопроса, делать ли первый каскад супергетеродинного приемника усилителем или смесителем. В случае сильного принимаемого сигнала следует сразу же производить преобразование, если только нет необходимости применять каскады радиочастоты из соображений селективности по негативной частоте и предотвращения излучения от гетеродина. Если принимаемый сигнал слаб, то до некоторой частоты следует применять усилительный каскад, а сверх этой частоты — смеситель, причем „переходная“ частота зависит от параметров ламп и от требуемой ширины полосы. Вообще говоря, переход получается на той частоте, где данная лампа не будет больше давать заметного усиления радиочастоты при требуемой ширине полосы.

I. ВВЕДЕНИЕ

Характерным для всякого электрического устройства, в котором происходит преобразование частоты, является его нелинейность; характеристика устройства может быть и такой, что хотя оно и является линейным, поскольку прикладывается одно только напряжение, но одновременное приложение двух напряжений приводит к появлению на выходе колебания, которое зависит от произведения обоих приложенных напряжений. Примером такого устройства может служить многосеточная лампа, у которой два напряжения одновременно приложены к различным сеткам.

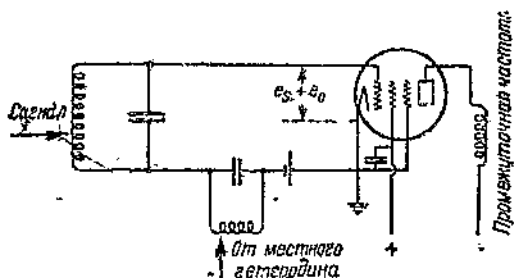
Супергетеродинный приемник должен содержать устройство, имеющее один из двух указанных выше типов характеристики. Таким устройством обычно является лампа, которая может быть диодом, триодом или многосеточной лампой.

На фиг. 51 (см. стр. 98) показаны приходящий сигнал и колебания от местного гетеродина, подаваемые на диод, в результате чего на выходе получается промежуточная частота. Диод в качестве устройства для образования промежуточной частоты отличает-

¹ L. Malter. Proc. of the IRE, 1943, № 10, стр. 567 — 575.

ся от других типов смесителей и заслуживает особого внимания (см. главу V).

В случае триодов или пентодов возможны различные способы подачи входящего сигнала и колебания от местного гетеродина. Так, например, они оба могут быть приложены между управляющей сеткой и катодом, как показано на фиг. 44; входящий сигнал можно приложить



Фиг. 44. Схема пентодного смесительного каскада, в котором проходящий сигнал и напряжение местного гетеродина прикладываются между управляющей сеткой и катодом.

кого типа не находят большого применения, так как они уступают триодам и пентодам с точки зрения отношения сигнала к шуму, поэтому мы их здесь рассматривать не будем [18].

Заметим здесь, что в приемнике супергетеродина типа возможно получить более высокое отношение сигнала к шуму, чем в приемнике с прямым усилением радиочастоты.

II. МЕХАНИЗМ РАБОТЫ СМЕСИТЕЛЯ

Тот факт, что нелинейное устройство можно использовать для получения сигнала промежуточной частоты, легко продемонстрировать при помощи простой иллюстрации. На фиг. 43 показан триод с входными контурами, к которым соответственно приложены входящий сигнал и местные колебания. Это приводит к тому, что к сетке триода оказываются приложенными соответственно два колебательных напряжения e_s и e_0 . Эти напряжения вызывают изменение анодного тока на величину i_p . Так как e_s , e_0 и i_p являются отклонениями от величин, соответствующих покою, то мы можем написать (применяя теорему Тейлора)

$$i_p = c_0 + c_1 e + c_2 e^2 + c_3 e^3 + \dots,$$

где $e = e_s + e_0$ и все c являются константами, которые зависят от параметров. Для случая усилителя e настолько мало, что членами степеней выше первой можно пренебречь.

Тогда i_p будет содержать в качестве компонент члены, частота которых та же, что и у e . Для получения составляющих тока с частотами, отличными от частот e_s и e_0 , существенно необходимо, чтобы было достаточно большим, так чтобы некоторые из членов второй или более высоких степеней в уравнении стали значительными. Так как обычно e_s сравнительно мало, то e_0 должно быть сравнительно велико, чтобы соотношение между i_p и e было нелинейным. В самом деле, в то время как e_s обычно бывает порядка микровольт или милливольт, e_0 измеряется обычно вольтами. Рассмотрим простой случай, когда членами степеней выше второй можно пренебречь. Тогда

$$i_p = c_0 + c_1(e_s + e_0) + c_2(e_s + e_0)^2.$$

Пусть

$$e_s = E_s \sin \omega_s t;$$

$$e_0 = E_0 \sin \omega_0 t.$$

После подстановки нетрудно убедиться, что в дополнение к членам с угловой частотой ω_s и ω_0 в анодном токе появляются члены с угловыми частотами

$$2\omega_0, 2\omega_s, |\omega_s - \omega_0| \text{ и } |\omega_s + \omega_0|.$$

Для только что рассмотренного случая промежуточная частота может соответствовать угловой частоте $|\omega_s - \omega_0|$ или $|\omega_s + \omega_0|$.

В общем случае могут существовать члены $n_1 \omega_s \pm n_2 \omega_0$, где n_1 и n_2 — целые числа. Выходной контур настраивается на одну из этих угловых частот, которая далее усиливается. Наиболее общепринятым является случай, когда $n_1 = n_2 = 1$ и $\omega_i = |\omega_s - \omega_0|$, где ω_i — угловая частота сигнала промежуточной частоты.

Предшествующий анализ, будучи применим для описания механизма смещения, является непригодным для числовых расчетов, так как обычно он приводит к чрезвычайно сложным выражениям и весьма трудоемким вычислениям. Для числовых расчетов введем величину, известную под названием крутизны преобразования, которая определяется как отношение выходного тока промежуточной частоты смесителя к входному напряжению сигнала.

Выше было отмечено, что напряжение от гетеродина должно быть достаточно большим, так чтобы создать нелинейное действие смесителя. При этом мгновенное значение крутизны можно рассматривать как периодически меняющееся с частотой местного гетеродина и выразить, следовательно, в виде ряда Фурье:

$$g_m = a_0 + a_1 \cos \omega_0 t + a_2 \cos 2\omega_0 t \dots,$$

где все a являются константами, зависящими от параметров лампы, от рабочей точки и от величины напряжения местного гетеродина;

$\omega_0 = 2\pi f_0$, где f_0 — частота местного гетеродина. Теперь пусть одновременно с приложением напряжения местного гетеродина будет приложено к сетке напряжение сигнала $E_s \sin \omega_s t$. Тогда анодный ток будет определяться выражением

$$i_p = g_m E_s \sin \omega_s t.$$

Подставив сюда значение g_m из предыдущего уравнения, получим

$$i_p = a_0 E_s \sin \omega_s t + E_s \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin \omega_s t \cos n \omega_0 t = a_0 E_s \sin \omega_s t + \\ + \frac{E_s}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin (\omega_s + n \omega_0) t + \frac{E_s}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin (\omega_s - n \omega_0) t.$$

Следовательно, анодный ток содержит составляющие с угловыми частотами ω_s , $|\omega_s + n \omega_0|$ и $|\omega_s - n \omega_0|$.

Первая из них имеет частоту сигнала и нас не интересует. Другие члены являются теми членами, которые характеризуют устройство как смеситель, так как они представляют члены с новыми частотами, зависящими от частот сигнала и местного гетеродина. Общепринято включать в анодную цепь преобразователя или смесителя резонансный контур, настроенный на угловую частоту $(\omega_s - \omega_0)$. В некоторых случаях бывает удобно работать на одной из других промежуточных частот, для которой $n \neq 1$ (работа на гармонике). В этих случаях выходной резонансный контур настраивается на угловую частоту $(\omega_s - n \omega_0)$. Следует заметить, что для работы на гармониках не требуется, чтобы напряжение гетеродина содержало гармонические составляющие, но требуется наличие их в ряде Фурье для крутизны. Работу на гармониках можно применять, когда трудно получить колебания местного гетеродина достаточной мощности на основной частоте. Однако вообще работа на гармониках дает меньшее отношение сигнала к шуму, чем работа на основной частоте, и поэтому ее избегают по возможности там, где отношение сигнала к шуму играет основную роль, как это имеет место в большинстве случаев на УВЧ. Крутизна преобразования на n -ной гармонике будет

$$g_{cn} = I_{(\omega_s - n \omega_0)} \frac{1}{E_s} = \frac{a_n}{2}.$$

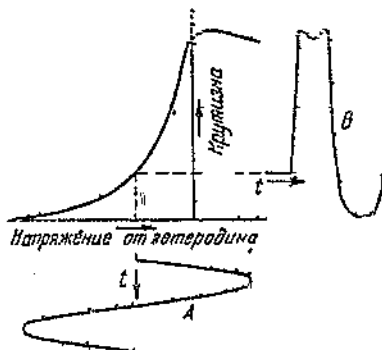
Если подставить значение коэффициента Фурье, то

$$g_{cn} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g_m \cos n \omega_0 t d\omega_0 t.$$

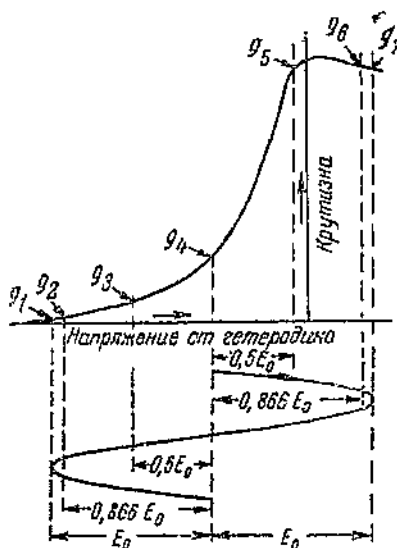
При $n=i$ получается крутизна преобразования на основной частоте.

Способ определения крутизны преобразования можно пояснить при помощи примера. Пусть фиг. 45 представляет крутизну характеристики лампы в функции от напряжения гетеродина (в частности необязательно, чтобы напряжение гетеродина и напряжение сигнала были приложены к одному и тому же электроду) и пусть A на фигуре будет приложенное напряжение гетеродина (считаем его синусоидальным). Тогда B будет результирующее изменение крутизны во времени.

Если, как это обычно бывает, напряжение гетеродина имеет синусоидальную форму, то можно с достаточной точностью пользоваться следующим упрощенным способом. На кривой фиг. 46 отмечены семь точек, соответствующие



Фиг. 45. Крутизна характеристики анод-сигнальный электрод в функции напряжения на гетеродинном электроде для типичной смешательной лампы. Приложенное напряжение гетеродина обозначено кривой A , а результирующее напряжение крутизны — кривой B .



Фиг. 46. Точки, применяемые для определения крутизны преобразования.

