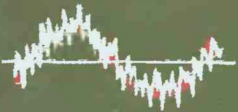
В. ЖАЛУД, В. КУЛЕШОВ



ШУМЫ в полупроводниковых устройствах

В. ЖАЛУД, В. Н. КУЛЕШОВ

ШУМЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ УСТРОЙСТВАХ

Под общей редакцией
А. К. НАРЫШКИНА

Москва
«Советское радио»
1977

SNTL
Прага
Издательство
технической литературы

6Ф0 32
Ж12
УДК 621 391 822 621 382.3

Жалуд В. и Кулешов В. Н.

Ж12 Шумы в полупроводниковых устройствах. Под общей ред. А. К. Нарышкина. Совместное советско-чешское издание. М., «Сов радио», 1977.

416 с с ил

Излагаются сведения об источниках шума в полупроводниковых приборах, на основе которых рассматриваются методы проектирования малошумящих каскадов усиления и преобразования сигналов в приемно-усилительных и передающих трактах Подробно разбираются шумовые свойства усилителей в интегральном исполнении

Книга предназначена для специалистов, занимающихся теоретическими и прикладными вопросами построения приемно-усилительных и передающих устройств Она может быть также полезна студентам вузов

Ж $\frac{30407\text{-}057}{046(01)\text{-}77}$ 43-77 6Ф0.32

Редакция радиотехнической литературы

ОТ РЕДАКТОРА

Предлагаемая читателю книга появилась в результате сотрудничества двух издательств: СНТЛ (Прага) и «Советское радио» (Москва) Авторы книги канд техн. наук В Жалуд и канд. техн. наук В. Н. Кулешов ранее не были знакомы. Отчасти это объясняется, по-видимому, тем, что научные интересы обоих авторов лишь в незначительной мере пересекались, хотя цели их работ в общих чертах одинаковы: анализ и синтез малошумящих устройств. Это позволило создать книгу, уникальную в научно-технической литературе.

Уникальность книги определяется следующими ее особенностями: оригинальностью представленного материала, шириной диапазона рассматриваемых частот (от инфразвуковых до СВЧ), разнообразием используемых типов полупроводниковых приборов, разнообразием видов малошумящих устройств. Последнее имеет принципиальное значение, поскольку требует совершенно различного теоретического подхода к анализу шумовых свойств и оптимизации параметров этих устройств

Главы 1, 5 и 6, написанные В. Н. Кулешовым, отличаются последовательным изложением методов анализа шумовых характеристик рассматриваемых устройств. Этот материал можно было бы назвать введением в теорию флуктуаций в полупроводниковых устройствах, работающих при большом гармоническом (или квазигармоническом) сигнале.

В главах 2, 3, 4 и 7, написанных В. Жалудом и переведенных на русский язык А. М. Сизьминым, рассмотрены реальные устройства, приведены методика их расчета, большое количество схем, диаграмм и расчетных формул, удобных для инженерной практики Особенно важной является разработанная автором методика расчета ВЧ и СВЧ устройств.

Все сказанное позволяет надеяться, что предлагаемая книга будет интересна широкому кругу читателей: и радиолюбителям, которые смогут найти для себя ряд практических инженерных решений, и инженерам, для которых в книге имеется много методически отработанных сведений, конкретных формул и полезных рекомендаций, и научным сотрудникам, которые, пользуясь теоретическим материалом для устройств, работающих при большом сигнале и на сравнительно низких частотах, смогут разработать собственные методики расчета конкретных типов устройств, работающих не только на низких, но и на высоких, и на сверхвысоких частотах.

А. К. Нарышкин.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В самых различных областях радиотехники необходимо обрабатывать сигналы очень малого уровня, сравнимого с уровнем собственных шумов электронных цепей, или генерировать сигналы большого уровня, но с весьма малыми побочными шумовыми составляющими. Быстрое развитие полупроводниковой электроники в последнее время позволяет использовать для решения этих задач полупроводниковые приборы, которые обладают не только хорошими шумовыми свойствами, но и рядом других достоинств (повышенной надежностью, малыми размерами и массой, совместимостью с интегральной технологией и т. д.).

Предлагаемая книга посвящена изложению вопросов теории, расчета и проектирования полупроводниковых устройств с малым уровнем шумов. В ней собраны, обобщены и с единых позиций изложены материалы по анализу и оптимизации таких устройств, содержащиеся в различных литературных источниках и в оригинальных работах авторов.

Вначале приводятся методы анализа шумов в устройствах усиления и преобразования сигналов. Кратко изложен математический аппарат, необходимый для расчета шумов в таких устройствах.

Далее приведены эквивалентные шумовые схемы биполярных и полевых транзисторов для частотной области, простирающейся от инфразвуковых частот до гигагерцового диапазона. Подробно рассмотрено несколько типовых малошумящих схем, что может быть использовано не только как конкретное руководство по их расчету, но и как отправная точка при самостоятельном проектировании подобных устройств. Рассмотрены вопросы шума интегральных монолитных схем.

Вопросам расчета собственных шумов усилителей большого гармонического сигнала, умножителей частоты и автогенераторов посвящены специальные главы. Здесь рассчитываются флуктуации амплитуды и фазы выходного сигнала, рассматриваются зависимости их уровней от параметров и возможности снижения этих флуктуаций, причем анализ ведется для области частот, где инерционность транзистора можно не учитывать.

В конце книги рассмотрены некоторые специальные вопросы измерения шума полупроводниковых элементов и схем на них, в частности вопросы измерения коэффициента шума и основных шумовых параметров транзистора.

Подробный расчет малошумящих полупроводниковых устройств весьма сложен и его невозможно дать в этой книге во всей необходимой полноте. Главное внимание здесь обращено на вопросы шума. С остальными проблемами в случае необходимости читатель может познакомиться в других литературных источниках.

1. МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ ШУМОВ И АНАЛИЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ СИГНАЛА И ШУМА

1.1. ВВЕДЕНИЕ

Назначение этой главы — дать читателю представление о методах описания шумов и их преобразований, которые будут использованы далее. Кроме того, здесь даются определения основных шумовых характеристик устройств усиления и преобразования сигналов. Кратко описываются основные механизмы возникновения флуктуаций токов и напряжений, проявляющихся в виде шумов на выходах устройств. Рассматриваются флуктуационные характеристики большого сигнала, преобразованного шумящим двухполюсником или трехполюсником, и взаимосвязь между этими характеристиками, а также способы их расчета.

Излагаемый аппарат необходим для анализа и описания шумовых характеристик устройств усиления, преобразования и генерации как малых, так и больших сигналов. ***Большими*** будем называть такие сигналы, при анализе прохождения которых через устройство нельзя пользоваться линеаризацией характеристик нелинейных элементов.

Вывод известных и изложенных в учебниках по теории случайных процессов формул не приводится, за исключением тех случаев, когда он чрезвычайно прост и позволяет лучше понимать и использовать соответствующие формулы. Читателю, желающему более подробно изучить вопросы теории случайных процессов, затронутые здесь, рекомендуется обратиться к первым главам пособий [114—116].

1.2. СЛУЧАЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ИХ ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Пусть на некотором временном интервале $t_\alpha < t < t_\beta$ дан *случайный процесс* $\{u(t)\}$. Статистические характеристики этого процесса считаются определенными, если для любого набора моментов времени $t_1 < t_2 < \ldots < t_m$

задана *совместная плотность вероятности* [114] значений $u_1=u(t_1)$, $u_2=u(t_2)$, ..., $u_m=u(t_m)$, которую мы обозначим $w(u_1, u_2, \ldots, u_m, t_1, \ldots, t_m)$. Если эта плотность вероятности не изменяется при одинаковом сдвиге всех моментов времени на любую постоянную величину t', т. е.

$$w(u_1, \ldots, u_m, t_1, \ldots, t_m) = w(u_1, \ldots, u_m, t_1+t', \ldots, t_m+t'), \tag{1.1}$$

то случайный процесс называют *стационарным в узком смысле* [114].

В ряде случаев достаточно знать лишь *одномерную* $w(u, t)$ и *двумерную* $w(u_1, u_2, t_1, t_2)$ *плотности вероятности.* Из условия (1.1) следует, что одномерная плотность вероятности стационарного процесса $w(u)$ не зависит от времени t, а двумерная зависит только от модуля разности $\tau=t_2-t_1$, т. е.

$$w(u_1, u_2, t_1, t_2) = w(u_1, u_2, |\tau|). \tag{1.2}$$

В практических приложениях наибольший интерес представляют *среднее по множеству реализаций значение* $\overline{u(t)}$ *средний квадрат* $\overline{u^2(t)}$, а также *среднее значение произведения* $\overline{u(t)u(t+\tau)}$:

$$\overline{u(t)} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} uw(u, t)\,du; \tag{1.3}$$

$$\overline{u^2(t)} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} u^2 w(u, t)\,du; \tag{1.4}$$

$$\overline{u(t)u(t+\tau)} = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} u_1 u_2 w(u_1, u_2, t, t+\tau)\,du_1 du_2. \tag{1.5}$$

Для стационарных процессов, так как $w(u)$ не зависит от t, среднее значение $\bar{u}$ и средний квадрат $\overline{u^2}$ также не зависят от времени, а среднее значение $\overline{u(t)\times u(t+\tau)}$ в соответствии с (1.2) зависит только от $|\tau|$. В качестве меры интенсивности отклонений $u(t)$ от $\bar{u}$ часто используется средний квадрат разности $\Delta u = u(t)-\bar{u}$, называемый *дисперсией* $u(t)$:

$$\sigma_u^2 = \overline{\Delta u^2} = \overline{(u(t)-\bar{u})^2} = \overline{u^2} - (\bar{u})^2. \tag{1.6}$$

Поскольку $\overline{u^2}$ и $\bar{u}$ постоянны, дисперсия стационарного процесса также не зависит от времени.

Среднее значение произведения отклонений $u(t)$ от $\bar{u}$

$$k(t,\ t+\tau)=\overline{\Delta u(t)\ \Delta u\ (t+\tau)}=$$
$$=\overline{u(t)\,u(t+\tau)}-(\bar{u})^2. \tag{1.7}$$

называется *корреляционной функцией* процесса $u(t)$. Для стационарного процесса из (1.1), (1.5), (1.7) следует, что корреляционная функция не зависит от t, а зависит лишь от $|\tau|$, т. е. $k(t,\ t+\tau)=k(\tau)$ и

$$k(\tau)=k(-\tau). \tag{1.8}$$

Сравнивая (1.6) и (1.7), получаем

$$\sigma^2{}_u=k(0). \tag{1.9}$$

Если при исследовании процесса оказывается, что его среднее значение, дисперсия и корреляционная функция не зависят от текущего времени (момента измерения), то его называют *стационарным в широком смысле*, в отличие от строго стационарных, удовлетворяющих условию (1.1). Далее, говоря о стационарности, мы будем иметь в виду стационарность в широком смысле, если не сделано особой оговорки.

1.3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

Для описания шума на выходе системы, пропускающей лишь колебания с частотами, лежащими вблизи частоты $\omega=2\pi f$, удобно ввести характеристики процесса $\{u(t)\}$, отображающие распределение его энергии (точнее мощности) по спектру частот Рассмотрим преобразование Фурье u_θ (jω) отрезка реализации

$$u_\theta(\mathrm{j}\omega)=\int\limits_{-\theta}^{\theta}u(t)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\,dt.$$

Произведение $u_\theta(\mathrm{j}\omega)$ на комплексно-сопряженную с ней функцию $u_\theta(-\mathrm{j}\omega)$ имеет смысл энергии спектральных составляющих, лежащих в единичной полосе Δf в окрестности частоты ω, а отношение $|u_\theta(\mathrm{j}\omega)|^2/2\theta$ представляет собой мощность этих составляющих. Вычисляя среднее значение этой мощности при $\theta \longrightarrow \infty$, получаем *спектральную плотность* $\hat{S}(\omega)$ *мощности случайного процесса* $u(t)$

$$\hat{S}(\omega) = \lim_{\theta \to \infty} \frac{1}{2\theta} |u_\theta(j\omega)|^2. \tag{1.10}$$

Подставим в это отношение выражение для $u_\theta(j\omega)$ и перейдем к пределу [115]

$$\hat{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} k(\tau)\, e^{-j\omega\tau}\, d\tau. \tag{1.11}$$

Отсюда следует, что спектральная плотность мощности стационарного случайного процесса является преобразованием Фурье корреляционной функции. Соответственно *корреляционную функцию* $k(\tau)$ находят через $\hat{S}(\omega)$ обратным преобразованием:

$$k(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\omega) \exp(j\omega\tau)\, d\omega. \tag{1.12}$$

Соотношения (1.11), (1.12) известны как формулы Винера — Хинчина [114].

Из (1.9), (1.12) следует выражение

$$\sigma_u^2 = k(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\omega)\, d\omega, \tag{1.13}$$

которое ясно показывает, что $\hat{S}(\omega)$ — спектральная плотность среднего квадрата $u(t)$, приходящаяся на полосу $\Delta f = 1$ Гц. Отметим, что спектральная плотность $\hat{S}(\omega)$ определена для положительных и отрицательных частот. Ее называют иногда *математическим спектром*. Из (1.11) видно, что

$$\hat{S}(\omega) = \hat{S}(-\omega). \tag{1.14}$$

Процесс $u(t)$ может характеризоваться также «*физической*» спектральной плотностью

$$S(\omega) = \hat{S}(\omega) + \hat{S}(-\omega) = 2\hat{S}(\omega), \tag{1.15}$$

которая определена только для положительных частот.

В соответствии с (1.8), (1.14), (1.15) формулы Винера — Хинчина для физического спектра имеют вид

$$S(\omega) = 4\int_0^\infty k(\tau)\cos\omega\tau d\tau, \tag{1.16}$$

$$k(\tau) = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty S(\omega)\cos\omega\tau d\omega. \tag{1.17}$$

При анализе преобразований спектров при помощи эквивалентных схем удобно использовать *случайный спектр* $u(\mathrm{j}\omega)$, который определяется как обобщенное преобразование Фурье функции $u(t)$:

$$u(\mathrm{j}\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t)\exp(-\mathrm{j}\omega t)\,dt. \tag{1.18}$$

Учитывая, что δ-функцию Дирака можно представить в виде

$$\delta(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(\mathrm{j}\omega\tau)\,d\tau, \tag{1.19}$$

рассчитаем среднее значение произведения $\overline{u(\mathrm{j}\omega)\,u(-\mathrm{j}\omega')}$:

$$\overline{u(\mathrm{j}\omega)\,u(-\mathrm{j}\omega')} = \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \int_{-\infty}^{\infty}\overline{u(t_1)\,u(t_2)}\exp(-\mathrm{j}\omega t_1 + \mathrm{j}\omega' t_2)\,dt_1 =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty}\exp[\mathrm{j}(\omega' - \omega)\,t_2]\,dt_2 \int_{-\infty}^{\infty} k(\tau)\exp(-\mathrm{j}\omega\tau)\,d\tau =$$

$$= 2\pi\delta(\omega' - \omega)\,\widehat{S}(\omega). \tag{1.20}$$

Это соотношение связывает случайный спектр $u(\mathrm{j}\omega)$ с энергетическим. Если рассматривать интеграл от случайного спектра

$$u_{\Delta f}(\mathrm{j}\omega) = \sqrt{\overline{u^2}} = \frac{1}{2\pi}\int_{\omega-\pi\Delta f}^{\omega+\pi\Delta f} u(\mathrm{j}\omega')\,d\omega' +$$

$$+ \frac{1}{2\pi}\int_{-\omega-\pi\Delta f}^{-\omega+\pi\Delta f} u(\mathrm{j}\omega'')\,d\omega'' \tag{1.21}$$

в такой полосе $\Delta\omega$, где $S(\omega)$ практически не меняется, то

$$\overline{u^2} = \overline{u_{\Delta f}(j\omega)\, u_{\Delta f}(-j\omega)} = S(\omega)\, \Delta f. \tag{1.22}$$

Таким образом, $\sqrt{\overline{u^2}} = u_{\Delta f}(j\omega)$ можно толковать как *комплексную амплитуду эквивалентного колебания,* средний квадрат которой равен произведению спектральной плотности мощности исходного шума $u(t)$ на полосу Δf. При получении математических соотношений между спектрами случайных процессов полезным оказывается соотношение (1.20), а для отображения их при помощи эквивалентных схем удобно использовать комплексную амплитуду $u'_{\Delta f}(j\omega)$.

1.4. ВЗАИМНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ И ВЗАИМНЫЕ СПЕКТРЫ

Рассмотрим два случайных процесса $u(t)$ и $v(t)$. Для полного их описания должны быть заданы все возможные плотности вероятностей $w(u_1, \ldots u_m, v_1, \ldots v_l, t_1, \ldots \ldots t_m, t'_1, \ldots t'_l)$. Простейшая из совместных плотностей вероятности $w(u, v, t, t+\tau)$ содержит значительную информацию о статистической связи между $u(t)$ и $v(t+\tau)$. Через нее определяется *взаимная корреляционная функция*

$$k_{uv}(t, t+\tau) = \overline{[u(t) - \overline{u}]\,[v(t+\tau) - \overline{v}]} =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} (u - \overline{u})(v - \overline{v})\, w(u, v, t, t+\tau)\, du\, dv. \tag{1.23}$$

Если процессы $u(t)$ и $v(t)$ стационарны и стационарно связаны, то

$$w(u, v, t, t+\tau) = w(u, v, t', t'+\tau) \tag{1.24}$$

при любом t'; иначе говоря, $w(u, v, \tau)$ не зависит от t. Следовательно, взаимная корреляционная функция стационарно-связанных процессов $k_{uv}(\tau)$ также зависит не от текущего времени t, а лишь от временного интервала τ.

Из определения (1.23) и условия (1.24) следует свойство корреляционной функции

$$k_{uv}(\tau) = k_{vu}(-\tau). \tag{1.25}$$

В самом деле, заменяя переменную t на $t'+\tau$, запишем равенства

$$k_{uv}(\tau)=\overline{[u(t)-\overline{u}]\,[v(t+\tau)-\overline{v}]}=$$
$$=\overline{[v(t')-\overline{v}]\,[u(t'-\tau)-\overline{u}]}=k_{vu}(-\tau),$$

из которых следует (1.25).

Взаимные спектры (двусторонние или математические) определяются через взаимные корреляционные функции

$$\hat{S}_{uv}(\omega)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}k_{uv}(\tau)\exp(-j\omega\tau)\,d\tau,$$
$$\hat{S}_{vu}(\omega)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}k_{vu}(\tau)\exp(-j\omega\tau)\,d\tau. \qquad (1.26)$$

Эти соотношения аналогичны (1.11) и в частном случае когда $v=u$, совпадают с (1.11).

Поскольку функция $k_{uv}(\tau)$ в общем случае не является четной, взаимные спектры оказываются комплексными. Из (1.26) и (1.25) вытекает, что

$$\hat{S}_{uv}(\omega)=\hat{S}_{vu}(-\omega)=\hat{S}^{*}_{vu}(\omega). \qquad (1.27)$$

«Физический» взаимный спектр, задаваемый только при $\omega>0$, определяется соотношением

$$S_{uv}(\omega)=\hat{S}_{uv}(\omega)+\hat{S}_{vu}(-\omega)=2\hat{S}_{uv}(\omega). \qquad (1.28)$$

Случайные $u(j\omega)$ и $v(j\omega)$ (1.18) и взаимные $\hat{S}_{uv}(\omega)$ и $\hat{S}_{vu}(\omega)$ спектры связаны между собой следующим образом:

$$\overline{u(j\omega)\,v(-j\omega')}=2\pi\hat{S}_{uv}(\omega)\,\delta(\omega-\omega')=$$
$$=2\pi\hat{S}_{vu}(-\omega)\,\delta(\omega-\omega'). \qquad (1.29)$$

Из (1.29) следуют соотношения между взаимными спектрами и комплексными амплитудами эквивалентных спектральных составляющих $u_{\Delta f}(j\omega)$ и $v_{\Delta f}(j\omega)$ (1.21) процессов $u(t)$ и $v(t)$:

$$\overline{u_{\Delta f}(j\omega)\,v_{\Delta f}(-j\omega)}=S_{uv}(\omega)\,\Delta f=S^{*}_{vu}(\omega)\,\Delta f \qquad (1.30)$$

Это соотношение позволяет пояснить физический смысл вещественной и мнимой частей взаимного спектра. Если комплексная амплитуда $u_{\Delta f}(j\omega)$ коррелирована только с синфазной ей составляющей $v_{\Delta f}(j\omega)$, то спектральная плотность $S_{uv}(\omega)$ вещественна. Если $u_{\Delta f}(j\omega)$ коррелирована только с квадратурной ей составляющей $v_{\Delta f}(j\omega)$, взаимный спектр $S_{uv}(\omega)$ оказывается чисто мнимым. Следовательно, вещественная часть $S_{uv}(\omega)$ отображает корреляцию спектральной составляющей $u_{\Delta f}(j\omega)$ с синфазной с ней частью $v_{\Delta f}(j\omega)$, а мнимая — корреляцию $u_{\Delta f}(j\omega)$ с квадратурной частью $v_{\Delta f}(j\omega)$.

1.5. ЛИНЕЙНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

Линейные цепи, входящие в состав устройств усиления и преобразования сигналов, во многих случаях являются стационарными и описываются линейными дифференциальными уравнениями с постоянными коэффициентами. Если стационарная линейная система с сосредоточенными постоянными имеет один вход и один выход, то соотношение между входной $u(t)$ и выходной $v(t)$ переменными можно записать в символической форме [117]:

$$(a_0 p^n + a_1 p^{n-1} + \ldots + a_n) v(t) = (b_0 p^m + b_1 p^{m-1} + \ldots + b_m) u(t), \tag{1.31}$$

где

$$p = \frac{d}{dt} \tag{1.32}$$

— оператор дифференцирования, т. е. $pu = \frac{du}{dt}$, $p^2 u = \frac{d^2 u}{dt^2}$ и т. д.