90-градусным интервалам. Тогда крутизна преобразования на основной частоте и на первых двух гармониках будет

$$g_{c1} = \frac{1}{12} [(g_7 - g_1) + (g_5 - g_3) + 1,73(g_6 - g_2)];$$

$$g_{c2} = \frac{1}{12} \left[\left(2g_4 + \frac{3}{4}(g_3 + g_5 - g_6 - g_2) - (g_7 + g_1) \right) \right];$$

$$g_{c3} = \frac{1}{12} [(g_7 - g_1) - 2(g_5 - g_3)].$$

Величины g_1, g_2 и т. д. получаются из кривой крутизны на фиг. 46. Рассмотрение выражения для g_{11} показывает, что максимально возможная крутизна преобразования на основной частоте (исключая отрицательные значения крутизны) получается тогда, когда g_1, g_2 и g_3 равны нулю, а g_5, g_6 и g_7 велики. Это достигается, если работать так, чтобы кривая отсекалась немного раньше начала положительной полуволны гетеродина, а амплитуда напряжения гетеродина была такой величины, чтобы достигалась точка, находящаяся немного за максимумом крутизны.

В практических случаях максимально возможная крутизна преобразования на основной частоте составляет обычно приблизительно 28% от максимальной крутизны [13]. Максимально достижимая крутизна преобразования на второй гармонике составляет, грубо говоря, половину этой величины, а для преобразования на третьей гармонике максимально достижимая крутизна — всего только около трети ее. Работа на гармониках, как правило, требует большего возбуждения, чем работа на основной частоте, и выбора своей оптимальной рабочей точки.

Таким образом анализ кривой крутизны быстро дает приблизительные значения следующих величин:

- 1) оптимальной рабочей точки для преобразования на основной частоте;
- 2) оптимальной амплитуды местного гетеродина для преобразования на основной частоте;
- 3) крутизны преобразования при работе на основной частоте второй и третьей гармоник.

III. ШУМЫ СМЕСИТЕЛЬНОГО КАСКАДА

Как было указано в главах II и III, флюктуационные шумы измеряются их средними квадратичными значениями. В большинстве вакуумных ламп значительную часть флюктуационных шумов создает анодный ток. При статических условиях или при весьма слабых сигналах среднее квадратичное значение тока шумов можно записать в виде $\overline{i_{pn}^2}$.

Но к преобразователю или смесителю прикладывается большое напряжение местного гетеродина, поэтому величина $\overline{i_{pn}^2}$ периодически изменяется с частотой местного гетеродина. Тогда среднее квадратичное значение тока шумов на промежуточной частоте, которое является одной из интересующих нас здесь величин, будет средней величиной флюктуаций за период гетеродина

$$\overline{i_{pn}^2} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_{pn}^2 d(\omega t).$$

Величины анодных шумов $\bar{e}_{an}^2$ для разных типов ламп были вычислены теоретически [40] и тщательно проверены экспериментально (за исключением случая диодов), так что шумы смесителя легко можно оценить, пользуясь указанной выше операцией усреднения [11].

Удобно выражать шумы смесителя через эквивалентное сопротивление шумов (за исключением, может быть, диодного смесителя). Оно определяется как сопротивление, которое, будучи присоединено ко входу свободного от шумов смесителя, крутизна преобразования которого такова же, как у испытуемой лампы, создает в анодной цепи такой же ток шумов, какой имеется в действительной лампе. Таким образом

$$\bar{e}_n^2 = \bar{e}_{i-f}^2 \cdot \frac{1}{g_c^2},$$

где g_c — крутизна преобразования, а $\bar{e}_n^2$ — среднее квадратичное значение напряжения шумов, создаваемого эквивалентным сопротивлением шумов;

$$R_{eq} = \frac{\bar{e}_n^2}{4kT\Delta f} = \frac{\bar{e}_{i-f}^2}{4kTg_c^2\Delta f}.$$

С точки зрения отношения сигнала к шуму (см. главу III) желательно иметь величину R_{eq} возможно малую.

Таблица значений эквивалентного сопротивления шумов для триодных и пентодных смесителей составлена Herold'ом [13] (табл. 1). В этой таблице предполагается, что используется оптимальное возбуждение гетеродина (т. е. оптимальное для максимума g_c). E_{co} — напряжение отсечки на управляющей сетке, при котором ток равен нулю; g_m — пиковая крутизна (обычно при нулевом напряжении на сетке) и I_0 — пиковый катодный ток (также при нулевом напряжении на сетке). Крутизна здесь определяется как отношение изменения катодного тока к изменению напряжения на управляющей сетке. Таким образом эта крутизна учитывает и изменение экранного тока. Для триодов $\alpha=0$, тогда как для пентодов α представляет отношение экранного тока к анодному. Ниже будет показано, что средняя крутизна $\bar{g}_m$ имеет значение при оценке электронной входной нагрузки.

IV. УСИЛЕНИЕ СМЕСИТЕЛЯ

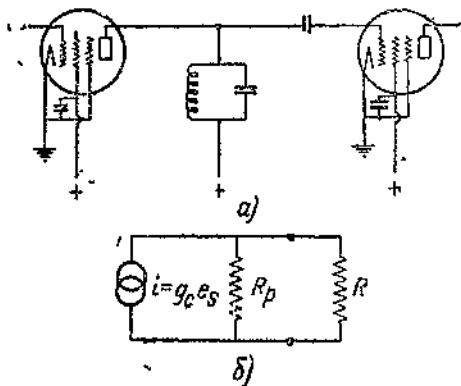
Усиление преобразовательного или смесительного каскада определяется как отношение напряжения промежуточной частоты на управляющей сетке первой лампы усилителя промежуточной частоты к напряжению сигнала на сигнальном электроде преобразовательной

Шумы смесителей на триодах и пентодах
(Напряжения гетеродина и сигнала оба приложены к управляющей сетке)

Вид работы	Приближенное наковое напре- жение гетеродина	Средняя крутизна g_m	Средний катодный ток I_k	Крутизна преобразо- вания g_c	Эквивалентное сопротивление шумов R_{eq}
На основной ча- стоте гетеродина	$0,7 E_{c_0}$	$\frac{0,47}{1+\alpha} g_m$	$0,35 I_0$	$\frac{0,28}{1+\alpha} g_m$	$\frac{13}{g_m} + 90 \frac{I_0 \alpha}{g_m^2}$
На второй гармо- нике гетеродина	$1,5 E_{c_0}$	$\frac{0,25}{1+\alpha} g_m$	$0,20 I_0$	$\frac{0,13}{1+\alpha} g_m$	$\frac{31}{g_m} + 220 \frac{I_0 \alpha}{g_m^2}$
На третьей гармо- нике гетеродина	$4,3 E_{c_0}$	$\frac{0,15}{1+\alpha} g_m$	$0,11 I_0$	$\frac{0,09}{1+\alpha} g_m$	$\frac{38}{g_m} + 260 \frac{I_0 \alpha}{g_m^2}$

ти смесительной лампы. Хотя „усиление“ и есть определенная величина, которая является мерой соотношения напряжений на сетках смежных ламп, однако на УВЧ больший интерес, чем усиление, представляет, вообще говоря, коэффициент передачи напряжения между антенной и сеткой первой лампы промежуточной частоты. На УВЧ он определяется не только усилением смесителя, но также входной проводимостью сигнальной сетки смесителя. Таким образом надо быть осторожным при сравнительной оценке ламп с точки зрения „усиления“.

В общем случае усиление зависит от крутизны преобразования, внутреннего сопротивления смесителя и от контура, связывающего смеситель с усилителем промежуточной частоты. На фиг. 47а показан простой случай одиночного настроенного контура, соединяющего пентодный смеситель с усилителем промежуточной частоты. Усиление можно определить при помощи эквивалентной схемы, показанной на фиг. 47б, где R_p — внутреннее сопротивление смесителя, а R — резонансное сопротивление одиночного настроенного контура (считаем его настроенным на промежуточную частоту). $g_c e_s$ представляет генератор неизменного тока, g_c — крутизна преобразования и e_s — напряжение сигнала на сетке. Напряжение промежуточной частоты на входе усилителя промежуточной частоты



Фиг. 47. Схема смесительного каскада, связанного с каскадом промежуточной частоты при помощи одиночного настроенного контура; (б) — эквивалентная схема.

равно $\frac{g_c e_s (RR_p)}{(R + R_p)}$. Разделив это выражение на напряжение сигнальной сетки, получим усиление при преобразовании $\frac{g_c (RR_p)}{(R + R_p)}$.

Для пентодов обычно $R_p \gg R$, а тогда усиление при преобразовании равно $g_c R$. Это выражение аналогично соответствующему выражению для усиления каскада усилителя, за исключением того, что здесь g_c заменяет собой g_m . На УВЧ можно найти простые соотношения для сравнения усиления, которое дает лампа при ее исполь-

зовании в качестве смесителя и усилителя. В обоих случаях будем считать, что рабочие условия подобраны для максимума крутизны. Будем также считать, что лампа в каждом случае работает на одиночный настроенный контур с максимально возможным резонансным сопротивлением.

Как известно, резонансное полное сопротивление контура может быть определено выражением $R = \frac{1}{2\pi C \Delta f'}$, где C — емкости выходного контура, $\Delta f'$ — действительная ширина полосы, как она определена в главе I. Так как желательно, чтобы R было как можно больше, то C должна быть уменьшена до неизбежного минимума, обусловленного паразитной емкостью электродов лампы, вводов и начальной емкостью контура. Но в основном минимум емкости обусловлен лампой и монтажом, так что минимальное значение C примерно одинаково для случаев радиочастоты или промежуточной частоты, т. е. для работы лампы в качестве усилителя или смесителя. Далее на УВЧ обычно приходится „догружать“ контур дополнительным сопротивлением, с тем чтобы сделать ширину полосы нашего контура достаточно большой соответственно требованиям конкретного применения. Так как это требование к ширине полосы одно и то же (независимо от используемой несущей частоты), то очевидно, что $\Delta f'$ будет одна и та же для усилителя и для смесителя. Поэтому максимальное полное сопротивление выходного контура одинаково, независимо от того, используется ли лампа в качестве усилителя или смесителя. Усиление лампы определяется выражением gR , где под g надо понимать g_m для усилителя и g_c для смесителя. Так как R — максимальное полное сопротивление выходного контура — одно и то же для обоих случаев, то усиления будут находиться в таком же соотношении, как и крутизны. Так как максимальная крутизна преобразования составляет, как указывалось выше, только примерно 28% от максимальной крутизвы лампы усилителя, то отсюда следует, что данная лампа в качестве усилителя даст усиление примерно в четыре раза большее, чем при использовании ее в качестве смесителя. Хотя это заключение было выведено для случая одиночного настроенного контура, связывающего лампы, оно остается справедливым и для случаев более сложных многополюсников.

VI: ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СМЕСИТЕЛЬНОГО КАСКАДА

В главе II был рассмотрен вопрос о входной проводимости электронных ламп и были выведены выражения для проводимости, обусловленной индуктивностью вводов и конечным временем пролета в области катод—сетки в лампах обычного типа и устройств со

скоростной модуляцией. При работе смесителя входная проводимость будет периодически изменяться с частотой местного гетеродина, так что для определения действительной входной проводимости необходимо взять среднюю величину за период гетеродина. Операция усреднения такая же, какая описана в § III, где рассматривались шумы смесительных каскадов; здесь не нужно подробно описывать ее. Заметим, что так как обычно входная проводимость изменяется пропорционально крутизне, то среднюю крутизну можно использовать в качестве меры для относительной оценки проводимости (значения средней крутизны см. в табл. 1).

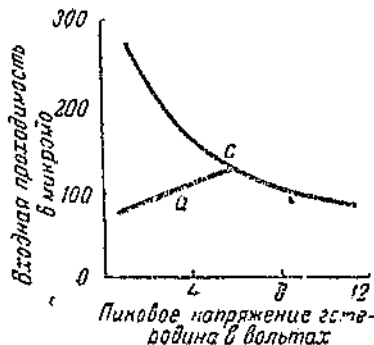
Рассмотрим иллюстративный пример, данный Herold'ом; на фиг. 48 изображена входная проводимость пентода при 60 мкГц в функции от смещения на управляющей сетке. Мы рассмотрим два случая:

1) лампа работает при фиксированном смещении и 2) смещение получается при помощи гридника с большим сопротивлением.

На кривых *a* и *c* фиг. 49 показаны результаты, полученные при работе смесителя в функции от напряжения местного гетеро-



Фиг. 48. Входная проводимость типичного высокочастотного пентода (варимю) при 60 мкГц



Фиг. 49. Входная проводимость пентода при его работе в качестве смесителя на 60 мкГц

(а) — работа с фиксированным смещением; (с) — работа при смещении, получаемом от гридника с большим сопротивлением.

дина. Интересно заметить, что проводимость действительно уменьшается с увеличением возбуждения (для случая смещения от гридника). Это обусловлено тем, что при увеличении напряжения гетеродина смещение на сетке увеличивается, так что катодный ток (а следовательно, и проводимость) отсутствует в течение большей части периода. Таким образом при увеличении напряжения гетеродина нагрузка входного контура уменьшается и, как следствие, соответственно меняется сопротивление R_i во входной цепи (как оно определено в главе III). Для работы на гармониках колебания

гетеродина должны быть еще увеличены, так как желательно, чтобы R_t было больше, чем в оптимальном случае преобразования на основной частоте.

Как было показано в главе III, отношение сигнала к шуму зависит в основном от $\frac{R_t}{R_{eq}}$.

При работе на гармониках вследствие уменьшения g_c величина R_{eq} увеличивается. Herold показал [12], что отношение $\frac{R_t}{R_{eq}}$ в случае преобразования на второй и третьей гармониках при

триодах лишь слегка уменьшается по сравнению с случаем преобразования на основной частоте.

Таким образом для триодных преобразователей отношение сигнала к шуму не меняется существенно при работе на гармониках. Однако усиление, определяемое величиной g_c , уменьшается при работе на гармониках. Кроме того может оказаться трудным получить требуемое большее возбуждение гетеродина.

Зная, что на УВЧ входная проводимость изменяется пропорционально квадрату частоты, можно результаты, полученные для одной какой-либо частоты, перечислить на другие частоты.

VI. ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ В ТРИОДНЫХ СМЕСИТЕЛЯХ НА УВЧ

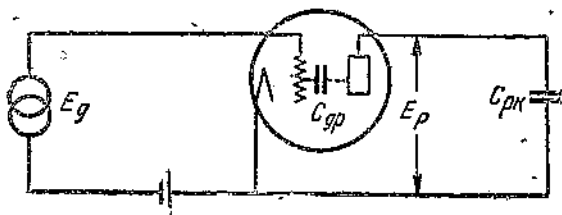
Вообще обратная связь в смесителе обусловлена в основном емкостью между анодом и сеткой. Так как она значительна только в триодах, то мы ограничимся рассмотрением только этого типа ламп. Триодный смеситель подает напряжение на контур, рассчитанный так, чтобы он имел желаемую ширину полосы на промежуточной частоте. Для получения наибольшего возможного полного сопротивления контура промежуточной частоты (как условие для наибольшего усиления) выходная емкость должна быть наименьшей. Как было показано ранее, это вообще достигается уменьшением емкости контура до неизбежной емкости, имеющейся в лампе, и емкости, обусловленной проводами, а также емкостей паразитных и распределенных. Для радиочастоты анодный контур смесителя будет представлять емкостное сопротивление. Чтобы понять, как эта выходная емкость влияет на поведение лампы на радиочастоте, рассмотрим схему триода, показанную на фиг. 50. Пусть триод питается от источника сигнала с ничтожно малым внутренним сопротивлением и амплитудой напряжения E_g . Это вызовет протекание в анодном контуре среднего тока $\bar{i}_p$, величина которого $\bar{g}_m \cdot E_g$, где $\bar{g}_m$ — среднее значение крутизны за период

гетеродина. Он в свою очередь создает на эффективной выходной емкости C_{pk} напряжение E_p , определяемое как

$$E_p = \frac{\bar{g}_m \cdot E_g}{j\omega C_{pk}}$$

Во входном контуре будет протекать емкостной ток, величина которого

$$I_{gp} \approx j\omega C_{gp} E_p = \bar{g}_m \frac{C_{gp}}{C_{pk}} E_g$$



Фиг. 50. Эквивалентная схема триодного смесителя для высокой частоты.

Следовательно, входная кажущаяся проводимость, обусловленная обратной связью, будет

$$A_g = \frac{I_{gp}}{E_g} = \bar{g}_m \frac{C_{gp}}{C_{pk}}$$

Она носит характер активной проводимости, которая будет нагружать входной контур в дополнение к нагрузке, обусловленной омическими потерями, и нагрузкой, обусловленной влиянием индуктивности вводов и конечных углов пролета, как было рассмотрено в главе II. Так как $\frac{C_{gp}}{C_{pk}}$ может быть порядка 0,3, то входное сопротивление, обусловленное обратной связью в триодном смесителе, может быть порядка нескольких сот ом и может, следовательно, иметь значительное влияние на работу приемника.

ВИ. СООБРАЖЕНИЯ О ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЕ

Если промежуточную частоту выбрать низкой, то трудно ослабить прием негативной частоты, не применяя до смесителя каскадов, настроенных на радиочастоту. Это может быть нежелательным по соображениям настройки приемника или с точки зрения отношения сигнала к шуму. Поэтому обычно желательно использовать достаточно высокую промежуточную частоту. Для УВЧ приемников она может быть в диапазоне от 10 до 100 мГц.

Имеется и другой фактор, который благоприятствует применению высоких промежуточных частот. В приемниках УВЧ часто требуется использовать широкополосный усилитель за вторым детектором. Так, например, в телевизионном усилителе окончное усиление происходит в видеоусилителе, который может усиливать частоты до 4 мГц. Если промежуточная частота слишком низка, то становится чрезвычайно трудно предотвратить проникновение ее в видеоусилитель, что сопряжено с искажениями, положительными и отрицательными обратными связями.

VIII. ВЫБОР МЕЖДУ УСИЛЕНИЕМ РАДИОЧАСТОТЫ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ В ПЕРВОМ КАСКАДЕ ПРИЕМНИКА

На основании ранее изложенного мы теперь в состоянии вынести решение по основному вопросу, который возникает при проектировании всех приемников супергетеродинного типа. Следует ли производить преобразование немедленно в первом же каскаде или следует сначала использовать один или более каскадов усиления высокой частоты, а затем производить преобразование в последующем каскаде?

Ответ на этот вопрос связан: 1) с уровнем принимаемого сигнала; 2) частотой принимаемого сигнала; 3) требуемой шириной полосы; 4) фильтрацией негативной частоты; 5) обратным излучением местного гетеродина; 6) качеством ламп, т. е. состоянием техники.

Первый пункт тесно связан с вопросом об отношении сигнала к шуму. Если принимаемый сигнал велик по сравнению с шумами, то отношение сигнала к шумам не имеет значения. Это существенно упрощает задачу. Как было показано выше, усиление каскада, работающего в качестве усилителя, примерно в четыре раза больше, чем у смесительного каскада. Однако так как в супергетеродинном приемнике смесительный каскад все же должен быть где-либо применен, то с точки зрения общего усиления нельзя вывести окончательное заключение относительно места расположения смесительного каскада. Важными факторами являются фильтрация негативной частоты и излучение гетеродина. Если бы первый каскад был смесителем, то фильтрация зеркальной частоты могла бы оказаться неудовлетворительной и в этом случае потребовался бы один или более каскадов усиления радиочастоты. Используя высокое значение промежуточной частоты, можно сделать возможным преобразование в первом же каскаде.

При некоторых применениях излучение антенной колебаний местного гетеродина может оказаться весьма нежелательным. Излучение можно свести к минимуму путем использования каскада

радиочастоты для изоляции местного гетеродина от антенны. Если первый каскад является смесителем, то излучение можно уменьшить путем применения высокого значения промежуточной частоты, так чтобы антенна и входной контур были сильно расстроены относительно частоты местного гетеродина или путем использования балансных (нейтрализующих) схем. Однако, вообще говоря, если фильтрация негативной частоты и излучение не важны, то преобразование в первом каскаде следует предпочесть, с тем чтобы избежать трудностей, сопряженных с настройкой усилителей радиочастоты. Особенно это справедливо в случае диапазонного приемника.

Требуемая ширина полосы и свойства используемых ламп не играют существенной роли при решении рассматриваемого вопроса в случае приема сильного сигнала.

Если применяемый сигнал слаб, то отношение сигнала к шумам имеет доминирующее значение. Допустим для начала, что при заданной ширине полосы имеется в распоряжении лампа, от которой можно получить усиление по высокой частоте (соответствующей некоторой заданной частоте сигнала), значительно большее чем единица. Мы примем также без доказательств, что контуры должны быть „догружены“ внешним параллельным сопротивлением, чтобы получить заданную ширину полосы, т. е. в выражении $R =$

$$= \frac{1}{2\pi C \Delta f'}$$

величина $\Delta f'$ определяется назначением приемника, а не потерями в лампе и контуре.

Как уже было отмечено, при этих условиях усиление, которое можно получить от лампы в случае использования ее в качестве смесителя, составляет примерно только четверть усиления, получаемого при ее работе в качестве усилителя. Так как это уменьшенное усиление все равно должно иметь место, то нельзя еще вывести никакого заключения о том, следует ли в первом каскаде применять усиление радиочастоты или преобразование. Однако эквивалентное сопротивление шумов R_{eq} для усилителя значительно меньше, чем для смесителя, и так как это обычно означает большее отношение сигнала к шумам, то применение одного или более каскадов усиления до преобразования является определенно предпочтительным.

Теперь предположим в качестве первого варианта, что рабочая частота увеличивается. В этом случае полное сопротивление контура с учетом входной нагрузки следующей лампы уменьшается с возрастанием частоты, так что контур требует все меньшей и меньшей внешней нагрузки для получения желаемой ширины полосы. Выше некоторой частоты ширина полосы контура даже без

внешней нагрузки превышает заданную ширину полосы, и это пре-
вышение будет возрастать по мере увеличения частоты. В резуль-
тате усиление каскада, работающего в качестве усилителя в диа-
пазоне выше этой частоты, будет падать. Наконец, будет до-
стигнута точка, для которой усиление каскада падает до единицы
или меньше; в этом случае, очевидно, было бы нецелесообразно
применять такой каскад и преобразование следовало бы применять
в первом каскаде. В действительности же даже тогда, когда уси-
ление (каскада-усилителя) еще несколько больше единицы, лучшее
отношение сигнала к шуму обычно можно получить при преобра-
зовании в первом каскаде. Так как полное резонансное сопротив-
ление контура промежуточной частоты не зависит от частоты сиг-
нала, то усиление смесителя остается неизменным при увеличении
частоты сигнала, так что в конце концов усиление смесительного
каскада может превысить усиление каскада-усилителя. Это дает
аргумент в пользу применения преобразования в первом же каскаде
в диапазоне, лежащем выше некоторой частоты, которую мы мо-
жем назвать „переходной частотой“.