Например, ток i_C через емкость C связан с напряжением u_C на ней символическим уравнением $i_C = pCu_C$, так что pC можно рассматривать как *символическую проводимость емкости*. Аналогично соотношение между током i_L в индуктивности L и напряжением u_L на ней имеет вид $u_L = pLi_L$. Соответственно pL можно называть *символическим сопротивлением индуктивности*. Вводя обозначения

$$A(p) = a_0 p^n + a_1 p^{n-1} + \ldots + a_n, \tag{1.33}$$

$$B(p) = b_0 p^m + b_1 p^{m-1} + \ldots + b_m, \tag{1.34}$$

запишем (1.31) короче

$$A(p)v(t)=B(p)u(t). \qquad (1.35)$$

Пусть входное воздействие $u(t)$ — стационарный случайный процесс с известными статистическими характеристиками. Определим характеристики выходного случайного процесса. Поскольку нас прежде всего будут интересовать спектральные характеристики, покажем, как найти спектр $S_v(\omega)$, зная спектр $S_u(\omega)$ и параметры линейной системы. Представим $u(t)$ и $v(t)$ в виде обратных преобразований Фурье от их случайных спектров $u(\mathrm{j}\omega)$ и $v(\mathrm{j}\omega)$. Из определения случайных спектров (1.18) получим

$$u(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}u(\mathrm{j}\omega)\exp(\mathrm{j}\omega t)\,d\omega,$$

$$v(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}v(\mathrm{j}\omega)\exp(\mathrm{j}\omega t)\,d\omega.$$

Подставим эти выражения в (1.35) и продифференцируем по t под знаком интеграла. В этом случае

$$\int_{-\infty}^{\infty}A(\mathrm{j}\omega)\,v(\mathrm{j}\omega)\exp(\mathrm{j}\omega t)\,d\omega=$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}B(\mathrm{j}\omega)\,u(\mathrm{j}\omega)\exp(\mathrm{j}\omega t)\,d\omega.$$

Это равенство справедливо при любом t, если

$$A(\mathrm{j}\omega)\,v(\mathrm{j}\omega)=B(\mathrm{j}\omega)\,u(\mathrm{j}\omega).$$

Введя комплексную передаточную функцию

$$K(\mathrm{j}\omega)=B(\mathrm{j}\omega)\,/\,A(\mathrm{j}\omega), \qquad (1.36)$$

запишем это соотношение в виде

$$v(\mathrm{j}\omega)=K(\mathrm{j}\omega)\,u(\mathrm{j}\omega). \qquad (1.37)$$

Передаточная функция $K(\mathrm{j}\omega)$ связывает комплексную амплитуду $u(\mathrm{j}\omega)$ входного гармонического колебания с комплексной амплитудой вынужденного выходного колебания $v(j\omega)$. Зависимость модуля $K(j\omega)$ от ω определяет частотную характеристику линейной системы, а зависимость аргумента от ω — фазовую. Чтобы найти спектр $S_v(\omega)$, вычислим среднее значение $\overline{v(j\omega)v(-j\omega')}$. В силу (1.20) $\overline{v(j\omega)v(-j\omega')}=2\pi\hat{S}_v(\omega)\delta(\omega-\omega')$. С другой стороны, в соответствии с (1.37), (1.20)

$$\overline{v(j\omega)v(-j\omega')}=2\pi\delta(\omega-\omega')K(j\omega)K(-j\omega')\hat{S}_u(\omega).$$

Сравнивая эти два выражения, видим, что

$$\hat{S}_v(\omega)=|K(j\omega)|^2\hat{S}_u(\omega). \tag{1.38а}$$

Из (1.15) следует, что аналогичное соотношение справедливо и для физических спектров

$$S_v(\omega)=|K(j\omega)|^2 S_u(\omega). \tag{1.38б}$$

Во многих случаях выходная переменная линейной системы $v(t)$ является результатом совместного влияния нескольких входных воздействий. Найдем спектр $v(t)$ при двух входных воздействиях u_1 и u_2. Обозначим передаточные функции, связывающие u_1 и u_2 с v, соответственно через $K_1(j\omega)$ и $K_2(j\omega)$. Каждую из них можно представить в виде, аналогичном (1.36). Тогда тем же способом, каким было выведено соотношение (1.37), получим

$$v(j\omega)=K_1(j\omega)u_1(j\omega)+K_2(j\omega)u_2(j\omega). \tag{1.39}$$

Из (1.39), учитывая (1.20) и (1.29), имеем

$$\overline{v(j\omega)v(-j\omega')}=2\pi\delta(\omega-\omega')[K_1(j\omega)K_1(-j\omega')\hat{S}_{u1}(\omega)+$$
$$+K_2(j\omega)K_2(-j\omega')\hat{S}_{u2}(\omega)+K_1(j\omega)K_2(-j\omega')\hat{S}_{u12}(\omega)+$$
$$+K_1(-j\omega')K_2(j\omega)\hat{S}_{u21}(\omega)].$$

Отсюда и из (1.28) следует, что

$$\hat{S}_v(\omega)=|K_1(j\omega)|^2\hat{S}_{u1}(\omega)+|K_2(j\omega)|^2\hat{S}_{u2}(\omega)+$$
$$+2\,\mathrm{Re}[K_1(j\omega)K_2(-j\omega)\hat{S}_{u12}(\omega)], \tag{1.40}$$

где Re — знак выделения вещественной части.

Принимая во внимание (1.15) и (1.28), получаем из (1.40) выражение для физического спектра $S_v(\omega)$:

$$S_v(\omega) = |K_1(j\omega)|^2 S_{u\,1}(\omega) + |K_2(j\omega)|^2 S_{u\,2}(\omega) + \\ + 2\,\mathrm{Re}\,[K_1(j\omega)\,K_2(-j\omega)\,S_{u\,12}(\omega)]. \qquad (1.41)$$

Обобщим эту формулу на случай l входных воздействий $u_1, u_2, \ldots, u_l$:

$$S_v(\omega) = |K_1(j\omega)|^2 S_{u\,1}(\omega) + |K_2(j\omega)|^2 S_{u\,2}(\omega) + \ldots \\ \ldots + |K_l(j\omega)|^2 S_{u\,l}(\omega) + 2\,\mathrm{Re}\,[K_1(j\omega)\,K_2(-j\omega)\,S_{u\,12}(\omega)] + \ldots \\ \ldots + 2\,\mathrm{Re}\,[K_1(j\omega)\,K_l(-j\omega)\,S_{u\,1l}(\omega)] + \\ + 2\,\mathrm{Re}\,[K_2(j\omega)\,K_3(-j\omega)\,S_{u\,23}(\omega)] + \ldots \\ \ldots + 2\,\mathrm{Re}\,[K_2(j\omega)\,K_l(-j\omega)\,S_{u\,2l}(\omega)] + \ldots \\ \ldots + 2\,\mathrm{Re}\,[K_{l-1}(j\omega)\,K_l(-j\omega)\,S_{u\,(l-1)\,l}(\omega)]. \qquad (1.42)$$

Формула (1.42) является основной при расчете результата совместного действия нескольких источников шума на линейную систему. Таким образом, для вычисления спектра $v(t)$ нужно знать *полную матрицу взаимных спектральных плотностей входных случайных процессов*.

Последнее обстоятельство означает, что для полного описания спектральных характеристик выходных процессов в линейной системе с l входными воздействиями и q выходными надо уметь рассчитать полную матрицу спектральных плотностей выходных процессов по матрице входных спектров. Покажем, как находится такая матрица в случае двух входных u_1, u_2 и двух выходных v_1, v_2 случайных переменных. Обобщение на случай любого числа переменных очевидно.

Пусть линейная система описывается двумя дифференциальными уравнениями, имеющими в символической форме следующий вид:

$$v_1(t) = K_{11}(p)\,u_1(t) + K_{12}(p)\,u_2(t),$$

$$v_2(t) = K_{21}(p)\,u_1(t) + K_{22}(p)\,u_2(t). \qquad (1.43а)$$

Из этих уравнений вытекает соотношение между случайными спектрами

$$v_1(j\omega) = K_{11}(j\omega)\,u_1(j\omega) + K_{12}(j\omega)\,u_2(j\omega),$$

$$v_2(j\omega) = K_{21}(j\omega)\,u_1(j\omega) + K_{22}(j\omega)\,u_2(j\omega). \qquad (1.43б)$$

Переходя от соотношений для случайных спектров к соотношениям для энергетических и учитывая (1.15), (1.27), получаем

$$
\begin{gathered}
S_{v\,1}(\omega)=K_{11}(j\omega)K_{11}(-j\omega)S_{u\,1}(\omega)+\\
+K_{11}(j\omega)K_{12}(-j\omega)S_{u\,12}(\omega)+K_{12}(j\omega)K_{11}(-j\omega)S_{u\,21}(\omega)+\\
+K_{12}(j\omega)K_{12}(-j\omega)S_{u\,2}(\omega);\\
S_{v\,12}(\omega)=K_{11}(j\omega)K_{21}(-j\omega)S_{u\,1}(\omega)+\\
+K_{11}(j\omega)K_{22}(-j\omega)S_{u\,12}(\omega)+K_{12}(j\omega)K_{21}(-j\omega)S_{u\,21}(\omega)+\\
+K_{12}(j\omega)K_{22}(-j\omega)S_{u\,2}(\omega);\\
S_{v\,21}(\omega)=K_{21}(j\omega)K_{21}(-j\omega)S_{u\,1}(u)+\\
+K_{21}(j\omega)K_{12}(-j\omega)S_{u\,12}(\omega)+K_{22}(j\omega)K_{11}(-j\omega)S_{u\,21}(\omega)+\\
+K_{22}(j\omega)K_{12}(-j\omega)S_{u\,2}(\omega);\\
S_{v\,2}(\omega)=K_{21}(j\omega)K_{21}(-j\omega)S_{u\,1}(\omega)+\\
+K_{21}(j\omega)K_{22}(-j\omega)S_{u\,12}(\omega)+K_{22}(j\omega)K_{21}(-j\omega)S_{u\,21}(\omega)+\\
+K_{22}(j\omega)K_{22}(-j\omega)S_{u\,2}(\omega).
\end{gathered}
\tag{1.44}
$$

Таким образом, формулы (1.38), (1.41), (1.42) и (1.44) позволяют определить спектры выходных переменных стационарной линейной системы, на входе которой действуют стационарные случайные процессы с известными спектрами. После того, как найдены спектры, по формулам Винера — Хинчина можно рассчитать корреляционные и взаимные корреляционные функции.

1.6. ПРИМЕРЫ СТАЦИОНАРНЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ И ИХ ЛИНЕЙНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ

Рассмотрим несколько полезных для дальнейшего изложения примеров случайных процессов, часто используемых при расчетах шумов радиотехнических устройств. Вопросы физического происхождения этих процессов и их реализуемости будут обсуждены далее. Кроме того, проанализируем несколько примеров часто встречающихся на практике линейных преобразований случайных процессов, анализ которых выполнен на основе материала § 1.5.

1. Гармоническое колебание со случайной фазой. Одним из простейших примеров стационарного случайного процесса является совокупность гармонических колебаний со случайной равномерно распределенной фазой φ. Его реализация имеет вид

$$u(t)=U\cos(\omega_0 t+\varphi), \tag{1.45}$$

причем плотность вероятности $w(\varphi)$ фазы φ

$$w(\varphi)=1/2\pi,\ -\pi<\varphi\leqslant\pi. \tag{1.46}$$

Вычислим корреляционную функцию $u(t)$:

$$k_u(\tau)=\overline{u(t)\,u(t+\tau)}=0{,}5U^2\int\limits_{-\pi}^{\pi}[\cos\omega_0\tau-\cos(2\omega_0 t+$$

$$+\omega_0\tau+2\varphi)]\frac{1}{2\pi}d\varphi=0{,}5U^2\cos\omega_0\tau \tag{1.47}$$

Пользуясь (1.11) и учитывая вид δ-функции (1.19), получаем математический спектр $u(t)$:

$$\hat{S}_u(\omega)=2\pi\cdot 0{,}25U^2[\delta(\omega-\omega_0)+\delta(\omega+\omega_0)], \tag{1.48а}$$

а по нему в соответствии с (1.15) физический спектр

$$S_u(\omega)=2\pi\cdot 0{,}5U^2\delta(\omega-\omega_0). \tag{1.48б}$$

Итак, спектр гармонического колебания со случайной равномерно распределенной фазой представляет собой δ-функцию, «площадь» которой πU^2.

2. Дельта-коррелированный процесс или белый шум. Рассмотрим случайный процесс $v(t)$, спектральная плотность которого одинакова на всех частотах ω от 0 до ∞:

$$S_v(\omega)=S_0. \tag{1.49а}$$

Его математический спектр

$$\hat{S}_v(\omega)=0{,}5S_0, \tag{1.49б}$$

а корреляционная функция, рассчитываемая по (1.12), (1.19),

$$k_v(\tau)=0{,}5S_0\delta(\tau) \tag{1.50}$$

представляет собой δ-функцию. Отсюда и название процесса. Как видно из (1.13), средний квадрат белого шума оказывается бесконечно большим. Поэтому его невозможно точно реализовать в физических системах. Однако он является удобной моделью для реальных процессов, спектральная плотность которых незначительно меняется в пределах полосы исследуемой системы.

3. Связь между спектром случайной функции и спектром ее производной. Пусть случайная величина $v(t)$ является производной $u(t)$, т. е. определяется символическим уравнением

$$v(t)=pu(t). \tag{1.51}$$

Таким образом, в соответствии с (1.31), (1.33), (1.34), (1.36) $K(\mathrm{j}\omega)=\mathrm{j}\omega$. В соответствии с (1.38б)

$$S_v(\omega)=\omega^2 S_u(\omega). \tag{1.52}$$

Взаимный спектр найдем, пользуясь (1.51), (1.37), (1.29):

$$S_{uv}(\omega)=-\mathrm{j}\omega S_u(\omega). \tag{1.53}$$

Выражение (1.53) показывает, что все спектральные составляющие $u(t)$ коррелированы с квадратурными им составляющими $v(t)$. Поэтому значения $u(t)$ и $v(t)$, взятые в один и тот же момент, не коррелированы. Однако между значениями $u(t)$ и $v(t+\tau)$ при любом $\tau\neq 0$ корреляция, вообще говоря, есть.

Формула (1.52) используется, например, при вычислении спектра флуктуаций мгновенной угловой частоты $\nu(t)$ по известному спектру флуктуаций фазы $\psi(t)$, поскольку по определению $\nu(t)=p\psi(t)$.

4. Спектр приращения случайной функции за время τ. Часто представляют интерес статистические характеристики приращения стационарного процесса $u(t)$ за время τ

$$\Delta u_\tau(t)=u(t)-u(t-\tau). \tag{1.54}$$

Для случайных спектров, определяемых по (1.18), из (1.54) следует соотношение

$$\Delta u_\tau(\mathrm{j}\omega)=[1-\exp(-\mathrm{j}\omega\tau)]\,u(\mathrm{j}\omega),$$

т. е. $K(\mathrm{j}\omega)=1-\exp(-\mathrm{j}\omega\tau)$.

Поэтому в соответствии с (1.38)

$$S_{\Delta u}(\omega)=2(1-\cos\omega\tau)\,S_u(\omega). \tag{1.55}$$

Зная спектр $S_{\Delta u}(\omega)$, по формуле (1.13), можно рассчитать средний квадрат приращения $u(t)$ за время τ.

5. Преобразование спектра простейшей RC-цепочкой. Поскольку в используемых далее эквивалентных схемах транзисторов и диодов основными элементами являются резисторы и конденсаторы, рассмотрим пример преобразования спектра RC-цепочкой, показанной на рис. 1.1. Выясним, как связаны спектры напряжения $u(t)$ и тока $i_R(t)$ со спектром внешнего шумового тока $i(t)$. Непосредственно из схемы получим

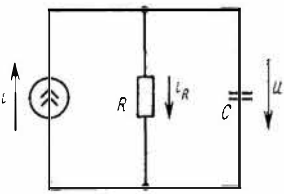


Рис. 1.1. Схема простейшей RC-цепи, возбуждаемой шумовым током.

$$pCu+\frac{1}{R}u=i, \quad i_R=\frac{1}{R}u,$$

т. е.

$$u(t)=\frac{R}{p\tau_u+1}\,i(t), \tag{1.56}$$

где $\tau_u=RC$ — постоянная времени, характеризующая относительную скорость изменения напряжения u при ненулевом начальном заряде на конденсаторе.

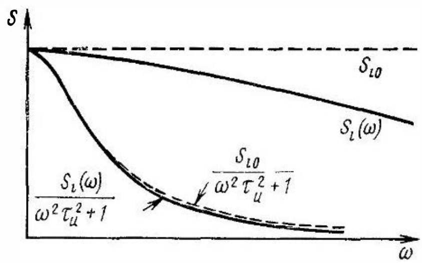


Рис 1.2. Спектры шумового тока в RC-цепи при реальном шумового токе и его аппроксимации белым шумом.

Здесь $K(j\omega)=R/(j\omega\tau_u+1)$. Поэтому из (1.38) следует, что

$$S_u(\omega)=\frac{R^2}{\omega^2\tau_u^2+1}S_i(\omega), \tag{1.57а}$$

$$S_{iR}(\omega)=\frac{1}{\omega^2\tau_u^2+1}S_i(\omega). \tag{1.57б}$$

Если $i(t)$ — белый шум со спектральной плотностью S_{i0}, то

$$S_{iR}(\omega)=\frac{1}{\omega^2\tau_u^2+1}S_{i0}. \qquad (1.58)$$

Из (1.57), (1.58) видно, что использование вместо реального входного шума со спектром $S_i(\omega)$ модели, являющейся белым шумом со спектром $S_{i0}=S_i(0)$, дает малую ошибку, если отклонение спектра $S_i(\omega)$ от S_{i0} в области частот $\omega\leqslant 3/\tau_u$ мало по сравнению с S_{i0} (рис. 1.2).

6. Совместное действие двух источников шума на RC-цепочку. В реальных электрических цепях одновременно действует несколько источников шума, которые, вообще говоря, коррелированы между собой. Чтобы проиллюстрировать расчет шумов в этом случае, рассмотрим схему, показанную на рис. 1.3. Определим спектры напряжения $u(t)$ и тока $i_R(t)$ в этой схеме.

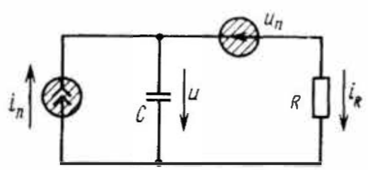


Рис 1.3 Схема RC-цепи с источниками шумового тока и шумового напряжения.

Непосредственно из рис. 1.3 видно, что

$$u(t)=\frac{R}{p\tau_u+1}\left(i_n+\frac{1}{R}u_n\right), \qquad (1.59)$$

$$i_R(t)=\frac{1}{R}(u-u_n)=\frac{1}{p\tau_u+1}i_n-\frac{p\tau_u}{p\tau_u+1}\frac{1}{R}u_n. \qquad (1.60)$$

Сопоставляя (1.59) с (1.39), получаем

$$K_1(j\omega)=R/(j\omega\tau_u+1),\quad K_2(j\omega)=1/(j\omega\tau_u+1).$$

Поэтому из (1.41) найдем

$$S_u(\omega)=\frac{R^2}{\omega^2\tau_u^2+1}\left[S_{in}(\omega)+\frac{1}{R^2}S_{un}(\omega)+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{R}\operatorname{Re}S_{iun}(\omega)\right]. \qquad (1.61)$$

Аналогично из (1.60) получим

$$S_{iR}(\omega)=\frac{1}{\omega^2\tau_u^2+1}\left[S_{in}(\omega)+\frac{\omega^2\tau_u^2}{R^2}S_{un}(\omega)+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{R}\operatorname{Re}\{j\omega\tau_u S_{iun}(\omega)\}\right]. \quad (1.62)$$

При отсутствии корреляции между i_n и u_n, т. е. при $S_{iun}(\omega)=0$, формулы (1.61), (1.62) упрощаются. При этом результирующие спектры $S_u(\omega)$, $S_{iR}(\omega)$ являются суммами преобразованных спектров каждого из внешних воздействий.

Интересно отметить, что при выполнении условий

$$S_{iun}(\omega)=0, \quad (1.63)$$

$$S_{un}(\omega)=R^2S_{in}(\omega) \quad (1.64)$$

из формулы (1.62) следует

$$S_{iR}(\omega)=S_{in}(\omega). \quad (1.65)$$

В то же время случайные процессы $i_R(t)$ и $i_n(t)$ далеко не тождественны. Как видно из (1.60), взаимный спектр $S_{iRn}(\omega)$ в этом случае не равен $S_{in}(\omega)$:

$$S_{iRn}(\omega)=\frac{1}{j\omega\tau_u+1}S_{in}(\omega). \quad (1.66)$$

Процессы, для которых выполняются условия (1.63), (1.64), встречаются в шумовых эквивалентных схемах транзисторов.

1.7. ОСНОВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ШУМА В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ И АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В данном параграфе мы приведем и обсудим исходные формулы для спектральных характеристик первичных источников шума в электрических цепях. По ним находятся результирующие шумы радиотехнических устройств. Выводы и доказательства, связанные с этими формулами, мы опускаем. Они содержатся в ряде известных пособий и монографий [1, 116, 118].