Уменьшение усиления с увеличением частоты определяется в
основном потерями в лампе, а они в свою очередь зависят от
свойств имеющихся в распоряжении ламп. Таким образом мы
можем заключить, что „переходная частота“, выше которой пред-
почтительно преобразование в первом каскаде, зависит от „состо-
яния техники“. В последние годы усовершенствования в конструк-
ции УВЧ приемных ламп расширили диапазон частот, в котором
усиление радиочастоты дает лучшее отношение сигнала к шуму,
(чем то, которое получается при преобразовании в первом кас-
каде), так что теперь „переходная частота“ значительно выше,
чем она была несколько лет назад.

В качестве второго варианта предположим, что возрастают
требования в отношении ширины полосы. В этом случае должны
быть уменьшены полные сопротивления контуров как радиочас-
тоты, так и промежуточной частоты. В этом случае можно, вообще
говоря, расширить диапазон применения усиления до более высо-
ких частот, пока потеря усиления не станет настолько значитель-
ной, что более оправданным окажется применение преобразования
в первом каскаде.

IX. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сильном сигнале следует производить преобразование в
первом каскаде, если соображения фильтрации негативной частоты
и предотвращения излучения гетеродина не заставляют применять
каскады усиления радиочастоты. Если принимаемый сигнал слаб,
то до некоторой частоты следует применять на входе усилитель-

ный каскад, а выше ее — смесительный каскад. Переходная частота зависит от параметров имеющихся в распоряжении ламп и от требуемой ширины полосы. Обычно переходная частота лежит в точке, где имеющиеся в распоряжении лампы уже не дают заметного усиления радиочастоты для требуемой ширины полосы.

Х. ПРИМЕНЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В СУПЕРГЕТЕРОДИННЫХ ПРИЕМНИКАХ

Усиление вторично-эмиссионного умножителя падает с возрастанием частоты. Это существенно ограничивает применение вторично-эмиссионных умножителей в УВЧ усилителях. Однако при промежуточных частотах, применяемых в УВЧ приемниках, указанная выше потеря в усилении ничтожно мала, так что вторично-эмиссионное усиление после преобразования возможно и, вообще говоря, выгодно.

В главе III указывалось, что доля шумов, обусловленная контурами и лампами, следующими за первым каскадом, может быть заметной. Таким образом все то, что можно сделать для уменьшения шумов в тракте, следующем за первой лампой, будет улучшать отношение сигнала к шумам всего приемника. Сопротивление контура, связывающего первую лампу со второй в усилителе обычного типа, является источником шумов; но если анодный ток первой лампы пропускать через вторично-эмиссионный умножитель, то контур с его долей шумов окажется перенесенным в следующий каскад; здесь его доля шумов ничтожно мала по сравнению с теперь еще более усиленными шумами от источников, лежащих ближе к входу [44]. Однако нужно удостовериться, что вторично-эмиссионный умножитель не создает шумов помимо шумов, обусловленных связывающим контуром или сопротивлением. Было показано [43], что если коэффициент вторичной эмиссии велик, то отношение сигнала к шумам существенно не возрастает.

Глава V

СМЕШЕНИЕ ЧАСТОТ В ДИОДАХ¹

Резюме. Хотя диод является одним из простейших видов электронной лампы, однако свойства диодного смесителя при супергетеродинном приеме не были достаточно хорошо изучены. Одной из причин этого является большая сложность процесса преобразования: входное напряжение радиочастоты дает ток промежуточной частоты на выводе, а результирующее напряжение промежуточной частоты в свою очередь дает ток радиочастоты на входе. Однако

¹ L. Malter, Proc. IRE, 1943, № 10, стр. 575 — 582

анализ приводит к весьма простой эквивалентной схеме, состоящей из симметричного П-образного четырехполюсника. В главе V эта эквивалентная схема используется для отыскания потерь при преобразовании в смесительном диодном каскаде при наличии и при отсутствии потерь во входном контуре. Если потери при преобразовании должны быть малы, то диод должен работать в таком режиме, в котором получается наибольшее отношение проводимости преобразования к средней проводимости¹. Верхний предел этого отношения равен единице и получается он только тогда, когда входное сопротивление смесительного каскада равно бесконечности. Практически потери в схеме препятствуют достижению условий отсутствия потерь преобразования.

Отношение сигнала к шумам приемника, в котором входным каскадом является диодный преобразователь, нельзя определить точно вследствие неопределенности свойств диода с точки зрения шумов.

Анализ средней проводимости и проводимости преобразования отдельных диодов можно производить, пользуясь рядом Фурье, так же как и в случае других смесительных ламп. Основные свойства диодов качественно иллюстрируются при помощи диода с идеализированной линейной характеристикой. Приводятся кривые, показывающие потери преобразования в функции от отношения постоянного смещения к пиковому напряжению гетеродина при разных потерях во входном контуре. Оказывается, что преобразование на второй или третьей гармонике местного гетеродина более критично в смысле подбора режима, чем на основной частоте, но при оптимальных условиях потери преобразования на гармонике только на несколько децибелов выше.

1. ВВЕДЕНИЕ

Общая теория преобразования частоты в настоящее время хорошо изучена, и имеется довольно полное представление о свойствах обычных триодов и многосеточных ламп в качестве смесителей [13]. Однако в области УВЧ стало обычным применение в качестве преобразователей частоты двухэлектродных нелинейных устройств (например, диодов). Хотя диод является простейшим типом вакуумной лампы, однако свойства его в качестве смесителя были плохо изучены. M. J. O. Strutt [34, 35] впервые осветил этот вопрос, но не смог сделать свой анализ полным. В течение прошедших лет была проведена неопубликованная замечательная работа W. A. Harris'a из R. C. A. Victor Division. Только несколько месяцев назад в печати появилась более полная работа [14]. Нижеследующий анализ был независимо разработан автором несколько лет назад путем развития метода, применяемого для других типов преобразователей или смесителей [13]. Конечные результаты согласуются с результатами James'a и Houldin'a [14].

¹ Эти понятия аналогичны соответственно крутизне преобразования и средней крутизне за период колебаний гетеродина. В анализе, который здесь дается, представляется более удобным сохранить термины „проводимость“.

Большинство смесителей и преобразователей, использующих отдельные электроды для входа сигнала и выхода промежуточной частоты, легко поддаются анализу вследствие отсутствия обратного преобразования (независимости тока в цепи сигнального электрода от наличия или отсутствия напряжения промежуточной частоты на выходном электроде). В диоде же напряжение частоты сигнала вызывает появление промежуточной частоты, а результирующее напряжение промежуточной частоты вызывает (благодаря местному гетеродину) ток частоты сигнала. Таким образом сопротивление смесительного каскада для частоты сигнала зависит от полного сопротивления нагрузки промежуточной частоты, а выходное полное сопротивление зависит от сигнального контура. Соответственно регулирование ширины полосы контуров и согласование сопротивлений становятся сложными.

Наконец, сильно усложняется вопрос о соотношениях сигнала и шума. Прежде всего должны быть известны действительные флуктуационные шумы двухэлектродного устройства в рабочих условиях, т. е. при приложенном напряжении местного гетеродина. Затем должна быть ясно установлена связь между составляющими шумов частоты сигнала и промежуточной частоты, так как двухсторонний характер процесса преобразования тесно связывает эти две составляющие. Этот момент в диодном смесителе еще не полностью изучен.

II. ТЕОРИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

1. Основы анализа

Схема каскада диодного преобразователя состоит из входного контура, настроенного на частоту сигнала, выходного контура, настроенного на промежуточную частоту, и источника напряжения местного гетеродина. При работе к устройству прикладывается напряжение входного сигнала; кроме того в цепи имеется также выходное напряжение промежуточной частоты, образованное падением напряжения на контуре промежуточной частоты. Так как заранее соотношение фаз этих двух напряжений неизвестно, то лучше всего исходить из допущения произвольного фазового соотношения, как если бы напряжение промежуточной частоты было приложенным напряжением, а не падением напряжения. После того как будут найдены токи, протекающие в схеме, станут ясны необходимые условия и будет возможно установить правильное соотношение фаз. Исходная схема представлена на фиг. 51, где показаны напряжения сигнала и промежуточной частоты. Напряжение промежуточной частоты дано с произвольным фазовым углом φ .

Проведем анализ, который справедлив для малых напряжений сигнала и промежуточной частоты; для величины напряжения местного

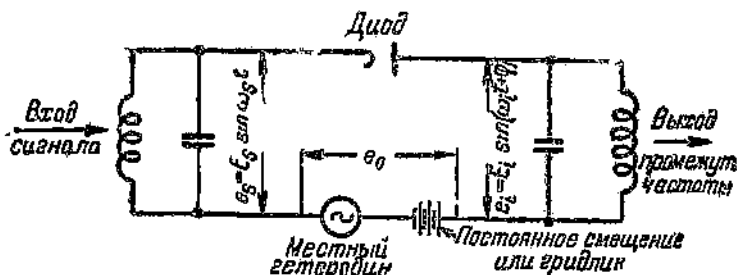
гетеродина никаких ограничений не вводится. Это соответствует установившейся практике смесителя, при которой используются сравнительно большие напряжения гетеродина. Характеристика двухэлектродного устройства может быть записана в виде $i=f(e)$, так что в условиях смесителя

$$i=f(e_0+e_i+e_s), \quad (1)$$

где e_0 — сумма напряжения местного гетеродина и постоянного смещения, e_i — напряжение промежуточной частоты и e_s — напряжение сигнала. Так как последние составляющие e_i и e_s малы, то можно произвести разложение в ряд Тейлора относительно рабочей точки, определяемой e_0 :

$$i=f(e_0)+(e_i+e_s)f'(e_0)+\dots \quad (2)$$

Членами порядков выше, чем указанные, будем пренебрегать, считая таким образом (e_i+e_s) достаточно малым. Первый член уравнения (2) содержит частоту гетеродина и нас здесь не интересует.



Фиг. 51. Упрощенная схема диодного преобразователя.

Так как проводимость двухэлектродного устройства равна

$g = \frac{di}{de} = f'(e)$, то очевидно, что важная для нас часть равенства (2) может быть записана в виде

$$i_p = g(e_s + e_i) = g[E_s \sin \omega_s t + E_i \sin(\omega_i t + \varphi)], \quad (3)$$

где g — проводимость двухэлектродного устройства, когда приложены только напряжение гетеродина и смещение, т. е. при $e=e_0$. Уравнение (3) с успехом можно было написать непосредственно.

Очевидно, что проводимость g периодически изменяется во времени с частотой напряжения местного гетеродина. Следовательно, проводимость может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$g = g_0 + \sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos n\omega_0 t. \quad (4)$$

Коэффициенты g_0 и g_n определяются любым из обычных методов гармонического анализа, основанных на формулах

$$g_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g d(\omega_0 t);$$

$$g_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} g \cos n\omega_0 t d(\omega_0 t).$$

Подставляя (4) в (3), мы получим

$$\begin{aligned} i = & g_0 E_s \sin \omega_s t + g_0 E_i \sin (\omega_i t + \varphi) + E_s \Sigma g_n \sin \omega_s t \cos n\omega_0 t + \\ & + E_i \Sigma g_n \sin (\omega_i t + \varphi) \cos n\omega_0 t = g_0 E_s \sin \omega_s t + g_0 E_i \sin (\omega_i t + \varphi) + \\ & + \frac{E_s}{2} \Sigma g_n \sin (\omega_s + n\omega_0) t + \frac{E_s}{2} \Sigma g_n \sin (\omega_s - n\omega_0) t + \frac{E_i}{2} \Sigma g_n \sin [(\omega_i + \\ & + n\omega_0) t + \varphi] + \frac{E_i}{2} \Sigma g_n \sin [(\omega_i - n\omega_0) t + \varphi]. \end{aligned} \quad (5)$$

Если в качестве промежуточной частоты выбрана одна из разностных частот, то

$$\omega_i = \pm (\omega_s - n\omega_0). \quad (6)$$

Здесь преобразование совершается на n -й гармонике местного гетеродина; преобразуя выражение (6), видим, что

$$\pm \omega_i + n\omega_0 = \omega_s. \quad (7)$$

Подставляя (6) и (7) в уравнение (5) и отбрасывая все члены кроме содержащих частоты ω_s или ω_i , найдем¹, ток частоты сигнала i_s и ток выбранной промежуточной частоты i_{i-j} :

$$i_s = g_0 E_s \sin \omega_s t + \frac{g_n}{2} E_i \sin (\omega_s t + \varphi); \quad (8)$$

$$i_{i-j} = g_0 E_i \sin (\omega_i t + \varphi) + \frac{g_n}{2} E_s \sin \omega_i t. \quad (9)$$

Теперь можно отбросить первоначальное понятие о $E_i \sin (\omega_i t + \varphi)$ как о приложенном напряжении и рассматривать это выражение как падение напряжения. Новое понятие можно упростить, полагая, что: 1) нагрузочный контур настроен на промежуточную частоту, так что получается чисто активное эквивалентное сопротивление R_{i-j} ; и 2) другие сопротивления в схеме могут считаться ничтожно малыми для промежуточной частоты.

¹ Можно заметить, что величина напряжения местного гетеродина не содержится в выражениях для токов в явном виде. Однако коэффициенты Фурье g_0 и g_n зависят от напряжения местного гетеродина, и таким образом токи зависят от него. Прим. автора.

Тогда падение напряжения

$$E_i \sin(\omega_i t + \varphi) = -i_{i-f} \cdot R_{i-f}.$$

Подставляя сюда значение i_{i-f} из равенства (9), находим, что

$$\left(g_0 + \frac{1}{R_{i-f}}\right) E_i \sin(\omega_i t + \varphi) = -\frac{g_n}{2} E_s \sin \omega_i t. \quad (10)$$

Так как это выражение должно оставаться справедливым для всех значений t , то ясно, что $\varphi = \pi$

$$\text{и} \quad \frac{E_i}{E_s} = \frac{g_{cn}}{g_0 + \frac{1}{R_{i-f}}}, \quad (11)$$

где g_{cn} написано вместо $\frac{g_n}{2}$; g_{cn} назовем проводимостью преобразования двухэлектродного смесителя при преобразовании на n -й гармонике местного гетеродина; она аналогична крутизне преобразования других видов смесителя.

Положив $\varphi = \pi$, можно написать уравнения (8) и (9) в виде

$$i_s = g_0 E_s \sin \omega_s t - g_{cn} E_i \sin \omega_i t, \quad (12)$$

$$-i_{i-f} = -g_{cn} E_s \sin \omega_i t + g_0 E_i \sin \omega_i t. \quad (13)$$

Теперь можно решить уравнения (10), (12) и (13) и найти все желаемые величины; однако, как будет показано, в этом нет необходимости.

2. Эквивалентная схема для диодного преобразовательного каскада

Уравнения (12) и (13) аналогичны уравнениям П-образного четырехполюсника, состоящего из трех проводимостей. Рассматривая симметричный П-образный четырехполюсник на фиг. 52, можно написать уравнения закона Кирхгофа для суммы токов в точках А и В. Очевидно, что

$$I_s = E_s g_1 + (E_s - E_i) g_2;$$

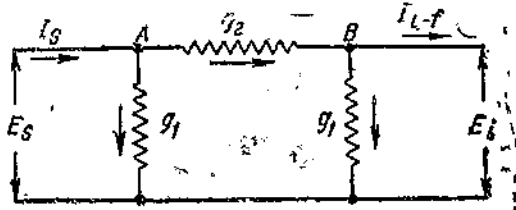
$$-I_{i-f} = E_i g_1 - (E_s - E_i) g_2.$$

Преобразуя, находим

$$I_s = E_s (g_1 + g_2) - g_2 E_i; \quad (14)$$

$$-I_{i-f} = -E_s g_2 + (g_1 + g_2) E_i. \quad (15)$$

Сравнение (14) и (15) с (12) и (13) показывает, что схему смесителя можно считать эквивалентной схеме на фиг. 51, поскольку дело касается амплитуд токов и напряжений. С точки зрения частоты схема смесителя, конечно, отличается от пассивного четырехполосника, поскольку в первом частоты напряжения и тока на выходе отличаются от частоты на входе. Мы здесь полагаем, что $g_0 = g_1 + g_2$ и $g_2 = g_{cn}$; так, что $g_1 = g_0 - g_{cn}$; таким образом решение задачи о смесителе находится просто путем анализа схемы фиг. 52. При помощи этой простой эквивалентной схемы можно написать почти любое интересующее нас соотношение.



Фиг. 52. Симметричный П-образный четырехполосник, уравнения которого сходны с уравнениями для диодного смесителя.

III. ПОТЕРИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В СМЕСИТЕЛЬНОМ КАСКАДЕ

1. Максимальная передача мощности: характеристическое сопротивление

Можно показать¹, что проводимость преобразования g_{cn} никогда не превышает средней проводимости g_0 . Таким образом при анализе фиг. 53 шунтирующие ветви можно считать положительными проводимостями и, очевидно, что выходное напряжение промежуточной частоты никогда не может превышать напряжение сигнала радиочастоты, независимо от того, насколько велико полное сопротивление контура промежуточной частоты. Дальнейшее рассмотрение величин g_0 и g_{cn} мы произведем в § IV. Здесь же проанализируем характеристики диодного смесительного каскада на основании схемы эквивалентного пассивного четырехполосника, показанного на фиг. 53.

Смесительный каскад в основном представляет симметричный П-образный четырехполосник, в котором в то же время происходит изменение частоты. Если его присоединить к источнику сигнала и к нагрузке промежуточной частоты через идеальные трансформаторы, то максимальная передача мощности будет получаться, когда трансформаторы подогнаны так, чтобы имела место согласованность сопротивления источника и нагрузки с характеристическим сопротивлением четырехполосника. Если сопротивление нагрузки равно характеристическому сопротивлению, то входное сопротивление

¹ См. § IV, 1 данной статьи. Прим. автора.

смесительного каскада станет равным этой же величине. Если проводимость нагрузки промежуточной частоты — g_x , то входная проводимость, на основании фиг. 53:

$$g_{in} = g_0 - g_{cn} + \frac{g_{cn}(g_0 - g_{cn} + g_x)}{g_0 + g_x} = \frac{g_0^2 - g_{cn}^2 + g_0 g_x}{g_0 + g_x}. \quad (16)$$

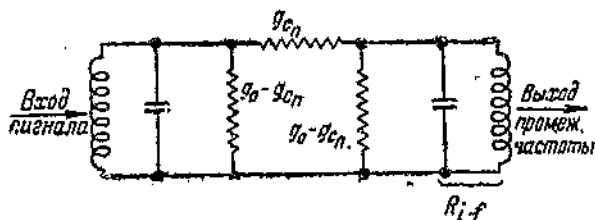
Если эту входную проводимость также приравнять g_x , то g_x будет тем, что можно назвать характеристической проводимостью. При этом получим

$$g_x^2 = g_0^2 - g_{cn}^2 \quad (17)$$

Это одно из наиболее важных соотношений в смесительном каскаде.

2. Потери преобразования в условиях согласованности сопротивлений (потери в контурах ничтожны)

Минимальные потери мощности при преобразовании частоты сигнала получаются тогда, когда вход и выход согласованы с g_x .



Фиг. 53. Эквивалентная схема диодного смесителя.

Эта схема дает правильные величины для входных и выходных токов и напряжений. Однако частота входного тока и напряжения отличается от частоты на выходе.

при помощи идеальных, свободных от потерь контуров; тогда отношение мощностей на входе и выходе смесителя определяется квадратом отношения напряжений. Обращаясь опять к фиг. 53, видим, что если к входным зажимам приложено напряжение сигнала E_s , то напряжение промежуточной частоты на выходе будет

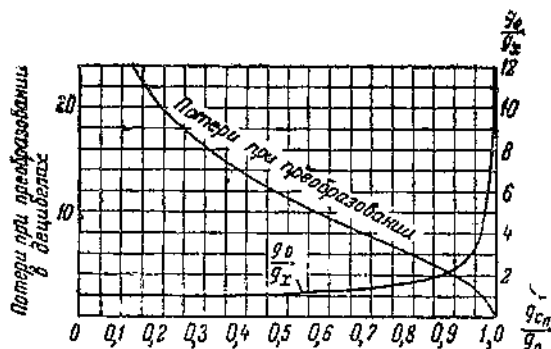
$$E_i = E_s \cdot \frac{\left(g_0 - g_{cn} + \frac{1}{R_{i-f}}\right) g_{cn}}{g_0 + \frac{1}{R_{i-f}}} \cdot \frac{1}{g_0 - g_{cn} + \frac{1}{R_{i-f}}} = E_s \cdot \frac{g_{cn}}{g_0 + \frac{1}{R_{i-f}}}. \quad (18)$$

¹ Характеристическая проводимость — величина, обратная характеристическому сопротивлению.

Если нагрузка промежуточной частоты согласована с диодным смесителем, то $\frac{1}{R_{i-f}} = g_x$; пользуясь равенством (17), получим

$$\frac{E_i}{E_s} = \frac{g_{cn}}{g_0 + \sqrt{g_0^2 - g_{cn}^2}} = \frac{\frac{g_{cn}}{g_0}}{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{g_{cn}}{g_0}\right)^2}}. \quad (19)$$

Так как входное и выходное сопротивления в рассматриваемом случае одинаковы, то это отношение можно использовать для выражения потерь при преобразовании в децибелах; на фиг. 54 вычерчена кривая потерь преобразования в функции от $\frac{g_{cn}}{g_0}$.



Фиг. 54. Свойства диодного смесителя в предположении, что нет никаких потерь во входном и выходном трансформаторах и что сопротивления везде согласованы.

Из фиг. 54 видно, что пока $\frac{g_{cn}}{g_0}$ не приближается к единице, потери преобразования значительны. Однако весьма важным фактором, который следует рассмотреть, является абсолютная величина g_x . Если она очень мала, то невозможно достичь желаемого согласования без потерь в согласовывающем контуре, играющих важную роль. Но по мере приближения $\frac{g_{cn}}{g_0}$ к единице g_x приближается к нулю¹, а сопротивление, необходимое для согласования, приближается к бесконечности. На второй кривой фиг. 54 изображено отношение $\frac{g_0}{g_x}$.