Тепловой шум. Тепловое движение носителей заряда в активном сопротивлении R приводит к появлению шумовой э. д. с. u_T на его концах. Спектральная плотность этой э. д. с. определяется формулой [1, 114]

$$S_{u,\,T}(\omega) = 4kTR\,\frac{hf}{kT}\left(\exp\frac{hf}{kT} - 1\right)^{-1}, \qquad (1.67)$$

где $k = 1{,}38\cdot10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура сопротивления R; $f = \omega/2\pi$; $h = 6{,}62\cdot10^{-34}$ Дж/с — постоянная Планка. В области частот, для которых справедливо неравенство $hf/kT \ll 1$, из (1.67) следует, что спектральную плотность можно считать постоянной. Ее величина определяется формулой Найквиста [114]:

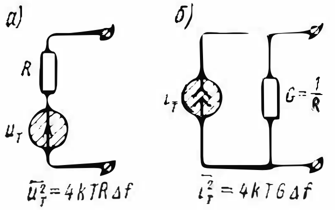


Рис. 1.4. Эквивалентные схемы активного сопротивления с источником теплового шума, отображаемым источником э. д. с. u_T (а) и тока i_T (б).

$$S_{u,T}(\omega) = 4kTR. \qquad (1.68)$$

Итак, для реального теплового шума в определенной области частот справедлива аппроксимация белым шумом со спектром квадрата шумовой э. д. с. (1.68).

Верхнюю частоту этой области f_{max} можно найти из условия $[S_{u\,T}(0) - S_{u\,T}(2\pi f_{max})] \approx 0{,}1 S_{u\,T}(0)$, из которого $hf_{max}/kT \approx 0{,}2$. Тогда при $T = 300$ К получим $f_{max} = 6{,}25\cdot10^{12}$ Гц. Таким образом, для всех частот радиодиапазона аппроксимация спектра теплового шума формулой Найквиста (1.68) оказывается весьма точной.

Тепловой шум характеризуют э. д. с $u_T(t)$ рис. 1.4,а) или током $i_T(t)$ (рис. 1.4,б). Очевидно, что

$$i_T = \frac{1}{R}\,u_T = Gu_T,$$

и для спектра $S_{i\,T}(\omega)$ из (1.68) получаем выражение

$$S_{i\,T}(\omega) = 4kT\,\frac{1}{R} = 4kTG. \qquad (1.69)$$

Заметим, что спектральная плотность теплового шума не зависит от тока через R, если само сопротивление и его температура не зависят от тока. Так обстоит дело, если средняя скорость дрейфа носителей электрического заряда мала по сравнению со скоростью их теплового движения, т. е. состояние системы, через которую протекает электрический ток, близко к термодинамическому равновесию.

Дробовой шум. Пусть ток через некоторое устройство образован потоком независимо движущихся носителей заряда, как, например, в вакуумном диоде в режиме насыщения по току. Тогда пролет каждого носителя вызывает импульс тока Δi во внешней цепи. Ток через диод представляет собой последовательность импульсов. Если отдельные импульсы возникают независимо и случайно со средней частотой $\bar{n}$ импульсов в секунду, то вероятность того, что за секунду протекает ровно n импульсов тока, определяется законом распределения Пуассона

$$P(n) = (\bar{n})^n \exp(-\bar{n})/n!.$$

Из-за дискретности носителей возникают флуктуации i_n тока относительно среднего значения I_0. Шумовой ток i_n называют дробовым.

Пусть каждому импульсу тока соответствует заряд $q = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Delta i(t)\, dt$. Тогда среднее значение тока, образованного этими импульсами, равно $I_0 = q\bar{n}$. Из теоремы Карсона [1] следует, что спектр флуктуаций тока, образованного последовательностью независимых импульсов,

$$S_{i\,n}(\omega) = 2\bar{n}\,|s_i(\mathrm{j}\omega)|^2,$$

где

$$s_i(\mathrm{j}\omega) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Delta i(t)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\, dt$$

— спектр элементарного импульса. Вводя нормированный спектр

$$s^0_i(\mathrm{j}\omega) = s_i(\mathrm{j}\omega)/s_i(0)$$

и учитывая, что $s_i(0) = q$ и $q\bar{n} = I_0$, можем записать

$$S_{i\,n}(\omega) = 2qI_0\,|s^0_i(\mathrm{j}\omega)|^2. \qquad (1.70)$$

Шумовой ток такого происхождения наблюдается не только в вакуумном диоде, но и в p—n-переходе, сопровождая потоки носителей каждого знака.

Оценим ширину спектра дробового шума, образуемого при пролете носителей через p—n-переход шириной $d = 1$ мкм со скоростью $v = 10^7$ см/с. Пусть каждый носитель движется с постоянной скоростью. Тогда он создает прямоугольный импульс тока длительностью $\tau=(d/v)=10^{-11}$ с. При этом $|s^0{}_i(j\omega)|=(\sin^2 0{,}5\omega\tau)/(0{,}5\omega\tau)^2$. Спад такой спектральной плотности на 10% по сравнению с ее значением при $f=0$ происходит на частоте $f_{max}=1/(2\pi\tau)$. В данном примере $f_{max}=1{,}6\cdot10^{10}$ Гц. Таким образом, граничная частота дробового шума типичного p—n-перехода лежит в сантиметровом диапазоне волн или выше.

Для анализа устройств, полоса (или рабочая частота) которых существенно меньше f_{max}, можно упростить формулу (1.70), положив $|s^0{}_i(\omega)|^2=1$. Такой замене со-

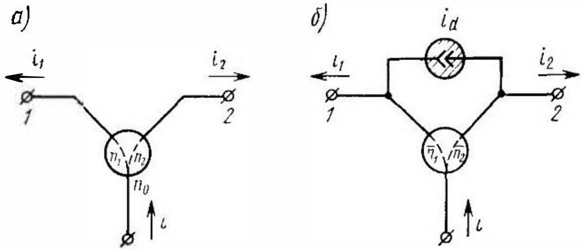


Рис. 1.5. Условное изображение элемента со случайным распределением тока (*а*) и схема его с эквивалентным источником шумового тока (*б*).

ответствует аппроксимация реального дробового тока $i_n(t)$ белым шумом со спектральной плотностью

$$S_{i\,n}(\omega)=2qI_0. \qquad (1.71)$$

Если пролет каждого электрона меняет условия движения остальных, то импульсы тока уже не будут независимыми. Например, при наличии пространственного заряда вблизи катода вакуумного диода флуктуационное увеличение тока в момент t увеличивает пространственный заряд и уменьшает вероятность прохождения носителей через область заряда. В этом случае говорят о подавлении (депрессии) флуктуаций тока пространственным зарядом [118], которое учитывают, вводя коэффициент депрессии $\Gamma^2<1$. В этом случае

$$S_{i\,n}(\omega)=2qI_0\Gamma^2.$$

Шум токораспределения. Один из часто встречающихся в активных элементах источников шума связан со случайным характером распределения тока между двумя цепями. Шум такого происхождения присутствует и в биполярных транзисторах, так как носители, инжектированные из эмиттера, могут с вероятностью λ рекомбинировать в базе, а с вероятностью $1-\lambda$ достигать коллектора. Рассмотрим элемент, показанный на рис. 1.5,*а*, в котором происходит случайное распределение тока i между цепями *1* и *2*. В цепь *1* за единицу времени попадает n_1 носителей заряда. Если всего в область распределения за то же время поступает n_0 носителей, то в цепь *2* проходит $n_2=n_0-n_1$ носителей. Поскольку число n_1 не может быть больше n_0, закон распределения числа импульсов тока в цепи *1* за единицу времени при независимом распределении носителей между цепями является биномиальным [1] с вероятностью того, что в цепь *1* за единицу времени проходит n_1 импульсов,

$$P_n(n_1)=\frac{n_0!}{n_1!\,(n_0-n_1)!}\,\lambda^{n_1}(1-\lambda)^{n_0-n_1}.$$

В этом случае

$$\overline{n}_1=\lambda n_0,\quad \overline{n}_2=(1-\lambda)\,n_0.$$

Для дисперсии числа импульсов в цепи *1* имеем

$$\sigma^2_{n_1}=\overline{n^2}_1-(\overline{n}_1)^2=\lambda\,(1-\lambda)\,n_0.$$

Если прохождение каждого импульса тока связано с переносом заряда q, то спектральную плотность шумового тока распределения i_d можно записать в виде

$$S_{i\,d}(\omega)=2\,(1-\lambda)\,\lambda n_0 q^2\,|s^0{}_i\,(j\omega)|^2=$$
$$=(1-\lambda)\,2qI_0^{(1)}\,|s^0{}_i\,(j\omega)|^2. \qquad (1.72)$$

Здесь $I_0^{(1)}=\lambda n_0 q$ — ток в цепи *1*, а $s^0{}_i\,(j\omega)$ — нормированный спектр импульса тока.

Если $\lambda\to 0$, а $n_0\to\infty$, так что $\overline{n}_1=\lambda n_0=\mathrm{const}$ и $I_0^{(1)}=$ $=\mathrm{const}$, то спектр шума токораспределения совпадает со спектром дробового шума. В цепи *2* протекает шумовой ток с такой же спектральной плотностью, но противоположного направления. Поэтому на эквивалентной схеме прибор со случайным распределением токов между цепями *1* и *2* можно заменить прибором с детерминированным распределением ($\overline{n}_1$ в цепь *1* и $\overline{n}_2$ в цепь *2*) и источником шумового тока i_d со спектральной плотностью (1.72) (рис. 1.5,*б*). Если импульсы тока, связан-ного с движением носителей в неравновесной области, имеют такую же длительность, как в рассмотренном случае дробового шума, то в том же диапазоне частот (т. е. до сантиметровых волн) спектральную плотность (1.72) шумового тока распределения i_d можно считать постоянной, т. е. сам шум — белым [118]. В этой области частот

$$S_{i\,d}(\omega) = (1-\lambda)\,2qI_0^{(1)}\,. \qquad (1.73)$$

Совместное действие дробовых флуктуаций тока и шума токораспределения в активном элементе. При анализе шума токораспределения предполагалось, что флук-

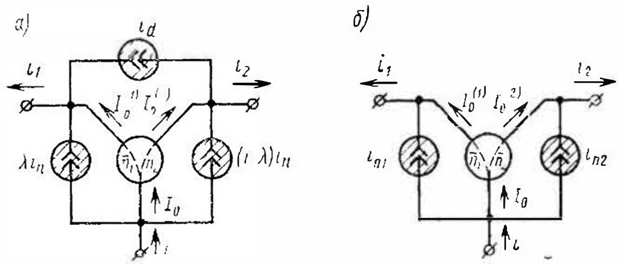


Рис 1.6. Исходная (*а*) и преобразованная (*б*) эквивалентные схемы замещения элемента с дробовыми флуктуациями суммарного тока и шумом токораспределения.

туации суммарного числа носителей зарядов, протекающих через обе цепи, отсутствуют. Однако в реальных устройствах это число флуктуирует. Представляет интерес определить шумовые составляющие токов в цепях *1* и *2* схемы рис. 1.5,*а* в случае, когда суммарный ток содержит полный дробовой шум i_n. На основании теоремы Буржесса о дисперсии [1, 119] можно получить выражения для спектров токов в цепях *1* и *2*, соответствующие следующему представлению токов i_{n1} и i_{n2}:

$$i_{n1} = \lambda i_n + i_d, \quad i_{n2} = (1-\lambda)\,i_n - i_d. \qquad (1.74)$$

Это означает, что дробовая шумовая составляющая суммарного тока делится на две полностью коррелированные составляющие, пропорциональные средним значениям коэффициентов токораспределения λ и $1-\lambda$. К этим токам добавлен шум токораспределения. Такая модель нешумящего устройства с вынесенными источниками шумовых токов показана на рис. 1.6,*а*.

Используя соотношения (1.71), (1.73) и равенства $I_0^{(1)} = \lambda I_0$, $I_0^{(2)} = (1 - \lambda) I_0$, а также учитывая отсутствие корреляции между $i_n(t)$ и $i_d(t)$, спектральные плотности токов i_{n1} и i_{n2} можно записать следующим образом:

$$S_{i\,n1}(\omega) = \lambda^2 2qI_0 + (1 - \lambda)\,\lambda 2qI_0 = 2qI_0^{(1)}, \quad (1.75)$$

$$S_{i\,n2}(\omega) = (1 - \lambda)^2\, 2qI_0 + (1 - \lambda)\,\lambda 2qI_0 = 2qI_0^{(2)}, \quad (1.76)$$

$$S_{i\,n1n2}(\omega) = \lambda(1 - \lambda)\, 2qI_0 - \lambda(1 - \lambda)\, 2qI_0 = 0. \quad (1.77)$$

Из (1.75)—(1.77) следует, что при наличии полных дробовых флуктуаций суммарного тока и шума случайного токораспределения шумовые составляющие токов в цепях *1* и *2* обладают спектром полных дробовых шумовых токов, причем эти шумовые токи некоррелированы между собой. Таким образом, схеме рис. 1.6,*а* оказывается эквивалентной схема рис. 1.6,*б*, содержащая два некоррелированных дробовых шумовых тока i_{n1} и i_{n2} со спектрами (1.75) и (1.76). Этот вывод важен для понимания шумовых эквивалентных схем биполярного транзистора, и в частности, схемы Джиаколетто в области низких частот.

Шум типа $1/f$. В большинстве активных элементов (и в частности, полупроводниковых) на низких частотах наблюдается шум, спектральная плотность которого изменяется примерно обратно пропорционально частоте. Существует много физических механизмов, позволяющих объяснить такой характер спектра шума [25]. Согласно наиболее ранней модели Мак-Уэртера [1, 120] флуктуации тока в полупроводниковой нити вызваны захватом части носителей «глубоко лежащими ловушками», расположенными не в объеме нити или на ее поверхности, а, например, в окисном слое вблизи поверхности.

В простейшем случае, если в образце имеется один тип ловушек, среднее число которых равно n_t, а характеризующие их вероятности захвата и освобождения носителя за время Δt одинаковы и равны $p'_t \Delta t$, случайная составляющая тока через образец представляет собой сумму последовательностей прямоугольных импульсов с амплитудой Δi_t, моменты начала и окончания которых случайны. Число импульсов в единицу времени подчинено распределению Пуассона, а средняя длительность $\tau_t = 1/p'_t$. Такая элементарная последовательность импульсов представляет собой обобщенный телеграфный сигнал. Его спектр известен [114]

$$S_{\Delta i}(\omega) = \frac{\Delta i^2{}_t \tau_t}{1 + \omega^2 \tau^2{}_t}.$$

Если n_t ловушек с постоянной времени τ_t действуют независимо, то спектральная плотность полного шумового тока, вызванного ими, равна сумме элементарных спектральных плотностей

$$S_i(\omega, \tau_t) = n_t \frac{\Delta i^2{}_t \tau_t}{1 + \omega^2 \tau^2{}_t}.$$

Таким образом, один тип ловушек с характеристическим временем τ_t приводит к спектру флуктуаций тока, практически постоянному при $\omega < 1/2\tau_t$ и убывающему как $1/\omega^2$ при $\omega > 2/\tau_t$. По форме этот спектр подобен спектру тока (1.58), сформированного из белого шума RC-цепочкой. Если предположить, далее, что у поверхности образца действуют ловушки с распределением характеристических времен вида $n'_t(\tau_t)$ в интервале $\tau_{t1} \leqslant \tau_t \leqslant \tau_{t2}$, причем значениям τ_t в интервале $(\tau_t, \tau_t + \Delta\tau_t)$ соответствует $n'_t(\tau_t)\Delta\tau_t$ ловушек, то полная спектральная плотность шумового тока, являющегося суммой шумовых токов, генерируемых всеми ловушками, находится по очевидной формуле

$$S_{i\,f}(\omega) = \int\limits_{\tau_{t1}}^{\tau_{t2}} \frac{\Delta i^2{}_t \tau_t}{1 + \omega^2 \tau^2{}_t} n'_t(\tau_t)\, d\tau_t. \qquad (1.78)$$

При равномерном распределении ловушек по толщине приповерхностного слоя, через который должен пройти носитель, чтобы попасть в ловушку, зависимость $n'_t(\tau_t)$ имеет вид

$$n'_t(\tau_t) = \frac{n_t}{\tau_t \ln(\tau_{t2}/\tau_{t1})}. \qquad (1.79)$$

В самом деле, если обмен «полупроводник — ловушка» происходит за счет туннельного эффекта [120], то вероятность $p'_t \Delta t$ попадания в ловушку зависит от расстояния d между ловушкой и поверхностью следующим образом:

$$p'_t \Delta t = p_{t_1} \exp(-\alpha d) \Delta t,$$

где α — постоянная, зависящая от формы и высоты потенциального барьера между полупроводником и ловушкой. Соответственно зависимость τ_t от d имеет вид

$$\tau_t = \tau_{t1} \exp \alpha d.$$

Пусть плотность залегания ловушек постоянна по толщине слоя в области $0 < d < d_{max}$, т. е.

$$n'_t(d) \Delta d = n_t \Delta d / d_{max}.$$

Из зависимости $\tau_t(d)$ находим

$$d = \alpha^{-1} \ln(\tau_t / \tau_{t_1}).$$

Следовательно, $\Delta d = \alpha^{-1} \Delta\tau_t / \tau_t$. Учитывая, что $\tau_{t2} = \tau_{t_1} e^{\alpha d_{max}}$, из условия

$$n'_t(\tau_t) \Delta\tau_t = n'_t(d) \Delta d = \frac{n_t}{\alpha d_{max}} \frac{\Delta\tau_t}{\tau_t}$$

находим плотность распределения ловушек по параметру τ_t, представляемую формулой (1.79).

Подставляя (1.79) в (1.78) и интегрируя, получаем

$$S_{if}(\omega) = \frac{\Delta i^2_t n_t}{\ln(\tau_{t2}/\tau_{t_1})} \frac{\operatorname{arctg} \omega\tau_{t2} - \operatorname{arctg} \omega\tau_{t_1}}{\omega}. \qquad (1.80)$$

Эта спектральная плотность в интервале $(3/\tau_{t_2}) < \omega < (1/3\tau_{t_1})$ с точностью не хуже 20% аппроксимируется законом

$$\frac{\pi}{2} \frac{\Delta i^2_t n_t}{\ln(\tau_{t2}/\tau_{t1})} \Big/ \omega,$$

т. е. соответствующий такому распределению ловушек шум в указанной области частот, действительно, является шумом типа $1/f$. Количественные оценки показали [1], что при реальной толщине поверхностной окисной пленки таким образом можно объяснить закон $1/f$ вплоть до частот порядка сотых долей герца.

Величина Δi^2_t зависит от механизма влияния захваченного носителя на количество носителей, обеспечивающих прохождение тока. Более подробные исследования ловушек, дающих основной вклад в этот шум, показали, что основную роль играют ловушки, расположенные на уровне Ферми и вблизи него [1]. Эти исследования позволяют связать первый сомножитель в (1.80) с физическими характеристиками и геометрической формой пассивных и активных элементов, в которых наблюдается шум типа $1/f$. На практике при аппроксимации спектра шумового тока функцией

$$S_{if}(\omega)=S_{if}(1)/\omega \tag{1.81}$$

спектральную плотность на единичной частоте $S_{if}(1)$ определяют экстраполяцией экспериментальных данных.

Кроме шумов, перечисленных выше, известны шумы генерации-рекомбинации носителей в полупроводниках [1], «взрывной» шум в некоторых планарных транзисторах [1, 121], шумы лавинного умножения носителей (если оно имеет место в приборе) [122] и др. Мы ограничимся обсуждением лишь описанных выше источников шумов, поскольку именно шумы этих видов будут рассматриваться в следующих главах.

1.8. ШУМЫ ДВУХПОЛЮСНИКОВ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для того, чтобы характеризовать шумовые свойства двухполюсника, состоящего из активных и реактивных сопротивлений, проще всего ввести эквивалентные генераторы шума. Если в расчетах пользуются комплексной проводимостью двухполюсника $Y=G+jB$, то для описания шумовых свойств удобно вводить шумовой ток короткого замыкания (рис. 1.7*а*). Спектральная плотность этого тока $S_i(\omega)$ зависит от частоты $f=\omega/2\pi$.

Для описания преобразований шумов часто применяют шумовой ток $\sqrt{\overline{i^2}}=i_{\Delta f}(j\omega)$ в узкой полосе Δf в окрестности частоты f, который однозначно связан со случайным спектром $i(j\omega)$. Его определение аналогично определению $\sqrt{\overline{u^2}}=u_{\Delta f}(j\omega)$ (1.21), а средний квадрат равен

$$\overline{i^2}=S_i(\omega)\,\Delta f.$$

Опасаться путаницы $\overline{u^2}$ и $\overline{i^2}$ с полными средними квадратами этих величин не следует, так как множитель Δf справа однозначно указывает, в какой полосе рассматривается шум. Полоса Δf является узкой в том смысле, что изменением $S_i(2\pi f)$ в ее пределах можно пренебречь.

На рис. 1.7,*б* показан другой вариант эквивалентной схемы шумящего двухполюсника. Эта схема содержит внутреннее сопротивление $Z=Y^{-1}=R+jX$ и источник шумовой э. д. с. холостого хода $\sqrt{\overline{u^2}}=u_{\Delta f}(j\omega)$. Э. д. с. $u_{\Delta f}(j\omega)$ можно по теореме Тевенина выразить через ток $i_{\Delta f}(j\omega)$:

$$u_{\Delta f}(j\omega)=Z(j\omega)\,i_{\Delta f}(j\omega), \tag{1.82}$$

так что

$$\overline{u^2}=|Z|^2\,\overline{i^2}. \tag{1.83}$$

Отметим, что если вся цепь находится в состоянии термодинамического равновесия и в ней генерируется только тепловой шум, соответствующий одинаковой температуре T всех элементов, то спектральные плотности шумовых тока и э. д. с. на частоте ω в точности равны тепловым шумам соответственно активной части проводимости G и активной слагающей сопротивления R [118]:

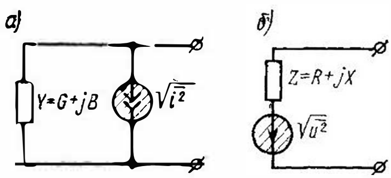


Рис. 1.7. Эквивалентные схемы шумящих двухполюсников с источниками шумового тока (*а*) и шумовой э. д. с. (*б*).

$$\overline{i^2}_T=4kTG(\omega)\,\Delta f, \tag{1.84}$$

$$\overline{u^2}_T=4kTR(\omega)\,\Delta f. \tag{1.85}$$

Поскольку

$$G(\omega)=R(\omega)/|Z(j\omega)|^2, \tag{1.86}$$

эти выражения очевидным образом согласуются с (1.83).