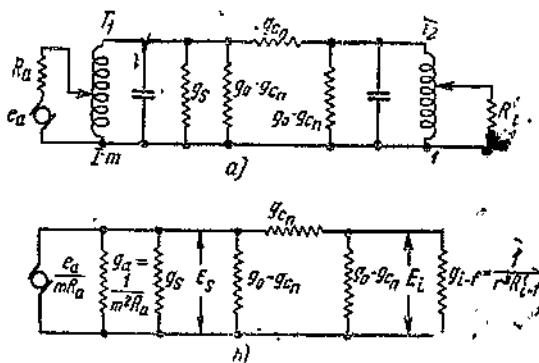
¹ См. формулу (17), а также ниже.

Как будет видно позже, единственный способ, по которому $\frac{g_{cn}}{g_0}$ может приближаться к единице в диодном смесительном каскаде, заключается в выборе режима, при котором g_{cn} и g_0 в отдельности весьма малы. Это само по себе предполагает весьма высокое характеристическое сопротивление.

Мы можем заключить, во-первых, что диодный смеситель не может работать в качестве устройства для передачи мощности без значительных потерь при преобразовании и, во-вторых, что для диодов с относительно малыми потерями при преобразовании следует учитывать потери в контурах; этот вопрос рассматривается ниже.

3. Потери при преобразовании с учетом потерь во входном контуре

Если входной контур имеет потери, которые можно представить проводимостью g_s , то схема приобретает вид, показанный на фиг. 55а. В приводимом ниже анализе T_1 и T_2 можно считать



Фиг. 55. (а)—упрощенная схема диодного смесителя, имеющего потери во входном контуре, обозначенные в виде проводимости g_s ; (б)—эквивалентная схема, в которой входной и выходной трансформаторы заменены пересчитанными генератором тока и проводимостями.

идеальными трансформаторами, выбор коэффициентов трансформации которых позволяет получить оптимальную передачу мощности от источника сигнала e_a к нагрузке промежуточной частоты R_{i-f} . Эквивалентная схема, показана на фиг. 55 б. Теперь можно вычислить потери при преобразовании из отношения мощности, рассеиваемой в проводимости промежуточной частоты g_{i-f} к входной мощности (рассеиваемой в g_s и во входной проводимости диода).

Мощность, рассеиваемая в g_{i-f} есть выходная мощность, равная $E_i^2 g_{i-f}$ где E_i — напряжение на выходных зажимах (фиг. 55). Мощность, рассеиваемая на входе (входная мощность), равная $E_s^2 (g_s + g_{in})$, где g_{in} — входная проводимость диода; из (16) имеем

$$g_{in} = \frac{g_0^2 - g_{cn}^2 + g_0 g_{i-f}}{g_0 + g_{i-f}}$$

и из (18)

$$\frac{E_i}{E_s} = \frac{g_{cn}}{g_0 + g_{i-f}}.$$

Пользуясь этими соотношениями, находим

$$\begin{aligned} \frac{\text{выходная мощность}}{\text{входная мощность}} &= \left(\frac{E_i}{E_s} \right)^2 \cdot \frac{g_{i-f}}{g_s + g_{in}} = \\ &= \left(\frac{g_{cn}}{g_0 + g_{i-f}} \right)^2 \cdot \frac{g_{i-f}}{g_s + \frac{g_0^2 - g_{cn}^2 + g_0 g_{i-f}}{g_0 + g_{i-f}}} \end{aligned}$$

Перемножая, находим

$$\frac{\text{вых. мощн.}}{\text{вх. мощн.}} = \frac{g_{cn}^2}{(2g_0 + 2g_s g_0 - g_{cn}^2) + \frac{g_0}{g_{i-f}} (g_0^2 - g_{cn}^2 + g_0 g_s) + g_{i-f} (g_0 + g_s)} \quad (20)$$

Рассматривая g_{i-f} как переменную величину, видим, что знаменатель содержит выражение вида $(ax^{-1} + bx)$, которое было рассмотрено в § II, главы III. Максимальная передача мощности (минимум знаменателя) получается, когда

$$g_{i-f}^2 = \frac{g_0(g_0^2 - g_{cn}^2 + g_0 g_s)}{g_0 + g_s}, \quad (21)$$

при этом

$$\begin{aligned} M &= \left[\frac{\text{выходная мощность}}{\text{входная мощность}} \right]_{\text{макс.}} = \\ &= \frac{g_{cn}^2}{2g_0 + 2g_s g_0 - g_{cn}^2 + 2\sqrt{g_0(g_0 + g_s) \cdot (g_0^2 - g_{cn}^2 + g_s g_0)}} = \\ &= \frac{g_{cn}^2}{[\sqrt{g_0(g_0 + g_s)} + \sqrt{g_0^2 - g_{cn}^2 + g_s g_0}]^2} = \\ &= \left[\frac{\frac{g_{cn}}{g_0}}{\sqrt{1 + \frac{g_s}{g_0}} + \sqrt{1 - \left(\frac{g_{cn}}{g_0} \right)^2 + \frac{g_s}{g_0}}} \right]^2 \quad (22) \end{aligned}$$

Наличие потерь (g_s) во входном контуре обуславливает практически оптимальную величину для $\frac{g_{cm}}{g_0}$, меньшую чем единица. Преобразование без значительных потерь невозможно. На фиг. 59, 60 и 61 приведены кривые для диода с идеализированной характеристикой, которые показывают, как изменяется g_{cm} и g_0 с изменением рабочих условий, а также иллюстрируют минимум потерь при преобразовании, обусловленных потерями во входном контуре.

4. Общее отношение сигнала к шуму

Общее отношение сигнала к шуму приемника с диодным преобразовательным каскадом является величиной весьма важной, но не поддающейся точному определению на теоретической основе. Для этого имеется несколько причин. Прежде всего измеряемые флюктуационные шумы в диодах с током, ограниченным пространственным зарядом, обычно бывают значительно больше, чем ожидаемые теоретически. Это несоответствие было удовлетворительно объяснено North'ом [23]. Точное измерение шумов вообще невозможно, и повидимому изменения в структуре или материале анода диода могут изменять шумы, не воздействуя иными способами на работу диода. Во-вторых, флюктуационные шумы диода воздействуют на контуры как радиочастоты, так и промежуточной частоты, причем тут возможна взаимозависимость. Наконец, не всегда можно пренебрегать влиянием времени пролета на УВЧ; оно может иметь отношение к поведению шумов. Это влияние еще полностью не исследовано.

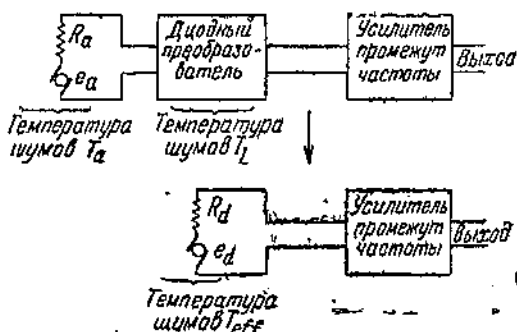
Однако грубое качественное понятие о влиянии диодного смесительного каскада на отношение сигнала к шумам приемника можно все же составить. Во-первых, потери при преобразовании уменьшают сигнал, получающийся на входе усилителя промежуточной частоты, так что уже по одной этой причине отношение сигнала к шуму будет хуже. Если же диодный смесительный каскад добавляет некоторые шумы, а это обычно так и бывает, то это еще более уменьшает общее отношение сигнала к шумам.

Таким образом диодный преобразовательный каскад ослабляет сигнал и действует как источник своих собственных дополнительных шумов. Наше приемное устройство можно представить в виде эквивалентной схемы, показанной на фиг. 56. Мы можем (для анализа отношения сигнала к шуму) заменить эту комбинацию антенны и смесителя активным сопротивлением на входе усилителя промежуточной частоты, полагая, что это сопротивление в отношении шумов находится при температуре T_{eff} и что мощность сигнала меньше, чем мощность в действительной антенне благодаря по-

терям при преобразовании в смесителе. (Аналогичные условия рассматривались в главе III, § II, 7). Если диодный смесительный каскад рассматривается как источник шумов при температуре шумов T_L , то можно показать, что

$$T_{\text{eff}} = T_L(1 - M) + MT_a, \quad (23)$$

где M — потери при преобразовании, выраженные как отношение выходной мощности к входной мощности диодного смесителя [уравнение (22)].



Фиг. 56. Приемник, состоящий из антенны, диодного смесителя и усилителя промежуточной частоты, можно анализировать с точки зрения отношения сигнала к шуму, заменяя антенну и диодный смеситель эквивалентным активным сопротивлением при температуре шумов T_{eff} .

Если эквивалент R_d находится при комнатной температуре (в лаборатории) и система промежуточной частоты имеет коэффициент шумов F_{i-p} , — то можно показать, что весь приемник, включая диодный смесительный каскад, будет иметь коэффициент шумов

$$F_{\text{общ}} = \frac{F_{i-p} - 1 + \frac{T_{\text{eff}}}{T_a}}{M}. \quad (24)$$

В лабораторных условиях $T_a = T_R$, поэтому

$$\frac{T_{\text{eff}}}{T_R} = M + (1 - M) \frac{T_L}{T_R},$$

так что

$$F_{общ(в лаборатории)} = \frac{F_{i-f} + (1-M) \left(\frac{T_L}{T_R} - 1 \right)}{M} \quad (25)$$

Измерение F_{i-f} , $F_{общ}$ и потерь при преобразовании M позволило бы вычислить $\frac{T_L}{T_R}$ из уравнения (25). Температура T_L не будет независимой от рабочих условий диода. Для диодного смесителя с оксидированным катодом при температуре 1000°K невероятно, чтобы $\frac{T_L}{T_R}$ было менее чем 2, и нет оснований ожидать значений этого отношения порядка 10 или более.

IV. ОЦЕНКА СРЕДНЕЙ ПРОВОДИМОСТИ И ПРОВОДИМОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

1. Общий случай

Ранее было указано, что наилучшее качество работы смесителя будет получаться, когда g_{cn} приближается к средней проводимости g_0 , при условии, что потерями в контуре можно пренебречь. Мгновенное значение проводимости было записано в виде ряда Фурье, так что величины g_0 и g_{cn} определяются непосредственно как коэффициенты Фурье:

$$g_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g d(\omega t); \quad (26)$$

$$g_{cn} = \frac{g_n}{2} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g \cos n\omega t d(\omega t). \quad (27)$$

Если исключить отрицательные значения g [27], то анализ показывает, что выражение под знаком интеграла во втором случае никогда не может быть больше, чем в первом (так как $\cos n\omega t$ никогда не может быть больше единицы), а поэтому интеграл во втором случае никогда не может быть больше, чем в первом случае, т. е. g_{cn} никогда не может быть больше средней проводимости g_0 . Однако если функция импульсного типа¹ и в течение

¹ Рассматривается импульс с малым углом отсечки.

всего времени, пока g больше нуля, $\cos \omega t$ по существу равен единице, то каждый из обоих интегралов становится малым и отношение их приближается к единице. Таким образом только в сравнительно малореальном случае, когда обе величины g_0 и g_{cn} весьма малы, их отношение приближается к единице.