Если шумы двухполюсника отличаются от тепловых или даже являются тепловыми, но соответствуют температуре, отличной от T_0, шумовые ток и э. д. с. в ряде случаев оказывается удобным представлять в форме, подобной (1.84), (1.85). Для этого вводят *эквивалентную шумовую проводимость* G_n *или эквивалентное шумовое* *сопротивление* R_n двухполюсника при температуре $T_0 = 290°K$, определяемые равенствами

$$\overline{i^2} = 4kT_0 G_n \Delta f, \tag{1.87}$$

$$\overline{u^2} = 4kT_0 R_n \Delta f. \tag{1.88}$$

В общем случае G_n и R_n зависят от частоты, на которой измеряются шумы, причем из (1.87), (1.88), (1.83) следует, что

$$R_n = G_n |Z|^2. \tag{1.89}$$

Отношение G_n/G показывает, во сколько раз средний квадрат шумового тока $\overline{i^2}$ превосходит $\overline{i^2}_T$ для двухполюсника с такой же проводимостью, но генерирующего только тепловой шум, соответствующий температуре T_0. Смысл отношения R_n/R аналогичен, а из (1.86), (1.89) следует, что оно равно G_n/G. Оба отношения можно определить экспериментально методом замещения.

В некоторых случаях для представления реального шума в форме, подобной (1.84), (1.85), удобнее сохранить истинные значения G и R, но использовать понятие *«шумовой температуры»* T_n. Она определяется соотношениями:

$$\overline{i^2} = 4kT_n G \Delta f, \tag{1.90}$$

$$\overline{u^2} = 4kT_n R \Delta f. \tag{1.91}$$

Сравнивая (1.87) с (1.90) и (1.88) с (1.91), видим, что

$$T_n = \frac{G_n}{G} T_0 = \frac{R_n}{R} T_0.$$

Понятие шумовой температуры двухполюсника особенно удобно, если его шумы имеют тепловую природу, но внутренняя температура (или температура отдельных элементов) отличается от T_0.

1.9. ШУМЫ ТРЕХПОЛЮСНИКОВ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Двухполюсники характеризовались одним комплексным параметром (сопротивлением или проводимостью) и соответственно одним источником шума. Линейный (точнее линеаризованный вблизи рабочей точки) трехполюсник *), такой как биполярный транзистор или полевой транзистор, характеризуется набором четырех параметров.

Рассмотрим сначала методику формального описания шумов трехполюсника (рис. 1.8,*а*) при помощи эквивалентных генераторов. Ограничимся случаем использова-

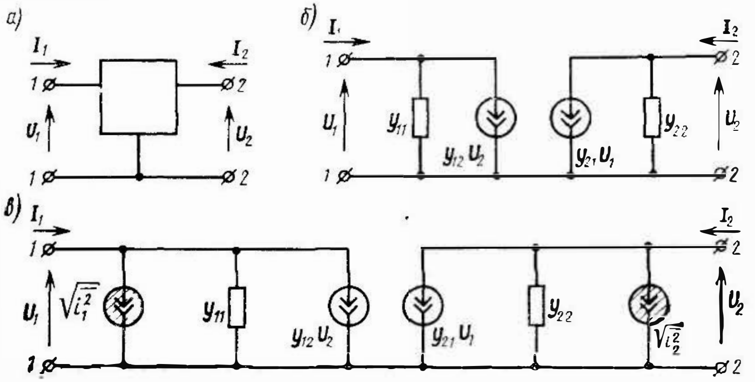


Рис. 1.8. Эквивалентные схемы трехполюсника:
а — общая; *б* — без источников шума, *в* — с источниками шумовых токов.

ния системы *y*-параметров. При употреблении других систем параметров рассуждения аналогичны. Обозначим комплексные амплитуды входных тока и напряжения $\mathbf{I}_1$, $\mathbf{U}_1$, а выходных $\mathbf{I}_2$, $\mathbf{U}_2$. Тогда в системе *y*-параметров трехполюсник рис. 1.8,*а* описывается уравнениями

$$\mathbf{I}_1 = \mathbf{y}_{11}\mathbf{U}_1 + \mathbf{y}_{12}\mathbf{U}_2, \tag{1.92}$$

$$\mathbf{I}_2 = \mathbf{y}_{21}\mathbf{U}_1 + \mathbf{y}_{22}\mathbf{U}_2. \tag{1.93}$$

Им соответствует общая эквивалентная схема рис. 1.8,*б*. Она содержит входную и выходную проводимости короткого замыкания $\mathbf{y}_{11}$ и $\mathbf{y}_{22}$ и два управляемых генератора тока $\mathbf{y}_{12}\mathbf{U}_2$ и $\mathbf{y}_{21}\mathbf{U}_1$. Шум каждого из двухполюсников, входящих в схему рис. 1.8,*б*, отображается генератором тока.

Поскольку две пары генераторов должны быть включены параллельно, достаточно ввести два генератора шу-

*) Материал этого параграфа в равной мере может быть отнесен и к четырехполюсникам.

мовых токов $i_{1\Delta f}(j\omega)=\sqrt{\overline{i^2}_1}$ и $i_{2\Delta f}(j\omega)=\sqrt{\overline{i^2}_2}$, показанные на рис. 1.8,*в*. Эти токи могут быть рассчитаны в реальной схеме как шумовые токи короткого замыкания на входе и выходе.

Для описания шумов линейного стационарного трехполюсника нужно знать спектры $S_{i\,1}(\omega)$, $S_{i\,2}(\omega)$ шумовых токов i_1 и i_2 и их взаимный спектр $S_{i\,12}(\omega)$. Тогда

$$\overline{i^2}_1=S_{i\,1}(\omega)\,\Delta f, \tag{1.94}$$

$$\overline{i^2}_2=S_{i\,2}(\omega)\,\Delta f, \tag{1.95}$$

$$\overline{i_{1\Delta f}(j\omega)\,i_{2\Delta f}(-j\omega)}=\overline{i_1 i^*_2}=S_{i\,12}(\omega)\,\Delta f. \tag{1.96}$$

Поскольку взаимная спектральная плотность $S_{i\,12}(\omega)$ является комплексной, спектральные характеристики шумов трехполюсника на частоте ω описываются четырьмя параметрами шумовых токов $\sqrt{\overline{i^2}_1}$, $\sqrt{\overline{i^2}_2}$. В качестве характеристик токов $\sqrt{\overline{i^2}_1}$ и $\sqrt{\overline{i^2}_2}$ можно использовать шумовые проводимости G_{n1}, G_{n2} и взаимную шумовую проводимость $\mathbf{Y}_{n\,12}$, определяемые равенствами:

$$\overline{i^2}_1=4kTG_{n1}\Delta f, \tag{1.97}$$

$$\overline{i^2}_2=4kTG_{n2}\Delta f, \tag{1.98}$$

$$\overline{i_1 i^*_2}=4kT\mathbf{Y}_{n\,12}\Delta f. \tag{1.99}$$

Сопоставляя (1.94)—(1.96) с (1.97)—(1.99), легко найти G_{n1}, G_{n2}, $\mathbf{Y}_{n\,12}$ по измеренным спектральным характеристикам $S_{i\,1}(\omega)$, $S_{i\,2}(\omega)$, $S_{i\,12}(\omega)$.

Наряду с представлением шумов трехполюсника двумя источниками тока, включенными на входе и выходе, часто оказывается удобным привести все источники шума ко входу. Для этого можно представить шумовой ток на выходе $i_{2\Delta f}(j\omega)$ как результат действия некоторой, аддитивной с входным напряжением $\mathbf{U}_1$ шумовой э. д. с. $u_1(j\omega)$, которая определяется соотношением

$$\sqrt{\overline{u^2}_{12}}=u_{12\Delta f}(j\omega)=i_{2\Delta f}(j\omega)/\mathbf{y}_{21}. \tag{1.100}$$

Эту э. д. с. следует включить, как показано на рис. 1.9,*а*, и считать, что генератор тока на выходе управляется напряжением

$$\mathbf{U}_{1'} = \mathbf{U}_1 + u_{12\Delta f}(j\omega). \qquad (1.101)$$

При расчетах шумового напряжения $\mathbf{U}_{1'}$ можно учесть реакцию выходной цепи на вход, отображаемую

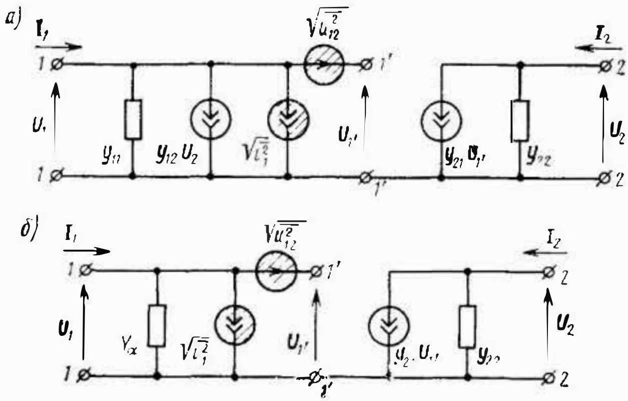


Рис. 1.9. Эквивалентные схемы трехполюсника с пересчитанной ко входу шумовой э. д. с.

источником тока $\mathbf{y}_{12}\mathbf{U}_2$, заменой входной проводимости $\mathbf{y}_{11}$ на $\mathbf{Y}_\alpha$, как показано на рис. 1.9,*б*:

$$\mathbf{Y}_\alpha = \mathbf{y}_{11} + \frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1}\mathbf{y}_{12}.$$

В качестве характеристики $u_{12\Delta f}(j\omega)$ можно использовать шумовое сопротивление, определив его соотношением:

$$\overline{u^2}_{12} = 4kTR_n\Delta f. \qquad (1.102)$$

Из (1.98), (1.100) и (1.102) видно, что

$$R_n = G_{n2}/|\mathbf{y}_{21}|^2. \qquad (1.103)$$

Взаимную спектральную плотность и соответствующее ей среднее значение $\overline{i_1u^*_{12}}$ находим из (1.99), (1.100)

$$\overline{i_1u^*_{12}} = 4kT\mathbf{Y}_{n,12}/\mathbf{y}^*_{21}. \qquad (1.104)$$

В некоторых случаях удобно вводить относительную величину

$$\gamma = \frac{\overline{i_1 u^*_{12}}}{\sqrt{\overline{i^2_1}\;\overline{u^2_{12}}}} = \frac{Y_{n,12}}{\sqrt{G_{n1} G_{n2}}} \frac{|y_{21}|}{y^*_{21}} = \alpha + j\beta. \qquad (1.105)$$

Соотношения (1.97), (1.102)—(1.104) полностью определяют спектральные характеристики источников шума на эквивалентной схеме рис. 1.9.

Спектральные характеристики эквивалентных источников шума можно находить не только экспериментально, но и расчетным путем, пользуясь физической эквивалентной схемой прибора, содержащей источники его внутренних шумов. Следует отметить, что определенные выше эквивалентные шумовые токи и напряжения будут различны для разных способов включения одного и того же прибора, и при сопоставлении шумовых свойств различных схем надо проделывать расчеты для каждой из них. Кроме того, эти характеристики не позволяют быстро оценить качество трехполюсника как устройства для усиления (или преобразования) слабых сигналов и сопоставлять его с другими. Для такой оценки трехполюсника удобно использовать его коэффициент шума.

1.10. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА УСИЛИТЕЛЬНОГО КАСКАДА

В литературе [1, 26, 123] широко используется характеристика шумов усилительного каскада, называемая коэффициентом шума F. Он показывает, во сколько раз изменяется отношение шум/сигнал при прохождении сигнала через усилительное устройство, если источник сигнала обладает только тепловым шумом его внутреннего сопротивления R_s. Минимально достижимое значение F является важной характеристикой шумов трехполюсника, на котором выполнен усилитель.

Пусть на входе усилителя на произвольном трехполюснике (рис. 1.10) действует источник сигнала с частотой f_s, комплексной амплитудой тока короткого замыкания $\mathbf{I}_s$ и внутренней проводимостью $\mathbf{Y}_s(j\omega)$. Эта проводимость обладает тепловым шумом, характеризуемым током $\sqrt{\overline{i^2_{sT}}}$.

Сигнал считается малым, так что его влиянием на шум усилителя можно пренебречь, а усилитель полагать линейным по сигналу и шуму.

Пусть коэффициент усиления каскада по мощности равен A_P.

Тогда мощность сигнала на выходе

$$P_{s\beta} = A_p P_{s\alpha},$$

а мощность шума

$$P_{n\beta} = A_p P_{n\alpha\, T} + P_{nA}, \tag{1.106}$$

где P_{nA} — мощность собственных шумов, вносимых трехполюсником и его нагрузкой.

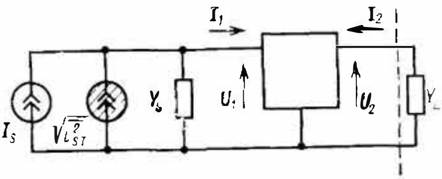


Рис. 1.10. Эквивалентная схема усилительного каскада на трехполюснике общего вида

Если собственные шумы усилителя отсутствуют, то отношение мощности теплового шума на его входе $P_{n\alpha\, T}$ к мощности сигнала $P_{s\alpha}$ не зависит от входной проводимости $\mathbf{Y}_\alpha$.

Коэффициентом шума усилительного каскада называют отношение

$$F = \frac{P_{n\beta}/P_{s\beta}}{P_{n\alpha\, T}/P_{s\alpha}} = \frac{P_{n\beta}}{A_P P_{n\alpha\, T}}. \tag{1.107a}$$

В знаменателе (1.107a) стоит мощность теплового шума источника сигнала, усиленного идеальным (нешумящим) усилителем. Полную мощность выходного шума можно представить в виде (1.106). Тогда формула для коэффициента шума примет вид:

$$F = 1 + \frac{P_{nA}}{A_P P_{n\alpha,\, T}}. \tag{1.107б}$$

Поскольку выходной ток трехполюсника рис. 1.9,б пропорционален управляющему напряжению $\mathbf{U}_1$, между точками 1,1′, последнее слагаемое в (1.107б) равно отношению средних квадратов эквивалентного напряжения собственных шумов между этими точками $\overline{u^2_{1'A}}$ и напряжения, вызванного тепловым шумом источника сигнала $\overline{u^2_{1'T}}$,

$$F = 1 + \overline{u^2_{1'A}} / \overline{u^2_{1'T}} \, . \qquad (1.108)$$

Средние квадраты напряжений $\overline{u^2_{1'A}}$ и $\overline{u^2_{1'T}}$ в полосе Δf зависят от частоты, на которой они определяются. Поэтому коэффициент шума также является функцией частоты: $F(f)$. По нему можно рассчитать *средний коэффициент шума* $\overline{F}$ для полосы $f_1 \ldots f_2$, определяемый формулой [1]:

$$\overline{F} = \frac{1}{f_2 - f_1} \int\limits_{f_1}^{f_2} F(f)\, df.$$

Далее, за исключением особо оговоренных случаев, будет иметься в виду коэффициент шума на частоте f (точнее в узкой полосе вблизи f).

Покажем, как найти F для каскада рис. 1.10, пользуясь (1.108) и шумовой эквивалентной схемой входной цепи трехполюсника рис. 1.9,*б*. Дополнив в соответствии с рис. 1.10 эту эквивалентную схему внутренней проводимостью источника сигнала и источником ее теплового шума, получим схему входной цепи, показанную на

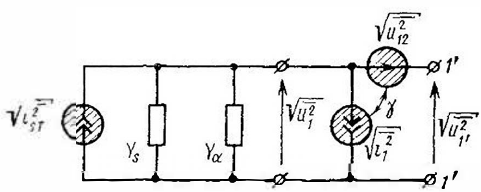


Рис. 1.11. Эквивалентная схема входной цепи для расчета коэффициента шума усилительного каскада рис. 1.10.

рис. 1.11. Непосредственно из этой схемы для теплового шума на зажимах (1,1′) следует

$$u_{1'T}(\mathrm{j}\omega) = \frac{i_{sT}(\mathrm{j}\omega)}{\mathbf{Y}_s + \mathbf{Y}_\alpha},$$

а для собственного шумового напряжения в этих же точках

$$u_{1'A}(\mathrm{j}\omega) = u_{12}(\mathrm{j}\omega) + \frac{i_1(\mathrm{j}\omega)}{\mathbf{Y}_s + \mathbf{Y}_\alpha} \, .$$

Таким образом,

$$F = 1 + \frac{\overline{[i_1 + (Y_s + Y_\alpha) u_{12}] [i^*_1 + (Y^*_s + Y^*_\alpha) u^*_{12}]}}{\overline{i^2_{sT}}}.$$

Используя (1.97), (1.102), (1.105) и учитывая, что

$$\overline{i^2_{sT}} = 4kTG_s\Delta f,$$

получаем

$$F = 1 + \frac{G_n}{G_s} + \frac{(G_s + G_\alpha)^2}{G_s} R_n + \frac{(B_s + B_\alpha)^2}{G_s} R_n +$$
$$+ 2\alpha \frac{G_s + G_\alpha}{G_s} \sqrt{R_n G_n} + 2\beta \frac{B_s + B_\alpha}{G_s} \sqrt{R_n G_n}. \qquad (1.109)$$

Здесь для сокращения записи принято $G_{n1} = G_n$. Таким образом, коэффициент шума схемы рис. 1.11 является функцией не только шумовых параметров трехполюсника, но и проводимостей G_s, B_s и G_α, B_α.

Из (1.109) видно, что надлежащим выбором величин G_s и B_s (т. е. внутренней проводимости источника) можно минимизировать F. Если варьировать B_s при неизменном G_s, то частный минимум $F_{\min B}$ получается при

$$B_{s0} = -B_\alpha - \beta\sqrt{G_n/R_n}. \qquad (1.110)$$

Из (1.109) при условии (1.110) получим

$$F_{\min B} = 1 + 2G_\alpha R_n + 2\alpha\sqrt{R_n G_n} +$$
$$+ \frac{(1-\beta^2)\, G_n + G^2_\alpha R_n + 2\alpha G_\alpha \sqrt{R_n G_n}}{G_s} + R_n G_s. \qquad (1.111)$$

Дифференцируя (1.111), находим значение G_{s0}, соответствующее наименьшему значению $F_{\min B}$,

$$G_{s0} = \sqrt{(1-\beta^2)\, G_n/R_n + G^2_\alpha + 2\alpha G_\alpha \sqrt{G_n/R_n}} \qquad (1.112)$$

При такой величине G_s

$$F_{\min} = 1 + 2\alpha\sqrt{R_n G_n} + 2G_\alpha R_n +$$
$$+ 2\sqrt{(1-\beta^2) R_n G_n + 2\alpha G_\alpha R_n \sqrt{R_n G_n} + G^2_\alpha R^2_n}. \qquad (1.113)$$

Из условий минимизации F (1.110), (1.112) и формулы для $F_{\min}$ вытекает ряд интересных выводов.

Условия оптимизации по шуму только в том случае совпадают с условиями максимальной передачи мощности сигнала

$$B_s = -B_\alpha, \tag{1.114}$$

$$G_s = G_\alpha, \tag{1.115}$$

когда $G_n = 0$, т. е. при отсутствии шумового тока короткого замыкания $\sqrt{\overline{i^2_1}}$ во входной цепи

При отсутствии корреляции между $i_1(j\omega)$ и $u_{12}(j\omega)$ условия согласования упрощаются

$$B_{s0} = -B_\alpha, \tag{1.116}$$

$$G_{s0} = \sqrt{G_n/R_n + G^2_\alpha} \tag{1.117}$$

и минимальное значение $F_{\min}$ принимает вид [1]:

$$F_{\min} = 1 + 2G_\alpha R_n + 2\sqrt{R_n G_n + G^2_\alpha R^2_n}. \tag{1.118}$$

В зависимости от знаков α и β оно может быть либо больше, либо меньше $F_{\min}$, определяемого из (1.113).

Наконец, из (1.113) видно, что наличие $G_\alpha > 0$ всегда увеличивает $F_{\min}$. Если трехполюсник таков, что можно считать $G_\alpha = B_\alpha = 0$, выражения (1.110), (1.112) для оптимальных значений G_{s0} и B_{s0} также упрощаются

$$B_{s0} = -\beta\sqrt{G_n/R_n}, \tag{1.119}$$

$$G_{s0} = \sqrt{(1-\beta^2)\,G_n/R_n}. \tag{1.120}$$

Соответственно

$$F_{\min} = 1 + 2\sqrt{R_n G_n}\,(\alpha + \sqrt{1-\beta^2}). \tag{1.121}$$

На практике формулой (1.121) можно пользоваться при $G_\alpha \ll 1/R_n$.

Для оценки критичности минимума коэффициента шума по отношению к отклонениям B_s и G_s от их оптимальных значений выражение для F (1.109) удобно представить в следующей форме

$$F = F_{\min} + \frac{R_n}{G_s}\left[(G_s - G_{s0})^2 + (B_s - B_{s0})^2\right]. \tag{1.122}$$

Минимальное значение коэффициента шума, как видно из (1.113), зависит только от параметров трехполюсника, на котором выполнен усилитель *), и является удобной обобщенной характеристикой шумов трехполюсника в усилительном режиме. По этому параметру удобно сравнивать трехполюсники. При аналогичных усилительных свойствах лучшим является тот, у которого F_{min} ближе к единице.

При практических расчетах и минимизации коэффициента шума можно непосредственно использовать физические шумовые эквивалентные схемы. Важно лишь уметь рассчитывать приведенные управляющие напряжения теплового шума и собственных шумов. После того как они найдены, применяется формула (1.108).

Чтобы выразить коэффициент шума многокаскадного усилителя F через коэффициенты шума F_1, F_2, F_3, ... и коэффициенты усиления по мощности A_{P1}, A_{P2}, ... отдельных каскадов, удобно воспользоваться формулой (1.107). При этом следует уточнить определения входящих в нее величин и несколько преобразовать формулу (1.107б). Для первого каскада рис. 1.10 мощность тепловых шумов проводимости G_s, рассеиваемая на G_α,

$$P_{n\alpha\,T} = \frac{\overline{i^2}_{sT} G_\alpha}{|\mathbf{Y}_s + \mathbf{Y}_\alpha|^2} = \frac{4kTG_sG_\alpha}{(G_s+G_\alpha)^2+(B_s+B_\alpha)^2}\Delta f$$

максимальна при условиях согласования (1.114), (1.115). Это максимальное значение называется *располагаемой (достижимой) мощностью источника*

$$P_{n\alpha\,T0} = \frac{1}{4}\frac{\overline{i^2}_{sT}}{G_\alpha} = kT\Delta f. \qquad (1.123)$$

При отсутствии согласования по мощности $P_{n\alpha,\,T}$ можно выразить через $P_{n\alpha\,T0}$ и коэффициент рассогласования на входе:

$$a_{P1} = \frac{4G_sG_\alpha}{|\mathbf{Y}_s+\mathbf{Y}_\alpha|^2}, \qquad (1.124)$$

т. е. записать

$$P_{n\alpha\,T} = a_{P1}P_{n\alpha\,T0} = a_{P1}kT\Delta f. \qquad (1.125)$$

---

*) Здесь не учитываются шумы нагрузки трехполюсника и зависимость B_{s0} от нагрузки.

Мощность усиленного теплового шума в нагрузке при выходной проводимости трехполюсника $\mathbf{Y}_\beta$ и проводимости нагрузки $\mathbf{Y}_L$ можно выразить через ток i_β, обусловленный входным напряжением $u_{1,T}$ в виде:

$$A_p P_{n\alpha\,T} = \frac{\overline{i^2_\beta}\, G_L}{|\mathbf{Y}_\beta + \mathbf{Y}_L|^2} = \frac{\overline{i^2_\beta}\, G_L}{(G_\beta + G_L)^2 + (B_\beta + B_L)^2}.$$

Максимальная величина $A_p P_{n\alpha,T}$, достигаемая подбором G_L, B_L, получается при условиях согласования $G_L = G_\beta$, $B_L = -B_\beta$ и называется *располагаемой (достижимой) мощностью на выходе* $P_{n\beta\,T0}$:

$$P_{n\beta\,T0} = (A_p P_{n\alpha\,T})_{\max} = \frac{1}{4}\frac{\overline{i^2_\beta}}{G_\beta}.$$

Величину $A_p P_{n\alpha\,T}$ можно выразить через $P_{n\beta\,T0}$ и коэффициент рассогласования на выходе

$$a_{p2} = \frac{4G_L G_\beta}{(G_\beta + G_L)^2 + (B_\beta + B_L)^2}; \tag{1.126}$$

$$A_p P_{n\alpha\,T} = a_{p2} P_{n\beta\,T0}. \tag{1.127}$$

Из (1.125) и (1.127) получим

$$A_p = \frac{a_{p2}}{a_{p1}} \frac{P_{n\beta\,T0}}{P_{n\alpha\,T0}}.$$

Отношение выходной мощности трехполюсника при согласовании по выходу к располагаемой мощности источника называется *номинальным (достижимым) усилением* его по мощности

$$A_a = P_{n\beta\,T0}/P_{n\alpha\,T0}. \tag{1.128}$$

Таким образом

$$A_p = \frac{a_{p2}}{a_{p1}} A_a. \tag{1.129}$$

Подставим (1.125), (1.129) в (1.107б):

$$F = 1 + \frac{P_{nA}/a_{p2}}{A_a P_{n\alpha\,T0}} = 1 + \frac{P_{nA\,0}}{A_a kT\Delta f}, \tag{1.130}$$

где

$$P_{nA\,0}=P_{nA}/a_{P2} \qquad (1.131)$$

— располагаемая мощность собственных шумов, которую можно получить на выходе каскада при согласованной нагрузке.

Таким образом, выражение (1.130) для коэффициента шума имеет то достоинство, что в нем исключена зависимость от нагрузки на выходе каскада, поскольку $P_{nA\,0}$ вычисляется при условии согласования на выходе. В то же время эта величина зависит от проводимости источника сигнала $\mathbf{Y}_s$. Таким образом, если под «каскадом» понимать активный элемент и цепь связи с предыдущим активным элементом, то из (1.130) вытекает соотношение между располагаемой мощностью теплового шума на входе $P_{n\alpha\,T0}=kT\Delta f$, одинаковой для всех каскадов, коэффициентом шума F и располагаемой мощностью собственных шумов активного трехполюсника $P_{nA\,0}$

$$P_{nA\,0}=(F-1)\,A_a kT\Delta f. \qquad (1.132)$$

1.11. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА МНОГОКАСКАДНОГО УСИЛИТЕЛЯ

Используя полученное представление коэффициента шума и понятие номинального усиления каскада по мощности A_a однокаскадного усилителя, можно определить коэффициент шума многокаскадного усилителя. Рассмотрим для определенности случай трех каскадов. Обозначим их коэффициенты усиления по мощности A_{P1}, A_{P2}, A_{P3}, номинальные коэффициенты усиления A_{1a}, A_{2a}, A_{3a}, коэффициенты рассогласования входных цепей a_{P1}, a_{P2}, a_{P3}. Тогда из (1.129) следует

$$A_{ia}=\frac{a_{P\,i}}{a_{P\,i+1}}\,A_{P\,i}. \qquad (1.133)$$

По определению и формуле (1.107б) рассчитаем коэффициент шума трехкаскадного усилителя. Обозначим через $P_{nA}^{(1)}$, $P_{nA}^{(2)}$, $P_{nA}^{(3)}$ мощности собственных шумов в нагрузках соответствующих каскадов. Для собственных шумов всех каскадов на выходе последнего каскада получим

$$P_{nA}=A_{P2}A_{P3}P_{nA}^{(1)}+A_{P3}P_{nA}^{(2)}+P_{nA}^{(3)}. \qquad (1.134)$$

Коэффициент усиления A_P равен произведению коэффициентов усиления отдельных каскадов

$$A_P = A_{P1} A_{P2} A_{P3}. \tag{1.135}$$

Подставляя (1.134) и (1.135) в (1.107б), получаем

$$F = 1 + \frac{P_{nA}^{(1)}}{A_{P1} P_{n\alpha\, T}} + \frac{P_{nA}^{(2)}}{A_{P2} A_{P1} P_{n\alpha\, T}} + \frac{P_{nA}^{(3)}}{A_{P3} A_{P2} A_{P1} P_{n\alpha\, T}}. \tag{1.136}$$

Чтобы выразить F через коэффициенты шума отдельных каскадов F_1, F_2, F_3, воспользуемся формулой (1.132). Для i-го каскада

$$\frac{P_{nA\,0}^{(i)}}{A_{i a} k T \Delta f} = F_i - 1, \tag{1.137}$$

где в соответствии с (1 131)

$$P_{nA\,0}^{(i)} = P_{nA}^{(i)} / a_{P\, i+1}. \tag{1.138}$$

Представим (1.136) в виде

$$F = 1 + \frac{(P_{nA\,0}^{(1)} / a_{P2})}{\left(\frac{a_{P1}}{a_{P2}} A_{P1}\right)\left(\frac{P_{n\alpha\, T}}{a_{P1}}\right)} +$$

$$+ \frac{(P_{nA\,0}^{(2)} / a_{P3})}{\left(\frac{a_{P2}}{a_{P3}} A_{P2}\right)\left(\frac{a_{P1}}{a_{P2}} A_{P1}\right)\left(\frac{P_{n\alpha\, T}}{a_{P1}}\right)} +$$

$$+ \frac{(P_{nA\,0}^{(3)} / a_{P4})}{\left(\frac{a_{P3}}{a_{P4}} A_{P3}\right)\left(\frac{a_{P2}}{a_{P3}} A_{P2}\right)\left(\frac{a_{P1}}{a_{P2}} A_{P1}\right)\left(\frac{P_{n\alpha\, T}}{a_{P1}}\right)}.$$

Учитывая (1.125), (1.133), (1.137) и (1.138), приведем это выражение к обычно используемой форме

$$F = 1 + (F_1 - 1) + \frac{F_2 - 1}{A_{1a}} + \frac{F_3 - 1}{A_{1a} A_{2a}}. \tag{1.139}$$

Эта формула легко обобщается на любое число каскадов и известна под названием формулы Фрииса [124]. Отметим особо, что хотя в нее входят номинальные коэффициенты усиления каскадов по мощности, коэффициенты шума F_1, F_2 ... вычисляются при любом значении нагрузки каждого каскада, а не только при условии согласования по мощности. Это видно непосредственно из вывода формулы (1.139). Из формулы Фрииса следует также, что для полного описания шумовых свойств каскада нужно знать не только его коэффициент шума, но и номинальный коэффициент усиления по мощности.

1.12. ИНТЕНСИВНОСТЬ ШУМА. ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА. ШУМОВОЕ ЧИСЛО

В тех случаях, когда коэффициент шума мало отличается от единицы, шумовые свойства каскада оказывается более удобным характеризовать *интенсивностью собственных шумов* [26]

$$D=F-1, \tag{1.140}$$

которая представляет отношение приведенной ко входу мощности собственных шумов каскада к тепловому шуму источника сигнала. Эту характеристику удобно рассчитывать по следующей формуле, вытекающей из (1.137), (1.140):

$$D=P_{nA0}/A_a kT\Delta f. \tag{1.141}$$

Из (1.139), (1.140) видно, что для многокаскадного усилителя

$$D=D_1+\frac{D_2}{A_{1a}}+\frac{D_3}{A_{1a}A_{2a}}+\ldots \tag{1.142}$$

Отношение P_{nA0}/A_a имеет смысл располагаемой мощности собственных шумов, приведенной ко входу каскада. Этот шум могла бы генерировать проводимость источника сигнала, если бы ее температура была увеличена на величину T_{nA}, такую что

$$P_{nA0}/A_a=kT_{nA}. \tag{1.143}$$

Определенная таким образом величина T_{nA} называется *шумовой температурой усилителя*. Из (1.143) и (1.141) вытекает связь между T_{nA} и интенсивностью шума:

$$T_{nA}=DT, \tag{1.144}$$

а из (1.140) — связь T_{nA} с коэффициентом шума:

$$T_{nA}=(F-1)T. \tag{1.145}$$

Достоинство этой характеристики шума усилителя состоит в том, что полная эквивалентная шумовая температура системы «источник сигнала — усилитель» $T_{n\Sigma}$ является суммой температуры источника T и T_{nA}: $T_{n\Sigma}=T+T_{nA}$. Из определения T_{nA} очевидно, что аддитивность сохраняется и в том случае, если шумовая температура источника сигнала T_n отличается от T, т. е.

$$T_{n\Sigma}=T_n+T_{nA}. \qquad (1.146)$$

Соотношение (1.146) весьма удобно, так как позволяет наглядно оценить качество усилителя по отношению к данному источнику сигнала. Из (1.144) и (1.142) следует, что для многокаскадного усилителя

$$T_{nA}=T_{nA1}+\frac{T_{nA2}}{A_{1a}}+\frac{T_{nA3}}{A_{1a}A_{2a}}+\dots . \qquad (1.147)$$

Если коэффициенты усиления A_a и шума F каскада близки к единице, то для оценки возможности использования его в многокаскадном усилителе, обеспечивающем заметное усиление мощности, рассматривают коэффициент шума многих (в пределе бесконечного числа) каскадно включенных одинаковых усилителей

$$F_\infty=1+(F-1)+\frac{F-1}{A_a}+\frac{F-1}{A^2_a}+\dots=1+$$

$$+\frac{F-1}{1-(1/A_a)}. \qquad (1.148)$$

Интенсивность шума такого усилителя $D_\infty=F_\infty-1$ является удобной мерой шумовых свойств отдельного каскада. Ее называют *шумовым числом* [1], которое здесь будем обозначать как M. В соответствии с (1.148)

$$M=D_\infty=(F-1)/(1-A^{-1}_{\max}). \qquad (1.149)$$

Если A_a велико, то, как видно из (1.149), M практически совпадает с интенсивностью шума $D=F-1$ и тогда в использовании шумового числа нет необходимости.

1.13. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЧАСТОТЫ И ДРУГИХ ЛИНЕЙНЫХ УСТРОЙСТВ

Характеристики шумов трехполюсника, введенные в § 1.9, 1.10, пригодны для режима усиления сигналов. Однако их нетрудно распространить на случай преобразования частоты. Обобщенная схема преобразователя частоты рис. 1.12 отличается от схемы рис. 1.10 лишь тем, что входные напряжение и ток $\mathbf{U}_1$, $\mathbf{I}_1$ имеют частоту f_1, выходные $\mathbf{U}_2$, $\mathbf{I}_2$ — частоту f_2, а параметры трехполюсника периодически изменяются с частотой гетеродина f_0. Напряжение гетеродина в соответствующих точках трехполюсника существенно больше напряжений входного и выходного сигналов и шумов. Поэтому по сигналу и шуму характеристики прибора можно линеаризовать. Следовательно, соотношения, связывающие амплитуды напряжений $\mathbf{U}_1$, $\mathbf{U}_2$ и амплитуды токов $\mathbf{I}_1$, $\mathbf{I}_2$,

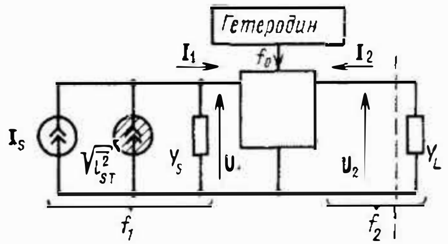


Рис. 1.12. Эквивалентная схема преобразователя частоты на трехполюснике общего вида.

можно представить в виде (1.92) и (1.93) [123]. Понятно, что под влиянием гетеродинного напряжения параметры $\mathbf{y}_{11}$ и $\mathbf{y}_{22}$ изменяются по сравнению с аналогичными параметрами в усилительном режиме*). В этом случае параметры $\mathbf{y}_{21}$ и $\mathbf{y}_{12}$ имеют смысл прямой и обратной крутизны преобразования.

Приведенные ко входу и выходу шумовые токи $i_{1\Delta f}(j\omega_1)$ и $i_{2\Delta f}(j\omega_2)$ рассчитывают соответственно на частотах $\omega_1 = 2\pi f_1$ и $\omega_2 = 2\pi f_2$ с учетом модулирующего действия гетеродинного напряжения, а затем по формулам, аналогичным (1.97)—(1.99), вводят шумовые проводимости G_{n1}, G_{n2} и $\mathbf{Y}_{n,12}$ в режиме преобразования. Таким образом получают эквивалентную схему, подобную схеме рис. 1.8,*в*.

По известным крутизне преобразования и току $i_{2\Delta f}(j\omega_2)$ при помощи (1.100) находят пересчитанное на вход шумо-

*) Гетеродинное напряжение, кроме того, вносит амплитудные и фазовые шумы, которые могут быть скомпенсированы в балансном преобразователе.

вое напряжение $u_{12\Delta f}(j\omega_1)$ и получают схему, показанную на рис. 1.9, *в*.

Далее рассчитывают коэффициент шума преобразователя по тем же формулам, что и для усилителя. Однако количественно шумовые характеристики преобразователя частоты на том же активном элементе значительно отличаются от соответствующих характеристик усилителя.

Аналогичные соотношения справедливы для любого устройства, в котором входные и выходные токи и напряжения связаны соотношениями вида (1.92), (1.93).

1.14. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ШУМА В ВИДЕ СУММЫ ДВУХ КВАДРАТУРНЫХ КОЛЕБАНИЙ. СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ СУММЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА И ШУМА

При решении задач совместного прохождения большого сигнала и малого шума через нелинейные устройства весьма полезным оказывается представление шума $u_n(t)$ в виде суммы двух колебаний, одно из которых синфазно с сигналом

$$u_s = U_s \cos(\omega_s t + \varphi_{us}), \tag{1.150}$$

а другое квадратурно с ним. Обозначим амплитуду синфазной составляющей шума $U_{\parallel}(t)$, а амплитуду квадратурной $U_{\perp}(t)$. Тогда искомое представление шума имеет вид:

$$u_n = U_{\parallel}\cos(\omega_s t + \varphi_{us}) - U_{\perp}\sin(\omega_s t + \varphi_{us}). \tag{1.151}$$

Оно удобно, например, при расчете флуктуаций амплитуды и фазы суммы сигнала $u_s(t)$ и шума $u_n(t)$.

Из результатов, приведенных в [115], вытекает, что математические спектры $\hat{S}_{U\parallel}(\omega)$, $\hat{S}_{U\perp}(\omega)$, соответствующие стационарному случайному процессу $u_n(t)$, выражаются через $\hat{S}'_{u\,n}(\omega)$, по формуле

$$\hat{S}_{U\parallel}(\omega) = \hat{S}_{U\perp}(\omega) = 0{,}5\,[\hat{S}_{u\,n}(\omega - \omega_s) + \hat{S}_{u\,n}(\omega + \omega_s)] + \\ + 0{,}5\,[-\hat{S}_{u\,n}(\omega - \omega_s)\,\mathrm{sign}(\omega - \omega_s) + \hat{S}_{u\,n}(\omega + \\ + \omega_s)\,\mathrm{sign}(\omega + \omega_s)], \tag{1.152}$$

где

$$\operatorname{sign} x = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0, \\ -1 & \text{при } x < 0, \end{cases}$$

а взаимный спектр

$$S_{U\parallel\perp}(\omega) = 0{,}5\mathrm{j}\,[-\hat{S}_{u\,n}(\omega-\omega_s)\operatorname{sign}(\omega-\omega_s) - \hat{S}_{u\,n}(\omega+ \\ +\omega_s)\operatorname{sign}(\omega+\omega_s)] + 0{,}5\mathrm{j}\,[\hat{S}_{u\,n}(\omega-\omega_s) - \hat{S}_{u\,n}(\omega+\omega_s)]. \tag{1.153}$$

Эти общие формулы позволяют получить простые выражения для физических энергетических спектров $S_{U\parallel}(\omega)$, $S_{U\perp}(\omega)$, $S_{U\parallel\perp}(\omega)$ в двух важных частных случаях: узкополосного процесса $u_n(t)$ и белого шума. В первом случае допускается, что $S_{u\,n}(\omega)\neq 0$ только в области частот $0<\omega<2\omega_s$. При этом из (1.152), (1.153) следует

$$S_{U\parallel}(\omega) = S_{U\perp}(\omega) = S_{u\,n}(\omega_s-\omega) + S_{u\,n}(\omega_s+\omega); \quad \omega \geqslant 0. \tag{1.154}$$

$$S_{U\parallel\perp}(\omega) = \mathrm{j}S_{u\,n}(\omega_s-\omega) - \mathrm{j}S_{u\,n}(\omega_s+\omega). \tag{1.155}$$

В случае белого шума

$$S_{u\,n}(\omega) = S^0_u, \tag{1.156}$$

и спектры составляющих имеют вид

$$S_{U\parallel}(\omega) = S_{U\perp}(\omega) = \begin{cases} 2S^0_u, & \omega<\omega_s, \\ S^0_u, & \omega>\omega_s, \end{cases} \tag{1.157}$$

$$S_{U\parallel\perp}(\omega) = \begin{cases} 0, & \omega<\omega_s, \\ -\mathrm{j}S^0_u, & \omega>\omega_s. \end{cases} \tag{1.158}$$

Используя представление шума (1.151), определим спектральные характеристики относительных флуктуаций амплитуды и флуктуаций фазы суммы сигнала и шума $u(t)$. Здесь и далее будем рассматривать наиболее важный для исследования шумовых характеристик источников колебаний случай, когда амплитуда сигнала U_s много больше, чем $\sqrt{\overline{u^2_n}}$ во всей полосе шума. При этом

$$u = u_s + u_n = (U_s + U_\parallel)\cos(\omega_s t + \varphi_{us}) - U_\perp \sin(\omega_s t + \varphi_{us}) = \\ = U_s(1+m)\cos(\omega_s t + \varphi_{us} + \psi), \tag{1.159}$$

где

$$m = m(t) \approx U_{\parallel}(t)/U_s; \qquad (1.160)$$

$$\psi = \psi(t) \approx U_{\perp}(t)/U_s. \qquad (1.161)$$

В соответствии с (1.160) и (1.161) спектральные плотности флуктуаций амплитуды и фазы суммарного сигнала имеют вид

$$S_m(\omega) = S_{U_{\parallel}}(\omega)/U_s^2, \qquad (1.162а)$$

$$S_{\psi}(\omega) = S_{U_{\perp}}(\omega)/U_s^2; \qquad (1.162б)$$

$$S_{m\psi}(\omega) = S_{U_{\parallel\perp}}(\omega)/U_s^2. \qquad (1.162в)$$

При этом в соответствии с (1.152)

$$S_m(\omega) = S_{\psi}(\omega). \qquad (1.163)$$

Из (1.162), (1.163) и (1.152) видно, что спектры флуктуаций амплитуды и фазы суммы гармонического сигнала и стационарного шума одинаковы. Если спектральная плотность узкополосного шума симметрична относительно u_s, то, как следует из (1.155), взаимный спектр флуктуаций амплитуды и фазы суммы сигнала и шума равен нулю, т. е. эти флуктуации некоррелированы. Если спектр шума несимметричен относительно ω_s, взаимный спектр $S_{m\psi}(\omega)$ не равен нулю.