Следует также заметить, что эффективность преобразования на гармониках гетеродина прогрессивно падает с увеличением порядка гармоники. Опять-таки в предельном случае импульсной функции все g_{cn} (при различных гармониках гетеродина) приближаются друг к другу по величине, но только тогда, когда все они приближаются к нулю.

Свойства диода или любого двухэлектродного нелинейного устройства (при его работе в качестве смесителя) можно оценивать по его характеристике проводимости в функции от напряжения. По этой характеристике можно получить кривую проводимости в функции времени при любом напряжении, подводимом от местного гетеродина, и произвести разложение в ряд Фурье. Более общепринято производить анализ непосредственно по точкам на кривой проводимости. Несколько простых формул, для g_{c1} , g_{c2} , g_{c3} (определяемых по семи точкам) были уже даны на фиг. 4б. В данном случае необходимо еще определить g_0 . С достаточной для большинства целей точностью можно считать

$$g_0 = \frac{1}{12} [g_1 + g_7 + 2(g_2 + g_3 + g_4 + g_5 + g_6)], \quad (28)$$

где g_1, g_2 и т. д. — точки на кривой указанной фигуры¹.

Формула для g_{c1} , данная в предыдущей статье, имеет вид

$$g_{c1} = \frac{1}{12} [(g_7 - g_1) + (g_5 - g_3) + 1,73(g_6 - g_2)]. \quad (29)$$

При сравнении этих формул для g и g_{cn} становится ясно, что наибольшую g_{c1} , наименьшую g_0 можно получить, если выбрать режим так, чтобы $g_1 = g_3 = g_5 = 0$.

2. Идеализированный диод

Можно многое усвоить путем анализа свойств идеализированного диода, для которого на фиг. 57а показана характеристика тока, а на фиг. 57б — характеристика проводимости. Если приложено напряжение местного гетеродина с пиковым значением E_0 вместе с напряжением смещения E_b (получаемым от батареи или

¹ Их не следует путать с величинами g ряда Фурье, применяемыми в данной главе в уравнении (4). Прим. автора.

гидлика), то проводимость в функции времени будет прямоугольной импульсной функцией, показанной справа на фиг. 57 б. Такая функция при разложении в ряд Фурье дает

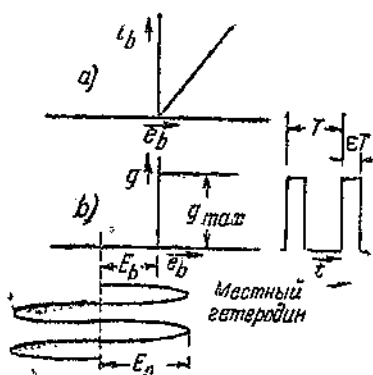
$$g_0 = g_{\max} \varepsilon \quad (30)$$

$$g_{cn} = g_{\max} \frac{\sin n\pi\varepsilon}{n\pi}, \quad (31)$$

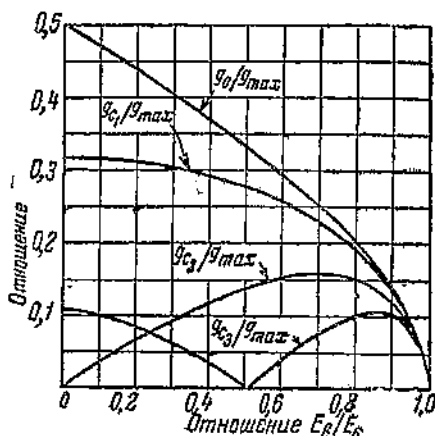
где ε — отрезок времени, в течение которого протекает ток, т. е.

$$\pi\varepsilon = \arccos \frac{E_b}{E_0}. \quad (32)$$

Таким образом если ε мало, то очевидно, что g_0 и g_{cn} приблизительно равны и проводимости преобразования для разных



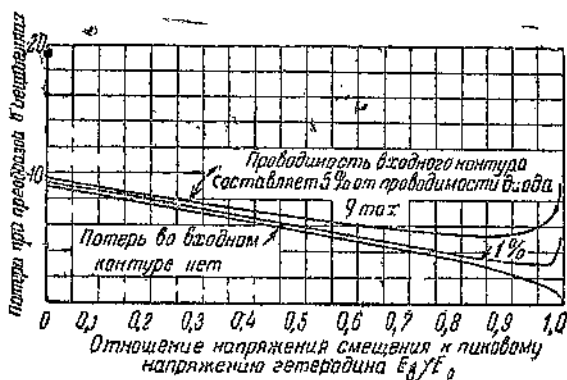
Фиг. 57. (а)—характеристика анодного тока в функции от анодного напряжения для идеализированного диода; (б)—характеристика проводимости идеализированного диода и результирующие прямоугольные импульсы проводимости в функции от времени.



Фиг. 58. Средняя проводимость g_0 и проводимости преобразования g_{c1} , g_{c2} и g_{c3} для идеализированного диода, соответствующего фиг. 57 в зависимости от отношения постоянного смещения к пиковому напряжению от гетеродина. Кривые вычерчены как отношения проводимостей и максимальной проводимости диода.

гармоник все примерно равны, но все весьма малы. На фиг. 58 представлены кривые средней проводимости диода и g_{c1} , g_{c2} , g_{c3} ; при изменении отношения напряжения смещения к пиковому напряжению гетеродина мы видим, что работа на гармониках требует большего смещения, чем работа на основной частоте.

Более непосредственный интерес представляют кривые на фиг. 59, которые показывают потери при преобразовании на основной частоте гетеродина в случае идеализированного диода опять в функции от отношения смещения к основному напряжению гетеродина. Эти кривые были вычислены на основании уравнения (22) и, следовательно, представляют оптимальные величины. Кривая для совершенно свободного от потерь входного контура представляет



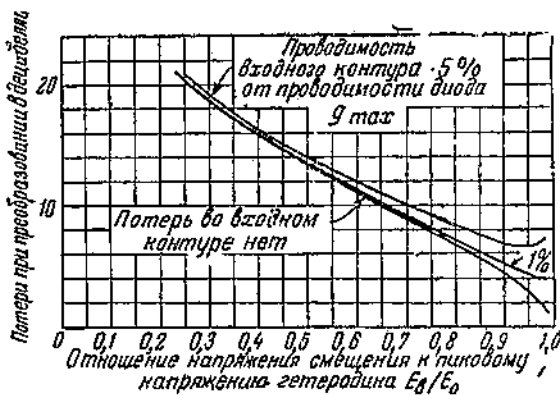
Фиг. 59. Характеристика потерь при преобразовании для идеализированного диода с максимальной проводимостью $g_{\max}$. Кривые даны для преобразования на основной частоте гетеродина и показывают влияние потерь во входном контуре.

нереальный идеальный случай, который приводится только для сравнения. Другие кривые дают результаты для входного контура, проводимость g_s которого составляет соответственно 1 и 5% от максимальной проводимости диода $g_{\max}$. Аналогичные семейства кривых для преобразования на второй и третьей гармониках по-

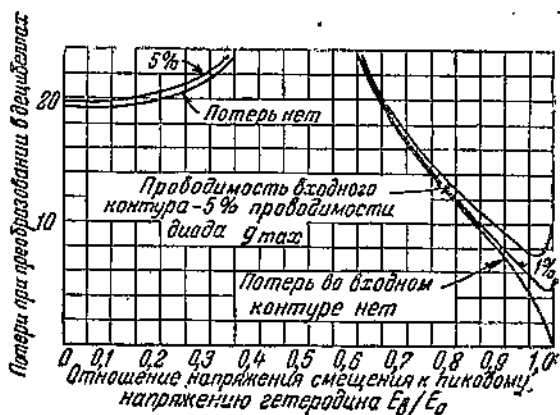
Таблица 2

Минимальные потери при преобразовании в идеализированном диоде

Вид работы	Потери в децибелах $g_s = 0,01 g_{\max}$	Потери в децибелах $g_s = 0,05 g_{\max}$
На основной частоте .	3,2	5,8
„ второй гармонике .	4,0	6,6
„ третьей гармонике	4,6	7,6



Фиг. 60. Потери преобразования в идеализированном диоде при работе на второй гармонике. Кривые показывают влияние потерь во входном контуре.



Фиг. 61. Потери при преобразовании в идеализированном диоде при работе на третьей гармонике. Показано влияние потерь во входном контуре.

казаны на фиг. 60 и 61. Интересно сравнить оптимальные результаты для преобразования на гармонике с нормальным преобразованием на основной частоте. Беря минимальные потери преобразования из фиг. 59, 60, 61, можно составить табл. 1. Из таблицы видно, что не может быть и речи о работе на гармонике, если лишние один или два децибела потерь при преобразовании недопустимы.

Фиг. 59, 60, 61 показывают также, что регулирование режима (для получения наименьших потерь при преобразовании) более критично при работе на гармонике.

3. Реальные диоды

Хотя идеализированный диод, рассмотренный нами на фиг. 57, и не осуществим практически, но сказанное выше качественно применимо и к практическим диодам.

Действительные характеристики можно более точно проанализировать, пользуясь общими формулами параграфа IV, 1 и уравнением (22). Применение интегральных формул (26) и (27) к характеристикам, выраженным степенью $\frac{3}{2}$, приводит к результа-

там в виде эллиптических функций; обычно оказывается более удобным применение приближенных формул (28) и (29). Это несомненно справедливо для сложных характеристик.

Если (как это имеет место в реальных диодах) кривая проводимости в функции приложенного напряжения нарастает плавно, то результаты, как правило, будут хуже, чем на кривых на фиг. 59, 60 и 61. Однако при больших напряжениях от гетеродина и при соответственно больших смещениях получаются приблизительно одинаковые результаты.

БИБЛИОГРАФИЯ

1. Bakker C. J., van der Pol B. «Беспорядочные флюктуации». — *Compt. Rend. de l'Union Radio-Scientifique Internationale*, том 5, стр. 217—227, 1938 г.
2. Bakker C. J. «Флюктуации из-за распределения тока». — *Physika*, том 5, стр. 584—592, июль, 1938 г.
3. Bakker C. J. «Флюктуации и инерция электронов». — *Physika*, том 8, стр. 23—43, январь, 1941 г.
4. Carter P. S. «Простые телевизионные антенны». — *RCA Rev.*, том 4, стр. 162—185, X, 1939 г.
5. Ferris W. R. «Входное сопротивление вакуумных ламп, работающих в качестве УКВ усилителей». — *Proc. I. R. E.*, том 24, стр. 82—105, январь, 1936 г.
6. Hahn W. C., Metcalf J. F. «Лампы со скоростной модуляцией». — *Proc. I. R. E.*, том 27, стр. 106—117, февраль, 1939 г.
7. Hansell C. W., Carter P. S. «Стабилизация частоты с помощью контуров в виде линий с малыми потерями». — *Proc. I. R. E.*, том 24, стр. 597—619, апрель, 1936 г.
8. Harris W. A. «Флюктуации в ламповых усилителях и входных системах». — *RCA Rev.*, том 5, стр. 502—525, апрель, том 6, стр. 115—124, июль, 1941 г.
9. Harris W. A. «Флюктуации токов, ограниченных пространственным зарядом, при умеренно высоких частотах», часть V. — *RCA Rev.*, том 6, стр. 122—124, июль, 1941 г.
10. Neil A. A., Neil O. «Новый способ получения коротких электромагнитных волн». — *Zeitschrift für Phys.*, том 95, стр. 752—762, июль, 1935 г.
11. Herold E. W. «Анализ супергетеродинного преобразователя в телевизионных приемниках». — *RCA Rev.*, том 4, стр. 324—337, январь, 1940 г.
12. Herold E. W. «Анализ отношения сигнала к шуму в УКВ приемниках». — *RCA Rev.*, том 6, стр. 302—331, январь, 1942 г.
13. Herold E. W. «Работа преобразователей частоты и смесителей при супергетеродинном приеме». — *Proc. I. R. E.*, том 30, стр. 84—103, февраль, 1942 г.
14. James E. C., Houldin J. E. «Диодные преобразователи частоты». — *Wireless Eng.*, том 20, январь 1943 г.
15. Jansky K. I. «Минимальные уровни шумов, получающиеся в коротковолновых радиоприемных системах». — *Proc. I. R. E.*, том 25, стр. 1517—1530, декабрь, 1937 г.
16. Johnson J. B. «Тепловое возбуждение электричества в проводниках». — *Phys. Rev.*, том 32, стр. 97—109, июль, 1928.