Таким образом, формулы (1.162), (1.163), (1.152) и (1.153) позволяют однозначно найти спектры относительных флуктуаций амплитуды и флуктуаций фазы суммы (1.159), если известны сигнал и спектр стационарного шума.

1.15. СПЕКТР КОЛЕБАНИЯ С МАЛЫМИ СТАЦИОНАРНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ

Уже было показано, как по спектру стационарного случайного процесса, сложенного с гармоническим колебанием, определить спектры флуктуаций амплитуды и фазы суммы сигнала и шума. Здесь мы рассмотрим обратную задачу: по известным спектрам стационарных малых флуктуаций амплитуды $m(t)$ и фазы $\psi(t)$ колебания

$$u = U_s\,[1 + m(t)] \cos\,[\omega_s t + \varphi_{us} + \psi(t)] \qquad (1.164а)$$

найти энергетический спектр самого колебания [116, 126]. Воспользовавшись малостью $m(t)$ и $\psi(t)$, представим $u(t)$ в виде

$$u = U_s \cos(\omega_s t + \varphi_{us}) + \\ + mU_s \cos(\omega_s t + \varphi_{us}) - \psi U_s \sin(\omega_s t + \varphi_{us}). \quad (1.164б)$$

Рассчитаем энергетический спектр, пользуясь формулой Винера — Хинчина (1.11). Для этого сначала найдем корреляционную функцию $u(t)$:

$$k_u(t, \tau) = \overline{u(t)\, u(t+\tau)} = 0{,}5U_s^2 [\cos\omega_s\tau + \cos(2\omega_s t + \\ + 2\varphi_{us} + \omega_s\tau)] + 0{,}5U_s^2 k_m(\tau) [\cos\omega_s\tau + \cos(2\omega_s t + 2\varphi_{us} + \\ + \omega_s\tau)] + 0{,}5U_s^2 k_\psi(\tau) [\cos\omega_s\tau - \cos(2\omega_s t + 2\varphi_{us} + \omega_s\tau)] - \\ - 0{,}5U_s^2 k_{m\psi}(\tau) [\sin\omega_s\tau + \sin(2\omega_s t + 2\varphi_{us} + \omega_s\tau)] - \\ - 0{,}5U_s^2 k_{\psi m}(\tau) [-\sin\omega_s\tau + \sin(2\omega_s t + 2\varphi_{us} + \omega_s\tau)].$$

Из этого выражения видно, что при заданной фазе колебания сигнала φ_{us} флуктуационная часть процесса $u(t)$ является стационарной (в широком смысле) только в том случае, когда

$$k_m(\tau) = k_\psi(\tau), \quad (1.165)$$

и их взаимная корреляционная функция нечетна, т. е.

$$k_{m\psi}(\tau) = -k_{m\psi}(-\tau). \quad (1.166)$$

При этом, как следует из (1.25), зависящие от времени части в последних четырех слагаемых $k_u(t, \tau)$ взаимно уничтожаются. Условие (1.165) эквивалентно равенству (1.163), которое было получено как следствие стационарности шума, сложенного с сигналом. Условие (1.166) в силу (1.26) означает, что взаимный спектр $S_{m\psi}(\omega)$ имеет только мнимую часть. Этот результат содержится в (1.153), причем он также был получен как следствие стационарности аддитивного с сигналом шума.

В общем случае условия (1.165) и (1.166) не выполняются и корреляционная функция $k(t, \tau)$ процесса (1.164) является периодической функцией времени t, которая при заданном τ меняется с частотой $2\omega_s$. Следовательно $u(t)$ — периодически нестационарный случайный процесс [116]. Если интересоваться лишь средней энергией $u(t)$, попадающей в полосу Δf стационарного линейного фильтра, настроенного на частоту $\omega = 2\pi f$, то выражение для $k(t, \tau)$ можно усреднить по t за период $2\pi/\omega$:

$$k_u(\tau) = 0{,}5U^2_s \cos\omega_s\tau + 0{,}5U^2_s [k_m(\tau) + k_\phi(\tau)] \cos\omega_s\tau -$$
$$- 0{,}5U^2_s [k_{m\phi}(\tau) - k_{\phi m}(\tau)] \sin\omega_s\tau. \qquad (1.167)$$

Такой же результат можно получить, если фазу сигнала в различных реализациях считать случайной и равномерно распределенной в интервале $(-\pi, \pi)$. В этом случае колебание (1.164) можно считать стационарным процессом (см. § 1.5). Именно такому процессу соответствует энергетический спектр, являющийся преобразованием Фурье корреляционной функции $k_u(\tau)$ [116]. Подставляя (1.167) в (1.11) и учитывая (1.26), (1.19), получим для двустороннего спектра

$$\widehat{S}_u(\omega) = 0{,}25U^2_s \{2\pi\delta(\omega - \omega_s) + 2\pi\delta(\omega + \omega_s) +$$
$$+ \widehat{S}_m(\omega - \omega_s) + \widehat{S}_m(\omega + \omega_s) + \widehat{S}_\phi(\omega - \omega_s) + \widehat{S}_\phi(\omega + \omega_s) +$$
$$+ j\widehat{S}_{m\phi}(\omega - \omega_s) - j\widehat{S}_{m\phi}(\omega + \omega_s) - j\widehat{S}_{\phi m}(\omega - \omega_s) +$$
$$+ j\widehat{S}_{\phi m}(\omega + \omega_s)\}.$$

Это выражение можно записать более компактно, если перейти к физическим спектрам, положив, что $S_m(\omega) = S_\phi(\omega) = S_{m\phi}(\omega) = 0$ при $\omega \neq \omega_s$, и рассматривать спектральную плотность как функцию отклонения Ω частоты анализа от ω_s, т. е. $\Omega = \omega - \omega_s$. Тогда

$$S_u(\omega_s + \Omega) = \pi U^2_s \delta(\Omega) + 0{,}25U^2_s [S_m(\Omega) +$$
$$+ S_\phi(\Omega) - 2\,\mathrm{Im}\, S_{m\phi}(\Omega)]. \qquad (1.168)$$

В частном случае одинаковых спектров $S_m(\omega)$ и $S_\phi(\omega)$ этот результат можно получить из (1.154), (1.155)

Из (1.168) видно, что спектр колебания (1.164) с малыми стационарными флуктуациями амплитуды и фазы представляет собой дискретную линию на частоте ω_s, которой соответствует мощность сигнала, и сплошную часть спектра. Последняя состоит из двух боковых полос со спектральной плотностью $0{,}25U^2_s S_m(\Omega)$, вызванных АМ, двух боковых полос $0{,}25U^2_s S_\phi(\Omega)$, вызванных фазовой модуляцией, и поправки к спектральной плотности, обусловленной взаимной корреляцией $m(t)$ и $\psi(t)$. Из (1.168) очевидно, что при $\operatorname{Im} S_{m\psi}(\Omega)=0$ спектр $S_u(\omega)$ симметричен относительно ω_s; в противном случае он оказывается асимметричным (рис. 1.13).

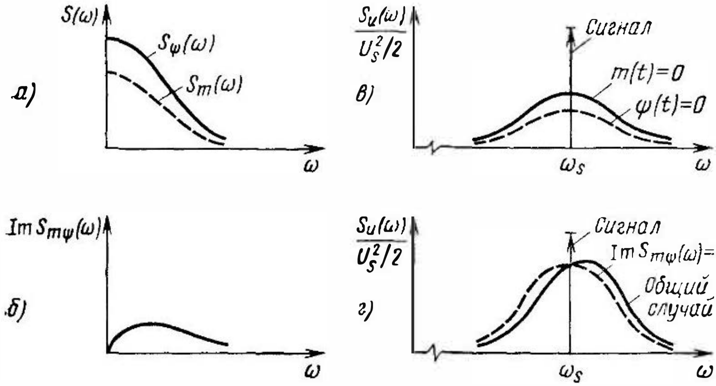


Рис 1.13 Спектральные характеристики колебания

а — спектры флуктуаций амплитуды и фазы, *б* — мнимая часть их взаимного спектра, *в* — составляющие спектра модулированного сигнала; *г* — полный спектр модулированного сигнала при наличии и отсутствии взаимной корреляции флуктуаций амплитуды и фазы

Отметим в заключение, что если обозначить

$$U_{\parallel}=m(t)\,U_s, \tag{1.169а}$$

$$U_{\perp}=\psi(t)\,U_s, \tag{1.169б}$$

то сплошную часть спектра (1.168) можно толковать как определенный спектр периодически нестационарного процесса вида

$$u_n=U_{\parallel}\cos(\omega_s t+\varphi_{us})-U_{\perp}\sin(\omega_s t+\varphi_{us}),$$

совпадающего со вторым и третьим слагаемыми соотношения (1.164б).

1.16 ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ С ФЛУКТУИРУЮЩИМИ АМПЛИТУДОЙ И ФАЗОЙ ЛИНЕЙНЫМИ СИСТЕМАМИ

Если в одном из каскадов источника колебаний оказалось удобным использовать представление сигнала в виде колебания с флуктуирующими амплитудой и фазой, то необходимо выяснить, как проходит такое колебание через линейные цепи каскадов. Разные варианты такой задачи решались в [127, 128].

Примем для определенности, что внешнее воздействие на линейную цепь осуществляется током

$$i = (1 + m_1)\mathcal{I}_s \cos(\omega_s t + \varphi_{is} + \psi_1),$$

а на выходе системы определяется напряжение

$$u = (1 + m_2) U_s \cos(\omega_s t + \varphi_{us} + \psi_2).$$

При этом система описывается дифференциальным уравнением в символической форме

$$y(p) u(t) = i(t), \tag{1.170}$$

где $y(p)$ — отношение двух полиномов от оператора дифференцирования $p = d/dt$, имеющее смысл и размерность проводимости двухполюсника [ср. с соотношениями (1.33), (1.34), (1.35)].

Поскольку выбор начала отсчета фазы внешнего воздействия произволен, при замене $i(t)$ на $\breve{i}(t) = (1 + m_1)\mathcal{I}_s \sin(\omega_s t + \varphi_{is} + \psi_1)$ решение уравнения (1.170) будет иметь вид $\breve{u}(t) = (1 + m_2) U_s \sin(\omega_s t + \varphi_{us} + \psi_2)$. Поэтому внешнее воздействие и реакцию на него можно записать в комплексной форме

$$\mathbf{i} = i + \mathrm{j}\breve{i} = \mathbf{I} \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{1.171а}$$

$$\mathbf{u} = u + \mathrm{j}\breve{u} = \mathbf{U} \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{1.171б}$$

где

$$\mathbf{I} = (1 + m_1)\mathcal{I}_s \exp(\mathrm{j}\varphi_{is} + \mathrm{j}\psi_1), \tag{1.172а}$$

$$\mathbf{U} = (1 + m_2) U_s \exp(\mathrm{j}\varphi_{us} + \mathrm{j}\psi_2) \tag{1.172б}$$

— комплексные амплитуды внешнего воздействия и реакции на него.

Таким образом, уравнение (1.170) эквивалентно комплексному дифференциальному уравнению

$$y(p)\mathbf{u} = \mathbf{i}. \tag{1.173}$$

Подставляя в него (1.171), используя теорему смещения *) [117, 129] и сокращая правую и левую части на $e^{\mathrm{j}\omega_s t}$, находим

$$y(p + \mathrm{j}\omega_s)\mathbf{U} = \mathbf{I}, \tag{1.174}$$

---

*) Теорема смещения для символического уравнения (1.173) является следствием тождества $p\{\mathbf{U} \exp(\mathrm{j}\omega_s t)\} = \exp(\mathrm{j}\omega_s t)(p\mathbf{U} + \mathrm{j}\omega_s \mathbf{U}) = \exp(\mathrm{j}\omega_s t)(p + \mathrm{j}\omega_s)\mathbf{U}$. Из него следует равенство $p^n\{\mathbf{U} \exp(\mathrm{j}\omega_s t)\} = \exp(\mathrm{j}\omega_s t)(p + \mathrm{j}\omega_s)^n \mathbf{U}$, а также соответствующие равенства для операторов в виде полиномов и дробно-рациональных функций от p.

где $y(p+j\omega_s)$ — оператор, являющийся отношением двух полиномов от p с комплексными коэффициентами.

Из уравнения (1.174) уже нетрудно получить символические соотношения, связывающие малые выходные флуктуации амплитуды и фазы с входными. В самом деле, если $\overline{\psi_1^2} \ll 1$ и $\overline{\psi_2^2} \ll 1$ *), то комплексные амплитуды (1.172) можно приближенно записать в виде

$$\mathbf{I} = (1 + m_1 + j\psi_1)\,\mathbf{I}_s, \tag{1.175а}$$

$$\mathbf{U} = (1 + m_2 + j\psi_2)\,\mathbf{U}_s, \tag{1.175б}$$

где

$$\mathbf{I}_s = \mathcal{I}_s \exp j\varphi_{is}, \tag{1.176а}$$

$$\mathbf{U}_s = U_s \exp j\varphi_{us} \tag{1.176б}$$

— постоянные комплексные амплитуды входного тока и выходного напряжения линейной системы. Если подставить (1.175) в (1.174), то для средних значений $\overline{\mathbf{I}} = \mathbf{I}_s$ и $\overline{\mathbf{U}} = \mathbf{U}_s$ получим

$$y(j\omega_s)\,\mathbf{U}_s = \mathbf{I}_s. \tag{1.177}$$

Здесь из-за постоянства $\mathbf{U}_s$ и $\mathbf{I}_s$ все слагаемые, содержащие оператор $p = d/dt$, обращаются в нуль. Учитывая (1.177), для случайно меняющихся слагаемых из (1.174) получаем

$$y(p + j\omega_s)\,(m_2 + j\psi_2) = y(j\omega_s)\,(m_1 + j\psi_1). \tag{1.178}$$

Таким образом, закон преобразования малых относительных флуктуаций амплитуды и фазы линейной системой характеризуется безразмерным комплексным символическим коэффициентом передачи

$$K(p) = y(j\omega_s)\,/\,y(p + j\omega_s), \tag{1.179}$$

так что

$$m_2 + j\psi_2 = K(p)\,(m_1 + j\psi_1). \tag{1.180}$$

Если флуктуации $m_1(t)$ и $\psi_1(t)$ настолько медленные, что всеми производными от m_1, ψ_1, m_2 и ψ_2 можно пренебречь, т. е. положить в (1.178) $p=0$, то $K(0)=1$. Таким образом, *медленные относительные флуктуации амплитуды и флуктуации фазы при прохождении через линейную систему не меняются.*

---

*) Условия, при которых справедливы полученные далее уравнения, могут быть значительно менее жесткими:

$$\overline{(\psi_2 - \psi_1)^2} \ll 1.$$

Чтобы найти спектры $S_{m2}(\omega)$, $S_{\psi 2}(\omega)$, $S_{m\psi 2}(\omega)$, зная $S_{m1}(\omega)$, $S_{\psi 1}(\omega)$, $S_{m\psi 1}(\omega)$, разделим $K(p)$ на вещественную и мнимую части

$$K(p)=K_R(p)+jK_I(p). \qquad (1.181)$$

Подставив это выражение в (1.180) и приравняв вещественные и мнимые части, получим систему двух вещественных уравнений:

$$\left.\begin{aligned} m_2 &= K_R(p)\, m_1 - K_I(p)\, \psi_1, \\ \psi_2 &= K_I(p)\, m_1 + K_R(p)\, \psi_1. \end{aligned}\right\} \qquad (1.182)$$

Эти уравнения являются частным случаем уравнений (1.43а). Используя формулы (1.44), имеем:

$$\begin{aligned} S_{m2}(\omega) &= |K_R(j\omega)|^2 S_{m1}(\omega) + |K_I(j\omega)|^2 S_{\psi 1}(\omega) - \\ &\quad - 2\operatorname{Re}[K_R(j\omega) K_I(-j\omega) S_{m\psi 1}(\omega)], \\ S_{\psi 2}(\omega) &= |K_I(j\omega)|^2 S_{m1}(\omega) + |K_R(j\omega)^2| S_{\psi 1}(\omega) + \\ &\quad + 2\operatorname{Re}[K_I(j\omega) K_R(-j\omega) S_{m\psi 1}(\omega)], \\ S_{m\psi 2} &= K_R(j\omega) K_I(-j\omega) S_{m1}(\omega) - K_I(j\omega) K_R(-j\omega) S_{\psi 1}(\omega) + \\ &\quad + |K_R(j\omega)|^2 S_{m\psi 1}(\omega) - |K_I(j\omega)|^2 S_{\psi m 1}(\omega). \end{aligned} \qquad (1.183)$$

Выражения (1.183) позволяют рассчитать характеристики выходного колебания источника. Для промежуточных каскадов основной является система символических уравнений (1.182). Выходные переменные линейной системы, определенные (1.182), можно использовать в дальнейших преобразованиях, т. е. считать их известными.

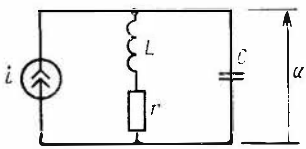


Рис. 1.14. Схема колебательного контура.

Все изложенное справедливо для любого линейного четырехполюсника. Изменяется лишь выражение $K(p)$ через характеристики исходного уравнения. Например, если входная переменная $u_1(t)$ с флуктуациями m_1, ψ_1 преобразуется в выходную $u_2(t)$ с флуктуациями m_2, ψ_2 системой с символическим уравнением: $u_2=k(p)u_1$, то в уравнении (1.180)

$$K(p)=k(p+j\omega_s)/k(j\omega_s).$$

Рассмотрим в качестве примера задачу о преобразовании флуктуаций амплитуды и фазы параллельным колебательным контуром (рис. 1.14), возбуждаемым источником тока $i(t)$ [127]. Найдем для этой цепи коэффициенты передачи, входящие в уравнения (1.182). Непосредственно из схемы рис. 1.14 получим:

$$y(p) = \frac{1}{pL + r} + pC.$$

Если обозначить $\omega_0^2 = 1/LC$, $Q^{-1} = \omega_0 Cr$, $R = \omega_0 LQ$, то

$$y(p) = \frac{1}{R} \frac{p^2/\omega_0^2 + Q^{-1} p/\omega_0 + 1}{p/\omega_0 + Q^{-1}}.$$

Соответственно

$$y(p + j\omega_s) = \frac{1}{R} \frac{(p + j\omega_s)^2/\omega_0^2 + Q^{-1}(p + j\omega_s)/\omega_0 + 1}{(p + j\omega_s)/\omega_0 + Q^{-1}}.$$

Примем, что

$$\omega_s - \omega_0 \ll \omega_0, \quad Q^{-1} \ll 1.$$

Кроме того, будем интересоваться лишь частью спектров входных и выходных координат, лежащей в области низких по сравнению с ω_s частот, для которой справедливы неравенства

$$\overline{(pm_1)^2}/\overline{(\omega_s m_1)^2} \sim Q^{-2} \ll 1, \quad \overline{(p\psi_1)^2}/\overline{(\omega_s \psi_1)^2} \sim Q^{-2} \ll 1,$$

$$\overline{(pm_2)^2}/\overline{(\omega_s m_2)^2} \sim Q^{-2} \ll 1, \quad \overline{(p\psi_2)^2}/\overline{(\omega_s \psi_2)^2} \sim Q^{-2} \ll 1.$$

При этих условиях символическую проводимость $y(p + j\omega_s)$ можно записать приближенно с погрешностью порядка Q^{-1} [129, 130]:

$$y(p + j\omega_s) = R^{-1}(1 + p\tau_Q + j\Delta\omega\tau_Q), \tag{1.184}$$

где

$$\Delta\omega = \omega_s - \omega_0, \tag{1.185}$$

$$\tau_Q = 2Q/\omega_0. \tag{1.186}$$

Соответственно

$$K(p) = \frac{1 + j\Delta\omega\tau_Q}{1 + p\tau_Q + j\Delta\omega\tau_Q}, \tag{1.187}$$

$$K_R(p) = \frac{1 + p\tau_Q + (\Delta\omega\tau_Q)^2}{(1 + p\tau_Q)^2 + (\Delta\omega\tau_Q)^2}, \qquad K_I(p) = \frac{\Delta\omega\tau_Q p\tau_Q}{(1 + p\tau_Q)^2 + (\Delta\omega\tau_Q)^2}. \tag{1.188}$$

Если контур настроен точно на частоту сигнала, т. е. $\omega_0 = \omega_s$, то

$$K(p) = \frac{1}{1 + p\tau_Q}. \qquad (1.189)$$

Тогда амплитудная модуляция преобразуется только в амплитудную, а фазовая — только в фазовую. Отметим, что в ряде задач определение коэффициентов взаимного преобразования амплитудных и фазовых флуктуаций представляет самостоятельный интерес.

Использование приближенных или «укороченных» [129, 130] выражений символических проводимостей и коэффициентов передачи, справедливых в некоторой области частот вблизи ω_s, упрощает выкладки при расчете спектральных характеристик узкополосных систем.

1.17. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ С ФЛУКТУИРУЮЩИМИ АМПЛИТУДОЙ И ФАЗОЙ БЕЗЫНЕРЦИОННЫМИ НЕЛИНЕЙНЫМИ СИСТЕМАМИ

Безынерционные нелинейные преобразователи позволяют решать такие важные задачи, как ограничение амплитуды колебаний, умножение частоты, преобразование частоты и т. д. В источниках колебаний безынерционные нелинейные преобразования широко применяются, причем элементы, выполняющие их, часто перемежаются с линейными четырехполюсниками. Поэтому представляет интерес рассмотреть в общем виде методику решения задачи о преобразовании малых флуктуаций амплитуды и фазы при прохождении колебания через безынерционную нелинейную систему.

Предположим для определенности, что входная координата нелинейной системы — напряжение

$$u = [1 + m_1(t)]\, U_s \cos[\omega_s t + \varphi_{us} + \psi_1(t)],$$

а выходная — ток i, причем преобразование задано функцией $i(u)$. Предположим также, что функции $m_1(t)$ и $\psi_1(t)$ меняются за период незначительно, т. е. в течение периода колебания напряжение $u(t)$ является практически гармоническим. Поэтому ток $i(t)$ можно представить в виде ряда Фурье. Обозначая

$$U = (1 + m_1)\, U_s, \quad \varphi_u = \varphi_{us} + \psi_1, \qquad (1.190)$$

запишем

$$i(t) = i\,[U\cos(\omega_s t + \varphi_u)] =$$

$$= \mathcal{I}_0(U) + \sum_{l=1}^{\infty} \mathcal{I}_l(U)\cos l\,(\omega_s t + \varphi_u). \qquad (1.191)$$

Таким образом, выходную координату безынерционной нелинейной системы можно представить в виде суммы гармоник, каждая из которых модулирована по амплитуде и фазе. Амплитуды гармоник найдем по обычным формулам коэффициентов Фурье для четной функции:

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{I}_0(U) &= \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} i\,(U\cos\Psi)\,d\Psi, \\ \mathcal{I}_l(U) &= \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} i\,(U\cos\Psi)\cos l\Psi\,d\Psi. \end{aligned}\right\} \qquad (1.192)$$

Если представить ряд $i(t)$ в комплексной форме

$$i(t) = \frac{1}{2}\,2\mathcal{I}_0(U) + \frac{1}{2}\sum_{l=-\infty}^{\infty} \mathbf{I}_l \exp \mathrm{j}l\omega_s t, \qquad (1.193а)$$

где

$$\mathbf{I}_l = \mathcal{I}_l(U)\exp \mathrm{j}l\varphi_u \approx \mathcal{I}_l(U)\,(1 + \mathrm{j}l\psi_1)\exp \mathrm{j}l\varphi_{us}, \qquad (1.193б)$$

то можно найти простые соотношения между флуктуациями m_1 и ψ_1 комплексной амплитуды входного напряжения

$$\mathbf{U} = (1 + m_1)\,U_s\exp(\mathrm{j}\varphi_u) \approx (1 + m_1 + \mathrm{j}\psi_1)\,\mathbf{U}_s \qquad (1.194)$$

и флуктуациями m_{2l} и ψ_{2l} гармоники с номером l выходной координаты, представленной в виде

$$\mathbf{I}_l = (1 + m_{2l})\,\mathcal{I}_l(U_s)\exp(\mathrm{j}l\varphi_{us} + \mathrm{j}\psi_{2l}) \cong (1 + m_{2l} + \mathrm{j}\psi_{2l})\,\mathbf{I}^0_l. \qquad (1.195)$$

В этих выражениях

$$\mathbf{U}_s = U_s\exp(\mathrm{j}\varphi_{us}), \qquad (1.196а)$$

$$\mathbf{I}^0_l = \mathcal{I}_l(U_s)\exp(\mathrm{j}l\varphi_{us}) \qquad (1.196б)$$

— комплексные амплитуды входной и гармоник выходной координат при отсутствии флуктуаций.

Линеаризуем зависимость $\mathcal{J}_l(U)$:

$$\mathcal{J}_l(U)=\mathcal{J}_l(U_s+m_1U_s)\cong\mathcal{J}_l(U_s)+g_l m_1 U_s,$$

где

$$g_l=[d\mathcal{J}_l/dU]_{U=U_s} \tag{1.197а}$$

— локальная крутизна колебательной характеристики нелинейного преобразования по l-й гармонике. Введем также среднюю крутизну

$$G_l=\mathcal{J}_l(U_s)/U_s \tag{1.197б}$$

и отношение

$$\sigma_l=g_l/G_l. \tag{1.197в}$$

Тогда

$$\mathcal{J}_l(U)=(1+\sigma_l m_1)\,\mathcal{J}_l(U_s).$$

Из (1.193б), (1.196б) для $m_1\ll 1$ и $\psi_1\ll 1$ имеем

$$\mathbf{I}_l=(1+\sigma_l m_1+\mathrm{j}l\psi_1)\,\mathbf{I}^0_l. \tag{1.198}$$

Сравнивая этот результат с (1.195), получаем

$$m_{2\,l}=\sigma_l m_1, \tag{1.199а}$$

$$\psi_{2\,l}=l\psi_1. \tag{1.199б}$$

С ростом номера гармоники глубина фазовой модуляции возрастает. Коэффициент преобразования относительных флуктуаций амплитуды зависит от формы колебательной характеристики $\mathcal{J}_l(U_s)$, рассчитываемой по (1.192). Если линеаризовать подынтегральные выражения в (1.192), то нетрудно показать, что локальные крутизны $g_l(U)$ являются коэффициентами Фурье дифференциальной крутизны характеристики нелинейного элемента

$$g(u)=di(u)/du, \tag{1.200}$$

т. е.

$$\left.\begin{aligned} g_0(U)&=\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} g(U\cos\Psi)\cos\Psi\,d\Psi,\\ g_l(U)&=\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} g(U\cos\Psi)\,[\cos(l-1)\Psi+\\ &\quad+\cos(l+1)\Psi]\,d\Psi. \end{aligned}\right\} \tag{1.201}$$

Эти выражения могут оказаться более удобными для расчета $g_l(U_s)$.

По известным m_{2l} и ψ_{2l} и (1.168) рассчитывается спектр колебания в окрестности частоты $l\omega_s$. Из формул (1.199) видно, что нелинейный элемент изменяет отношение шум/сигнал. Отметим, что коэффициенты преобразо-

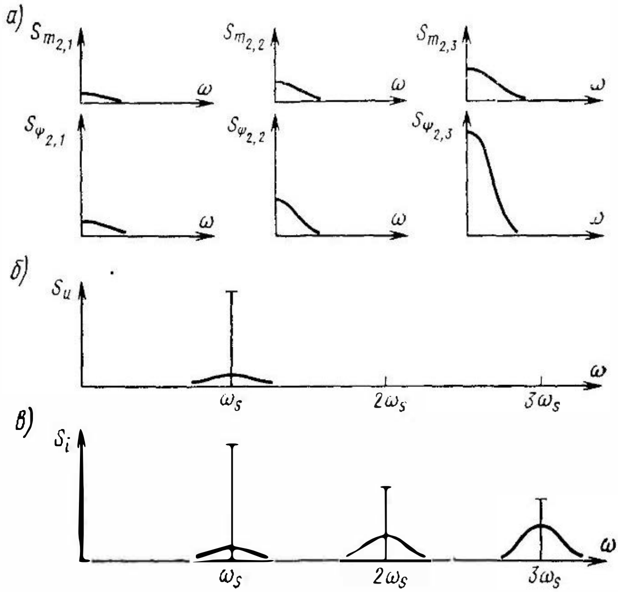


Рис. 1.15. Спектральные характеристики колебания с флуктуирующей амплитудой и фазой при нелинейном преобразовании:

а — спектры флуктуаций амплитуды и фазы первых трех гармоник; *б* — спектр входного колебания; *в* — спектр выходного колебания преобразователя.

вания фазовых и амплитудных флуктуаций различны. Для расчета сплошной части спектра нужно знать те и другие флуктуации, причем знания только усредненного спектра периодически нестационарного колебания на входе нелинейного элемента недостаточно. Поэтому для расчета результирующего спектра на выходе устройства, преобразующего большой гармонический сигнал, необходимо найти характеристики флуктуаций амплитуды и фазы колебания до входа первого нелинейного элемента, а затем, используя известные законы их преобразования, получить выражения для этих флуктуаций на выходе.

Если необходимо, можно рассчитать спектр выходного колебания.

На рис. 1.15,*а* приведен пример изменения спектров m_{2l}, ψ_{2l} с ростом номера гармоники при спектре входного колебания рис. 1.15,*б*. На выходе нелинейного элемента получается спектр рис. 1.15,*в*. (При построении принято, что $\sigma_l = l$, хотя этот коэффициент, в зависимости от вида нелинейности, может меняться в широких пределах.) Если включенный вслед за нелинейным элементом фильтр выделяет лишь спектральные составляющие, лежащие в окрестности гармоники с номером l, то учитывать остальные нет нужды и для дальнейших расчетов можно использовать лишь значения $m_2 = m_{2l}$ и $\psi_2 = \psi_{2l}$ (1.199), соответствующие выделяемой гармонике.

1.18. ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ δ-КОРРЕЛИРОВАННЫЙ ШУМ И ШУМ ТИПА 1/f

До сих пор влияние большого сигнала на собственный шум нелинейной системы не рассматривалось. Однако при анализе нелинейных систем этим влиянием во многих случаях пренебрегать нельзя, так как статистические характеристики собственного шума изменяются синхронно с сигналом и шум становится периодически нестационарным. Достаточно подробный анализ свойств периодически нестационарных шумов дан в [116, 131]. Однако для практического расчета шумов в системах особенно удобным представляется подход к описанию периодически нестационарных шумов, развитый в [132].

Рассмотрим его сначала на примере периодически нестационарного δ-коррелированного шумового тока, который возникает в нелинейном сопротивлении или безынерционном нелинейном трехполюснике под действием большого гармонического напряжения

$$u_s = U_s \cos(\omega_s + \varphi_{us}). \qquad (1.202)$$

Если период $u_s(t)$ много больше времени корреляции [114] собственного шума рассматриваемого прибора при каждом значении u_s, то при периодических изменениях $u_s(t)$ корреляционная функция шумового тока $i_n(t)$ имеет вид

$$k_{in}(\tau, t) = 0{,}5 S_{in}(t)\,\delta(\tau), \qquad (1.203)$$

где $S_{in}(t)$ — мера интенсивности модулированного шума, равная спектральной плотности белого шума при каждом значении $u_s(t)$. Будем далее называть ее «спектральной функцией». Очевидно, что она изменяется во времени с периодом сигнала.

В [132] показано, что, анализируя действие суммы первой гармоники тока сигнала и периодически нестационарного шума с корреляционной функцией (1.203) на узкополосную систему, шум можно заменить суммой двух колебаний с частотой ω_s и стационарными случайными амплитудами $\mathcal{J}_{\parallel}(t)$ и $\mathcal{J}_{\perp}(t)$. Обозначим этот эквивалентный шумовой ток i_{n1}. Тогда

$$i_{n1}(t) = \mathcal{J}_{\parallel}(t)\cos(\omega_s t + \varphi_{us}) - \mathcal{J}_{\perp}(t)\sin(\omega_s t + \varphi_{us}). \qquad (1.204)$$

При этом согласно [132] спектральные плотности амплитуд $S_{\mathcal{J}\parallel}(\omega)$, $S_{\mathcal{J}\perp}(\omega)$ связаны с амплитудами гармоник спектральной функции, представленной в виде ряда Фурье

$$S_{in}(t) = S_{in\,0} + \sum_{l=1}^{\infty}\left[S^c_{in\,l}\cos(\omega_s t + \varphi_{us}) + S^s_{in\,l}\sin(\omega_s t + \varphi_{us})\right], \qquad (1.205)$$

простыми соотношениями

$$S_{\mathcal{J}\parallel}(\omega) = 2S_{in\,0} + S^c_{in\,2}, \qquad (1.206а)$$

$$S_{\mathcal{J}\perp}(\omega) = 2S_{in\,0} - S^c_{in\,2}, \qquad (1.206б)$$

$$S_{\mathcal{J}\parallel\perp}(\omega) = -S^s_{in\,2}. \qquad (1.206в)$$

Чтобы определить их, достаточно рассчитать коэффициенты ряда (1.204) по обычным формулам

$$S_{in\,0} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} S_{in}(\Psi)\,d\Psi, \qquad (1.207а)$$

$$S^c_{in\,l} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} S_{in}(\Psi)\cos l\Psi\,d\Psi, \qquad (1.207б)$$

$$S^s_{in\,l} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} S_{in}(\Psi)\sin l\Psi\,d\Psi, \qquad (1.207в)$$

где

$$\Psi = \omega_s t + \varphi_{us}.$$

Отметим, что если зависимость S_{in} от тока $i(u_s)$ безынерционна, то из (1.202) следует, что функция $S_{in}(\Psi)$ — четная. Тогда синусоидальные составляющие в ряде (1.204) отсутствуют, и в соответствии с (1.206в) амплитуды $\mathcal{I}_{\parallel}$ и $\mathcal{I}_{\perp}$ некоррелированы. Этот случай весьма часто встречается на практике.

В общем случае при анализе прохождения смеси l-й гармоники тока $i(u_s)$ и шума с корреляционной функцией (1.203) через устройство, пропускающее частоты, лежащие вблизи $l\omega_s$, последний следует заменить эквивалентным шумовым током

$$i_{nl} = \mathcal{I}_{\parallel l} \cos l(\omega_s t + \varphi_{us}) - \mathcal{I}_{\perp l} \sin l(\omega_s t + \varphi_{us}), \quad (1.208)$$

причем

$$S_{\mathcal{I}\parallel l}(\omega) = 2S_{in\,0} + S^c_{in\,2l}, \quad (1.209а)$$

$$S_{\mathcal{I}\perp l}(\omega) = 2S_{in\,0} - S^c_{in\,2l}, \quad (1.209б)$$

$$S_{\mathcal{I}\parallel\perp l}(\omega) = - S^s_{in\,2l}. \quad (1.209в)$$

Сравнивая представление (1.204)—(1.206) периодически нестационарного δ-коррелированного шума с представлением (1.151)—(1.153) стационарного δ-коррелированного шума, видим, что в нестационарном случае наблюдается значительное различие спектров синфазной и квадратурной составляющих (за счет слагаемых $\pm S^c_{in\,2}$.

Это различие не влияет на среднюю за период мощность шума в полосе Δf вблизи ω_s, но может оказаться существенным для анализа последующих нелинейных преобразований смеси сигнала и шума.

Другим важным для приложений частным случаем периодически нестационарных шумов является избыточный низкочастотный шум нелинейной проводимости, находящейся под действием гармонического напряжения. Примем, что избыточный шум связан с флуктуациями параметра $a_f(t)$, определяющего величину проводимости. Тогда шумовой ток можно в достаточно общем случае записать в виде

$$i_f = \mathcal{F}(u_s, i, a_f(t)).$$

Характер спектра шумового тока определяется спектром параметра $a_f(t)$. Пусть напряжение $u_s(t)$ и ток $i(t)$ меняются синхронно периодически. Поскольку параметр

$a_f(t)$ обычно мал, функцию можно линеаризовать по нему:

$$i_f = \mathcal{F}'_a(u_s, i, 0)\, a_f(t). \qquad (1.210\text{а})$$

Периодический множитель при $a_f(t)$ можно разложить в ряд Фурье. Пусть $u_s(t)$ определено (1.202), а зависимость $i(u_s)$ безынерционна. Тогда

$$\mathcal{F}'_a(u_s, i, 0) = \mathcal{F}_0(U_s) + \sum_{l=1}^{\infty} \mathcal{F}_l(U_s) \cos l(\omega_s t + \varphi_{us}).$$

Подставляя это выражение в формулу для i_f, получаем

$$i_f = a_f \mathcal{F}_0 + \sum_{l=1}^{\infty} a_f \mathcal{F}_l \cos l(\omega_s t + \varphi_{us}). \qquad (1.210\text{б})$$

Таким образом, шумовой ток, вызванный избыточными шумами в нелинейной активной проводимости, при наличии большого гармонического сигнала можно представить в виде суммы гармонических колебаний, синфазных с гармониками сигнала. Величины их амплитуд зависят от амплитуды внешнего воздействия, а закон изменения определяется флуктуирующим параметром $a_f(t)$. Спектр его $S_{af}(\omega)$ обычно известен. Поэтому выражение (1.210б) удобно для анализа дальнейших преобразований суммы любой из гармоник тока $i(t)$ с соответствующей составляющей шума $i_f(t)$. Например, если линейные цепи настроены на частоту $l\omega_s$, то при расчетах флуктуаций, вносимых шумом типа $1/f$ нужно учитывать лишь l-ю гармонику разложения (1.210)

$$i_{fl} = \mathcal{I}_{f\parallel l} \cos(\omega_s t + \varphi_{us}), \qquad (1.211\text{а})$$

где

$$\mathcal{I}_{f\parallel l} = a_f \mathcal{F}_l(U_s). \qquad (1.211\text{б})$$

Отметим, что если зависимости i и i_f от u_s безынерционны, то преобразованный на частоту $l\omega_s$ избыточный шум имеет только синфазную с l-й гармоникой тока составляющую.

В общем случае, когда ширина спектра шумов, модулируемых большим сигналом, сравнима с ω_s, характеристики периодически нестационарного шума вычислить сложнее. В этом случае необходимо детализировать структуру цепи, формирующей шумы, и механизм действия сигнала на эту цепь.

2. ШУМЫ ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ НА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

2.1. ВВЕДЕНИЕ

Во входных усилителях, смесителях и других цепях, предназначенных для обработки слабых сигналов, успешно используются биполярные транзисторы. Непрерывно совершенствующаяся технология их производства привела к значительному улучшению шумовых параметров во всем частотном диапазоне, простирающемся от инфразвуковых частот до нескольких гигагерц. И хотя современные параметрические усилители или квантовые усилители имеют существенно меньшие шумы, они отнюдь не могут превзойти транзисторные усилители по простоте и стоимости. Следовательно, биполярные транзисторы являются (очевидно, и в ближайшем будущем останутся) наиболее широко используемым малошумящим полупроводниковым прибором.

Шумовые свойства биполярных транзисторов с физической точки зрения описаны в ряде работ, из которых мы приведем по крайней мере основной источник [1]. Поэтому в этой главе упомянутая проблема изложена весьма кратко, а основное внимание обращено на расчет коэффициента шума и на методы его уменьшения. Затем подробно исследованы вопросы комплексной оптимизации цепей с малым шумом, учитывающие не только оптимизацию шумовых свойств, но и оптимизацию усиления, стабильности и т. д. Анализ общих положений иллюстрируется описаниями нескольких типовых малошумящих цепей.

2.2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМОВАЯ СХЕМА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Германиевый транзистор. Германиевый транзистор $n-p-n$-типа, как видно из рис. 2.1,*а*, имеет четыре группы носителей заряда, определяющие его передаточные и шумовые свойства. К первой из них относятся электроны, диффундирующие из эмиттера в базу. Их ток I_{EB} зависит от напряжения эмиттера V_{EB} и определяется выражением

$$I_{EB}=I_{ES}\exp\left(qV_{EB}/kT\right), \tag{2.1}$$

где q — заряд электрона, kT — произведение постоянной Больцмана на абсолютную температуру ($kT_0/q=26$ мВ).

Вторая группа состоит из электронов, возвращающихся обратной диффузией от базы к эмиттеру; ток I_{BE} этих электронов, называемый током насыщения, от напряжения V_{EB} не зависит: $I_{BE}=I_{ES}$. Результирующий диффузионный ток, определяемый разностью обеих составляющих, представляет собой постоянный ток эмиттера

$$I_E=I_{ES}\left[\exp\left(qV_{EB}/kT\right)-1\right]. \tag{2.2}$$

Каждая из составляющих I_E создает полный дробовой шум, который статистически совсем не зависит от

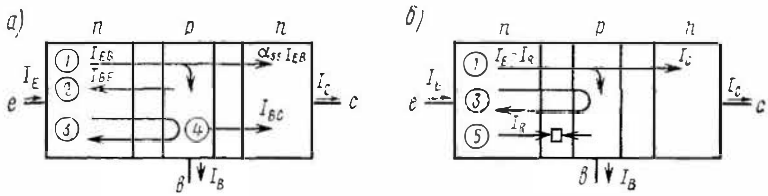


Рис. 2.1. Упрощенные изображения германиевого (*а*) и кремниевого (*б*) n—p—n-транзисторов.

остальных шумовых источников. Его средний квадрат в узкой полосе частот Δf

$$\overline{i_e^2}=2q(I_E+I_{BE})\Delta f+2qI_{BE}\Delta f=2q(I_E+2I_{ES})\Delta f \tag{2.3а}$$

и в обычном рабочем режиме, когда $I_{ES}\ll I_E$,

$$\overline{i_e^2}\cong 2qI_E\Delta f. \tag{2.3б}$$

Если из уравнения (2.2) определить низкочастотную (диффузионную) проводимость g_{e0} эмиттерного перехода

$$g_{e0}=\frac{\partial I_E}{\partial V_{EB}}=\frac{q}{kT}(I_E+I_{ES})\approx\frac{qI_E}{kT}, \tag{2.4}$$

то выражение (2.3а) можно записать в эквивалентной форме

$$\overline{i_e^2}=4kTg_{e0}\Delta f-2qI_E\Delta f. \tag{2.5}$$

Предыдущие соотношения вытекают из соотношений для эмиттерного перехода по постоянному току. На высоких частотах необходимо учесть еще электроны третьей категории, диффундирующие из эмиттера в базу и возвращающиеся назад на эмиттер спустя определенное время τ, статистически флуктуирующее около некоторой средней величины. Очевидно, что эти электроны не дают вклада в постоянный ток эмиттера, поскольку их прямая и обратная постоянные составляющие взаимно уничтожаются. Однако на высоких частотах ($\omega \geqslant \tau^{-1}$) этой компенсации уже не происходит, т. е. переменное эмиттерное напряжение вызывает некоторую ненулевую, сдвинутую по фазе составляющую эмиттерного тока. В результате влияния описанного механизма на высоких частотах к низкочастотной проводимости g_{e0} добавляется комплексная проводимость $\Delta y = \Delta g + j\Delta b$. Дополнительная активная проводимость Δg является источником теплового шумового тока, который по отношению к остальным шумовым составляющим статистически независим, так что результирующий средний квадрат шумового тока эмиттерного перехода германиевого транзистора

$$\overline{i^2_e} = 2q\,(I_E + 2I_{ES})\,\Delta f + 4kT\Delta g\Delta f = 4kTg_e\Delta f - 2qI_E\Delta f, \tag{2.6}$$

где $g_e = g_{e0} + \Delta g$ — результирующая активная высокочастотная проводимость эмиттерного перехода.