17. Franz K. «Ограничение чувствительности при приеме».—Elek. Nach. Techn., том 16, стр. 92—96, апрель, 1939 г.
18. Lewellyn F. B. «Быстрый способ оценки отношения сигнала к шуму в приемниках с большим усилением».—Proc. I. R. E., том 19, стр. 416—420, март, 1931 г.
19. Lindenbland N. E. «Телевизионная передающая антенна для Импаир Стрейт Билдинг».—RCA Rev., том 3, стр. 387—408, апрель 1939 г.
20. Malter L. «Свойства электростатических умножителей в функции от частоты».—Proc. I. R. E., том 29, стр. 587—598, ноябрь, 1941 г.
21. North D. O. «Анализ влияния пространственного заряда на полное сопротивление сетки».—Proc. I. R. E., том 24, стр. 108—136, январь 1936 г.
22. North D. O. «Флюктуации токов, ограниченных пространственным зарядом при умеренно-высоких частотах».—RCA Rev., том 4, стр. 441—473, апрель 1940 г.
23. North D. O. «Флюктуации токов, ограниченных пространственным зарядом при умеренно-высоких частотах».—RCA Rev., том 5, стр. 117—124, июль 1940 г.
24. North D. O. «Многосеточные лампы».—RCA Rev., том 5, стр. 245—260, октябрь, 1940 г.
25. North D. O. «Флюктуации токов ограниченных пространственным зарядом, при умеренно-высоких частотах». Часть III.—RCA Rev., том 5, стр. 244—260, октябрь, 1940 г.
26. North D. O., Ferris W. A. «Флюктуации, наводимые на сетках вакуумных ламп при высоких частотах».—Proc. I. R. E., том 29, стр. 49—50, февраль, 1941 г.
27. North D. O. «Абсолютная чувствительность радиоприемников».—RCA Rev., том 6, стр. 332—343, январь, 1942 г.
28. Nyquist H. «Тепловое возбуждение электрических зарядов в проводниках».—Phys. Rev., том 32, стр. 110—113, июль, 1928 г.
29. Peterson L. C. «Свойства полного сопротивления электронных пучков».—Bell System Techn. Jour., том 18, стр. 465—482, июль, 1939 г.
30. Schelkunoff S. A. «Теория антенн произвольной величины и формы».—Proc. I. R. E., том 29, стр. 493—521, сентябрь, 1941 г.
31. Schelkunoff S. A. «Электромагнитные волны», изд. D. Van Nostrand Co, Нью-Йорк, 1943 г.
32. Schottky W. «Беспорядочные флюктуации тока в различных проводниках».—Ann. der Physik, том 57, стр. 541—567, декабрь, 1918 г.
33. Sterba E. J., Feldman C. B. «Передающие линии для коротковолновых измерительных устройств».—Proc. I. R. E., том 20, стр. 1163—1202, июль, 1932 г.
34. Strutt M. J. O. «О детекторах в смесительных каскадах».—Proc. I. R. E., том 22, стр. 981—1008, август, 1934 г.
35. Strutt M. J. O. «Двухдиапазонные преобразователи частоты».—Wireless Eng., том 13, стр. 73—80, февраль, 1936 г.
36. Strutt M. J. O. «Измерение комплексной крутизны современных многосеточных ламп в области коротких волн».—Elektr. Nach. Techn., том 15, стр. 103—111, апрель, 1938 г.

37. Strutt M. J. O. «Причины увеличения полных проводимостей современных высокочастотных усилительных ламп на коротких волнах». — Proc. I. R. E., том 26, стр. 1011—1033, август, 1938 г.
38. Strutt M. J. O. «Современная коротковолновая приемная техника». — Julius Springer, Берлин, Германия, стр. 118—118, 1940 г.
39. Strutt M. J. O., van der Ziel A. «Способы компенсации влияния дробовых шумов в лампах и присоединенных контурах». — Physica, том 8, стр. 1—22, январь 1941 г.
40. Thompson B. J., North D. O., Harris W. A. «Флюктуации токов, ограниченных пространственным зарядом, при умеренно высоких частотах». — RCA RCV, том 4, стр. 269—285, январь, 1940 г.; том 4, стр. 441—472, апрель, 1940 г.; том 5, стр. 106—124, июль, 1940 г.; т. 5, стр. 244—260, октябрь, 1940 г.; том 5, стр. 371—388, январь, 1941 г.; том 5, стр. 505—524, апрель 1941 г.; том 6, стр. 114—124, июль, 1941 г.
41. Varian R. H., Varian S. F. «Генератор и усилитель высокой частоты». — Journ. Appl. Phys., том 10, стр. 321—327, май, 1939 г.
42. Webster D. L. «Фокусировка катодных лучей». — Journ. Appl. Phys., том 10, стр. 501—508, июль, 1939 г.
43. Williams F. C. «Тепловые флюктуации в сложных многополюсниках». — Journ. I. E. E., Лондон, том 81, стр. 751—760, декабрь, 1937 г.
44. Zworykin V. B., Morton G. A., Malter L. «Вторично-электронный умножитель — новое электронное устройство». — Proc. I. R. E., том 24, стр. 351—376, март, 1936 г.



О т
С п

I. С

II.

III.

IV.

Пр

I.
II.
III.
IV.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редакции	Стр. 2
Список обозначений	3

Глава I

Антенна и входные цепи приемника

I. Основные проблемы приема УВЧ	7
1. Отношение сигнала к шумам	7
2. Ширина полосы	8
3. Избирательность	10
II. Приемная антенна	11
1. Наведенная э. д. с. сигнала, направленность и эквивалентная схема	11
2. Диапазон частот антенны (ширина полосы)	14
3. Шумы антенны	17
4. Эквивалент антенны для лабораторных измерений	18
III. Связь антенны с приемником	19
1. Потери в фидере в функции от частоты	19
2. Схемы сопряжения антенны с фидером	20
3. Присоединение фидера к приемнику	22
4. Потери при отражении в стыках линии	23
IV. Входной контур приемника	25
1. Избирательность по соседней станции по и негативу	25
2. Отношение сигнала к шумам	26
3. Соображения о ширине полосы	27
4. Эквивалентные схемы входных трансформаторов	28
Приложение. Полезные данные о контурах в виде резонансных линий	33

Глава II

Проводимости и флюктуационные шумы ламп и контуров

I. Введение	39
II. Лампы как четырехполюсник	39
III. Входная проводимость	41
IV. Шумы, обусловленные флюктуациями	48
1. Шумы от теплового возбуждения	49

2. Шумы лампы	51
3. Эквивалентное сопротивление шумов	52
4. Шумы, вызываемые распределением тока	53
5. Влияние вторичной эмиссии	54
6. Шумы, наведенные на входе машины (наведенные шумы) . .	54

Глава III

Отношение сигнала к шумам в радиоприемниках

I. Введение	56
1. Вводные замечания	56
2. Простой усилитель и сопротивление, эквивалентное шумам	57
II. Анализ отношения сигнала к шуму в УВЧ приемнике. Коэффициент шумов	62
1. Простые соотношения для одного только источника шумов. Согласования сопротивлений	62
2. Влияние регулирования коэффициента трансформации входного трансформатора	64
3. Регулирование ширины полосы	66
4. Отношение сигнала к шумам при наличии шумов, наведенных на входном электроде	67
5. Точное выражение для отношения сигнала к шумам	70
6. Влияние обратной связи на отношение сигнала к шуму . . .	73
7. Потери и тепловые шумы в фидере	75
III. Оценка приемников	76
1. Измерение коэффициента шумов приемника	77

Глава IV

Общий анализ работы супергетеродина на УВЧ

I. Введение	79
II. Механизм работы смесителя	80
III. Шумы смесительного каскада	84
IV. Усиление смесителя	85
V. Входная проводимость смесительного каскада	88
VI. Обратная связь в триодных смесителях на УВЧ	90
VII. Соображения о промежуточной частоте	91
VIII. Выбор между усилением радиочастоты и преобразованием в первом каскаде приемника	92
IX. Заключение	94
X. Применение вторичной электронной эмиссии в супергетеродинах приемниках	95

Глава V.

Смещение частот в диодах

I. Введение	96
II. Теория преобразования	97

1. Основы анализа	97
2. Эквивалентная схема для диодного преобразовательного каскада	100
III. Потери преобразования в смесительном каскаде	101
1. Максимальная передача мощности: характеристическое сопротивление	101
2. Потери преобразования в условиях согласованности сопротивлений (потери в контурах ничтожны)	102
3. Потери при преобразовании с учетом потерь во входном контуре	104
4. Общее отношение сигнала к шуму	106
IV. Оценка средней проводимости и проводимости преобразования	108
1. Общий случай	108
2. Идеализированный диод	109
3. Реальные диоды	118
Библиография	114

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА БССР

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА БССР

Редактор издательства И. Ф. Вебер

Технический редактор Н. М. Свиридов

Сдано в пр-во 11/V 1945 г. Подписано к печати 29/VIII 1945 г. Объем 7,5 п. л. уч. авт. л. 10,5
Тираж 2 000 экз. Формат бумаги 84 ¹⁰⁰/₃₂ Цена 13 р.
А 19994 тип. знак в 1 печ. л. 60192 Заказ № 103

Типография Госэнергиздата НКЭС, Москва, Шлюзовая наб., 10.

Опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По чьей лине
24	9 снизу	аппроксимации	авроксимации	Ред.
38	14 сверху	2) международными	2) междуэлектродными	Корр.
50	1 снизу	двухполюсному	двухполюснику	Авт.
66	1 снизу	$\Delta\omega CR_i \ll 1$,	$\Delta\omega CR_i \gg 1$,	Тип.
80	12 снизу	На фиг. 43 показан триод	На фиг. 44 показан пентод	Авт.
104	9 снизу	заменены переписан- ными	заменены пересчитан- ными	Тип.
105	13 сверху	$+ \frac{1}{2} g_0 g_s$	$+ 2 g_0 g_s$	Ред.
105	13 сверху	$(g_0 + g_s)$	$(g_0 + g_s) =$	Тип.
108	2 снизу	Однако если функ- ция	Однако если g функ- ция	Корр.
109	11 снизу	для g	для g_0	Тип.

О приеме на ультравысоких частотах