У современных биполярных транзисторов приращение активной проводимости Δg на высоких частотах сравнительно мало и поэтому им можно пренебречь.

Рассмотрим теперь соотношение для коллекторного перехода транзистора. Через этот переход протекает, во-первых, управляемый эмиттером ток $I_C - I_{BC}$, который можно выразить с помощью коэффициента передачи по постоянному току α_{ss} (или же низкочастотного коэффициента $\alpha_0 \cong \alpha_{ss}$), и, во-вторых, ток электронов четвертой группы, образующих ток насыщения I_{BC}. Управляемый эмиттером ток и ток насыщения являются источником полного дробового шума, так что средний квадрат шумового тока коллекторного перехода

$$\overline{i^2_c} = 2q\,(\alpha_0 I_{EB})\,\Delta f + 2qI_{BC}\Delta f = 2qI_C\Delta f. \tag{2.7}$$

Поскольку общий для эмиттера и коллектора постоянный ток ($I_C - I_{BC}$) генерирует как шумовой ток i_e, так и i_c, то оба тока частично коррелированы, причем корреляция учитывается произведением $\overline{i^*_e i_c}$. Однако из всего шумового тока i_e в этом произведении дает эффект только та часть, которая соответствует дробовому шуму общего для эмиттера и коллектора постоянного тока, так что на низких частотах $\overline{i^*_e i_c} = 2q\alpha_0(I_E + I_{BE})\Delta f$. В это выражение с помощью уравнения (2.4) можно ввести проводимость g_{e0} или же низкочастотную крутизну $g_{cb'} = \alpha_0 g_{e0}$ рассматриваемой схемы с ОБ, так что произведение $\overline{i^*_e i_c} = 2kTg_{cb'}\Delta f$. На высоких частотах крутизну $g_{cb'}$ необходимо заменить комплексной крутизной $y_{cb'}$. Тогда

$$\overline{i^*_e i_c} = 2kTy_{cb'}\Delta f. \tag{2.8}$$

Шумовые токи i_e и i_c описывают свойства идеализированного (внутреннего) транзистора. Реальный транзистор содержит всегда еще сопротивление базы r_b поряд-

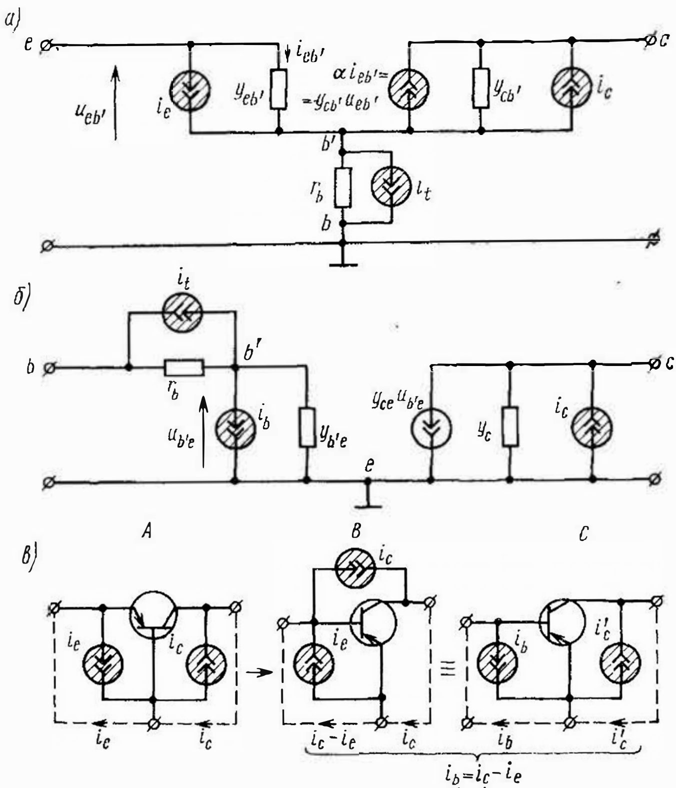


Рис. 2.2. Эквивалентные шумовые схемы биполярного транзистора для средних частот для схем с ОБ (a), с ОЭ ($б$) и переход от схемы ОБ к схеме ОК ($в$).

ка нескольких десятков — сотен ом. Это сопротивление является источником теплового шума, который с другими шумами некоррелирован. Его средний квадрат

$$\overline{i^2_t} = 4kTr_b^{-1}\Delta f. \qquad (2.9)$$

Если на эквивалентной схеме транзистора для малых сигналов (упрощенной за счет пренебрежения внутренней обратной связью) зарисовать три рассмотренных источника, то получим эквивалентную шумовую схему, приведенную на рис. 2.2,*а*.

Выражения (2.6) — (2.9) почти полностью характеризуют шум германиевых транзисторов. Определенного дополнения они требуют только на самых низких частотах (ниже десятков герц — единиц килогерц), где действует шум $1/f$, на самых высоких частотах (выше нескольких сотен мегагерц), на которых уже нельзя пренебречь паразитными реактивностями выводов транзистора, и, наконец, при больших токах эмиттера, когда на шум влияет поверхностная рекомбинация и последовательное сопротивление эмиттера.

Сначала рассмотрим воздействие на шум *больших эмиттерных токов*, для которых соответствующую коррекцию в формулах можно произвести так, что активная проводимость перехода эмиттер — база, выраженная для малых токов формулой (2.4), будет эквивалентна активной проводимости [41]

$$g'_{e0} \approx \frac{qI_E}{kT} n_i \approx g_{e0} n_i. \qquad (2.4а)$$

Корректирующий коэффициент n_i можно определить из характеристик транзистора по постоянному току или непосредственно измеряя эту активную проводимость. При этом $n_i = 1$ для малых токов; $0,5 < n_i < 1$ для средней области между малыми и большими токами; $n_i = 0,5$ — для экстремально больших токов.

Средний квадрат шумового тока i_e

$$\overline{i^2_e} = 4kT\Delta f(g_{e0} n_i + \Delta g) - 2qI_E\Delta f \approx 2qI_E(2n_i - 1)\Delta f. \qquad (2.5а)$$

Из условия эквивалентности схем на рис. 2.2,*б* и *в* при выбранных направлениях шумовых токов вытекают соотношения

$$i_b = i_c - i_e; \; i'_c = i_c. \qquad (2.10)$$

Тогда средний квадрат шумового тока i_b

$$\overline{i^2_b} = \overline{(i_c - i_e)^2} = 2q\Delta f\,[(2n_i - 1)\,I_E + I_C] + 4kT\Delta f\,\mathrm{Re}\,(y_{cb'}). \tag{2.11}$$

Очевидно, что шумовой ток i_c в схеме с ОЭ остается без изменений. Тогда произведение $\overline{i^*_e i_c}$, отражающее корреляцию источников,

$$\overline{i^*_b i_c} = \overline{(i_c - i_e)^* i_c} = 2qI_C\Delta f + 2kT\Delta f\,y_{cb'}. \tag{2.12}$$

Кремниевый транзистор. У кремниевых транзисторов (а при очень низких температурах и у германиевых) токи насыщения эмиттера и коллектора пренебрежимо малы. С другой стороны, передаточные свойства кремниевых транзисторов существенно зависят от рекомбинационного тока эмиттера I_R, т. е. от тока электронов и дырок, поступающих в рекомбинационные центры внутри области пространственного заряда эмиттерного перехода (рис. 2.1,*б* — носители 5). Рекомбинационный ток в кремнии на несколько порядков больше тока насыщения и влияет на постоянный ток и низкочастотную проводимость эмиттерного перехода. Эти величины в обычной рабочей области (исключая очень малые эмиттерные напряжения) определяются уже не формулами (2.2) и (2.4), а выражениями [5]

$$I_E = I'_{ES}\exp\,(qV_{BE}/mkT); \tag{2.13}$$

$$g_{e0} = qI_E/mkT, \tag{2.14}$$

где m — постоянная, лежащая в пределах от 1 до 2, I'_{ES} — фиктивный ток насыщения кремниевого перехода. Соотношения (2.13), (2.14) справедливы в широком диапазоне эмиттерных токов. Поэтому при *больших токах коррекция формул* с помощью коэффициента n_i *для кремниевых транзисторов* в отличие от германиевых *не обязательна.*

Поскольку рекомбинационный ток I_R влияет на эмиттерный, не воздействуя на коллекторный, то у кремниевых транзисторов коэффициент передачи по постоянному току $\alpha_{ss} = \Delta I_C/\Delta I_E$ (угловой коэффициент секущей) отличается от низкочастотного $\alpha_0 = \partial I_C/\partial I_E$ (угловой коэффициент касательной); однако строгий учет этого небольшого отличия усложняет расчет, и поэтому у кремниевых транзисторов (так же как и у германиевых) считаем $\alpha_{ss} \approx \alpha_0$.

Рекомбинационный ток I_R воздействует также на шум эмиттерного перехода весьма сложным образом, и поэтому до сих пор нет единой точки зрения на эту проблему. Так по [4], движения электрона и дырки, образующих пару и захваченных определенной ловушкой, взаимно независимы; из этого предположения вытекает следующее соотношение для среднего квадрата шумового тока эмиттера

$$\overline{i^2_e} = 4kTg_e\Delta f - 2qI_E\Delta f/m. \tag{2.15}$$

В противоположность этому в [6] считается, что движение электрона и дырки на относительно низких частотах «полностью коррелировано», и, следовательно, рекомбинационная составляющая I_R эмиттерного тока ведет себя с точки зрения шума так же, как диффузионная составляющая I_E. Поэтому ее шумовой вклад не надо учитывать особо, так как он уже учтен в дробовом шуме общего тока I_E. Благодаря этому формула (2.6) справедлива и для кремниевого транзистора, у которого, впрочем, ток $I_{BE} \to 0$. Однако на высоких частотах выражение (2.15) для шумового тока i_e точнее [43] *).

Шумовой ток i_c коллектора не подвержен влиянию рекомбинационного тока, поэтому у кремниевого транзистора определяется формулой (2.7), а корреляция между токами i_e, i_c — выражением (2.8).

Соотношения для источников шума германиевых и кремниевых транзисторов приведены в табл. 2.1 для наиболее часто используемых схем включения транзисторов ОБ и ОЭ. Кроме точных выражений, учитывающих для германиевых транзисторов влияние больших токов I_E, а для кремниевых транзисторов — влияние рекомбинационных токов I_R, здесь приведены и приближенные соотношения ($n_i = m = 1$), которые справедливы одновременно для обеих схем включения транзисторов.

---

*) Вопрос о поправке в формулах для шума за счет процесса генерации-рекомбинации должен решаться в зависимости от закона распределения концентрации центров генерации-рекомбинации в области эмиттерного перехода. При условии, что концентрация центров постоянна, поправочные коэффициенты вычислены в [184]. — *Прим. ред.*

Таблица 2.1

Источники шума в эквивалентных схемах биполярных транзисторов

<table>
<tr><th>Схема включения транзистора</th><th>Источники шума</th><th>Германиевые транзисторы</th><th>Кремниевые транзисторы</th></tr>
<tr><td colspan="4" align="center">Точные выражения</td></tr>
<tr><td>ОБ</td><td>$\overline{i^2_e}$</td><td>$4kT\Delta f g_e - 2qI_E\Delta f/m \approx 2qI_E(2n_i - 1)\Delta f$</td><td>$4kT\Delta f g_e - 2qI_E\Delta f/m$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^2_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_C\Delta f$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^*_e i_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2kTy_{cb'}\Delta f = 2kT\alpha y_{eb'}\Delta f$</td></tr>
<tr><td>ОЭ</td><td>$\overline{i^2_b}$</td><td>$2q\Delta f\,[(2n_i - 1)\,I_E + I_C] + 4kT\Delta f g_{ce}$</td><td>$2q\Delta f\left(I_C - \frac{I_E}{m}\right) + 4kT\Delta f g_{b'e}$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^2_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_C\Delta f$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^*_b i_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_C\Delta f + 2kTy_{ce}\Delta f = 2qI_C\left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_0}\right)\Delta f$</td></tr>
<tr><td colspan="4" align="center">Упрощенные выражения ($n_i = 1$; $m = 1$; $f \ll f_\alpha$)</td></tr>
<tr><td>ОБ</td><td>$\overline{i^2_e}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_E\Delta f$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^2_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_C\Delta f$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^*_e i_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_E\Delta f$</td></tr>
<tr><td>ОЭ</td><td>$\overline{i^2_b}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_B\Delta f$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^2_c}$</td><td colspan="2" align="center">$2qI_C\Delta f$</td></tr>
<tr><td></td><td>$\overline{i^*_b i_c}$</td><td colspan="2" align="center">0</td></tr>
</table>

Примечания: $y_{eb'} = g_e + jb_e \sim y_{11b}$; $y_{cb'} \sim y_{21b}$; $y_{ce} = g_{ce} + jb_{ce} \sim y_{21e}$; $y_{b'e} = g_{b'e} + jb_{b'e} \sim y_{11e}$; $\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + jf/f_\alpha}$.

2.3. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ЧАСТОТ

Область средних частот снизу ограничена частотами, на которых начинает действовать шум типа $1/f$ (порядка единиц — десятков килогерц), а сверху — частотами, на которых уже нельзя пренебречь паразитными параметрами выводов и корпуса транзистора (несколько сотен мегагерц) *). В этом диапазоне на входе малошумящих усилителей чаще всего используют схему с общим эмиттером, которая, хотя и имеет приблизительно те же шумовые свойства, что и другие схемы включения транзисторов, но обеспечивает наибольшее усиление по мощности.

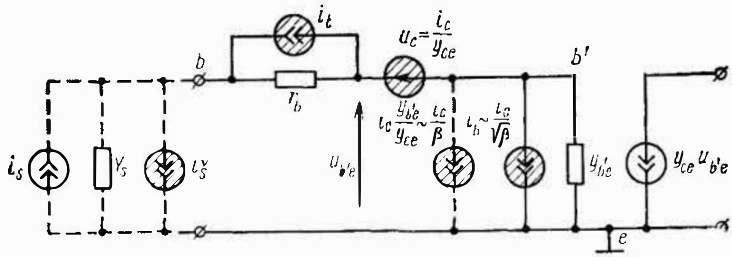


Рис. 2.3. Эквивалентная шумовая схема биполярного транзистора для схемы с ОЭ со всеми шумовыми источниками, переведенными во входную цепь.

При выводе выражения для коэффициента шума схемы с ОЭ исходим из рис. 2.2,*б*. Эту величину сначала определим для внутреннего транзистора, который заменим упрощенной эквивалентной цепью, состоящей только из входной комплексной проводимости $y_{b'e}$ и выходного источника тока $y_{ce}u_{b'e}$, причем

$$y_{b'e}\approx(1-a)\,g_{e0};\quad y_{ce}\approx-ay_{eb'};\quad a=\frac{a_0}{1+jf/f_\alpha}.$$

Шумовые источники i_b и i_c удовлетворительно описываются приближенными выражениями табл. 2.1. Однако выражение для i_b можно записать в более приемлемой форме [24]

$$\overline{i^2_b}\approx 2q\Delta f\left[\left(2-\frac{\alpha+\alpha^*}{\alpha_0}\right)I_C\right]+2q\Delta fI_B, \qquad (2.16)$$

где $\alpha^*=|\alpha|^2/\alpha$.

Выходной шумовой ток i_c можно пересчитать на вход, где его заменяет источник тока $i_cy_{b'e}/y_{ce}\sim\sqrt{2qI_C\Delta f}/\beta$, включенный параллельно источнику i_b, и источник напряже-

*) Верхнюю границу среднечастотного диапазона иногда определяют частотой, на которой коэффициент шума в 2 раза превышает минимальный. — *Прим. ред.*

ния $u_c = i_c / y_{ce}$, включенный последовательно со входом (рис. 2.3).

Однако ток упомянутого источника тока в $\sqrt{\beta}$ раз меньше, чем ток $i_b \sim \sqrt{2qI_C \Delta f / \beta}$, и поэтому им пренебрегаем *). Если ко входу преобразованного таким образом внутреннего транзистора подсоединим источник сигнала с комплексной проводимостью $Y_s = G_s + jB_s$ и шумовым током $\overline{i^2_{\sim s}} = 4kT\Delta f G_s$, то при воздействии всех источников шума (кроме источника i_t) через проводник, закорачивающий клеммы b'—e, будет протекать ток, средний квадрат которого равен

$$\overline{i^2_{\sim s}} + \overline{[i_b + (Y_s + y_{b'e})\, u_c]^2}.$$

Деля предыдущее выражение на средний квадрат тока $\overline{i^2_{\sim s}}$ источника сигнала и используя (2.16), получаем *коэффициент шума внутреннего транзистора* [24]

$$F = 1 + (1 + \Phi^2)\, g_i + \frac{1}{2g_s}\left[\frac{I_B}{I_C} + \frac{2\Phi^2}{1 + \Phi^2} + (1 + \Phi^2)\, g^2_i + \right.$$
$$\left. + (1 + \Phi^2)(b_s + b_i)^2 - 2\Phi (b_s + b_i) + (1 + \Phi^2)\, g^2_s\right], \quad (2.17)$$

где

$$g_i = \frac{1 - \alpha_0}{\alpha_0} + \frac{\Phi^2}{1 + \Phi^2} \approx \frac{\Phi^2}{1 + \Phi^2}; \; g_s = G_s / \alpha_0 g_{e0};$$
$$b_i = \Phi / (1 + \Phi^2); \; b_s = B_s / \alpha_0 g_{e0}; \quad \Phi = f / f_\alpha.$$

Выражение (2.17) определяет коэффициент шума транзистора при комплексной проводимости источника сигнала. Его можно уменьшить, изменяя *реактивную проводимость* до *согласования по шумам* $B_s = B_{\sim s0}$, а также регулируя *активную проводимость* источника до *согласования по шумам* $G_s = G_{\sim s0}$. Реактивную проводимость $B_{\sim s0}$ найдем из условия равенства нулю первой производной $\partial F / \partial b_s$. Подставив ее в (2.17), получим настроенный» коэффициент шума $F_{\min B}$. Из условия $\partial F_{\min B} / \partial g_s = 0$ находим активную проводимость $G_{\sim s0}$.

*) Это пренебрежение справедливо только для очень низких частот, поэтому и выводы, последующие за этим, справедливы для частот не более f_α / β. *Прим. ред.*

Подставляя ее в выражение для величины $F_{\min B}$, получаем минимальный коэффициент шума $F_{\min}$. После преобразований

$$F_{\min} = 1 + \Phi^2 + (1 + \Phi^2)^{1/2} (I_B/I_C + \Phi^2)^{1/2}; \qquad (2.18а)$$

$$\breve{G}_{s0} = (qI_C/kT)(I_B/I_C + \Phi^2)^{1/2} (1 + \Phi^2)^{-1/2}; \qquad (2.18б)$$

$$\breve{B}_{s0} = 0. \qquad (2.18в)$$

Для *реального* транзистора с ненулевым сопротивлением r_b имеем

$$F_{\min} = 1 + \Phi^2 + \Phi^2 \frac{qI_C r_b}{kT} +$$

$$+ \Phi (1 + \Phi^2)^{1/2} \left(1 + 2\frac{qI_C r_b}{kT}\right)^{1/2}; \qquad (2.19а)$$

$$\breve{G}_{s0} = \frac{qI_C}{kT} \left(\frac{\Phi^2}{1 + \Phi^2}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{qI_C r_b}{kT}\right)^{-1/2}; \qquad (2.19б)$$

$$\breve{B}_{s0} = 0. \qquad (2.19в)$$

На *низких частотах*, когда $f < f_\alpha (I_B/I_C)^{1/2}$, минимальный коэффициент шума и оптимальная комплексная проводимость источника определяются более простыми выражениями

$$F_{\min} \approx 1 + \left(\frac{I_B}{I_C}\right)^{1/2} \left(1 + 2r_b \frac{qI_C}{kT}\right)^{1/2}; \qquad (2.20а)$$

$$\breve{G}_{s0} \approx \frac{qI_C}{kT} \left(\frac{I_B}{I_C}\right)^{1/2} \left(1 + 2r_b \frac{qI_C}{kT}\right)^{-1/2}; \qquad (2.20б)$$

$$\breve{B}_{s0} = 0. \qquad (2.20в)$$

Напротив, *на высоких частотах* $f \to f_\alpha$ и

$$F_{\min} \approx 1 + \Phi^2 + \Phi (1 + \Phi^2)^{1/2}; \qquad (2.21а)$$

$$\breve{G}_{s0} \approx \frac{qI_C}{kT} \left(\frac{\Phi^2}{1 + \Phi^2}\right)^{1/2}; \qquad (2.21б)$$

$$\breve{B}_{s0} = 0. \qquad (2.21в)$$

Выражения (2.19)—(2.21) позволяют вычислить минимальный коэффициент шума и соответствующую оптимальную полную проводимость источника сигнала для транзистора, включенного по схеме с ОЭ, на любой частоте, исключая границы используемого частотного диапазона. Кроме того, из них следуют более общие сведения, которые необходимо учитывать при расчете высокочастотных малошумящих схем.

1. Для получения минимального коэффициента шума необходимо использовать транзистор с минимальным сопротивлением базы r_b и с максимально большим коэффициентом усиления по току на низкой частоте (по постоянному току) α_0, причем большие значения α_0 должны иметь место уже при малых (около 10 мкА) коллекторных токах I_C.

2. На частотах, меньших $0{,}1 f_\alpha$, коэффициент шума не зависит от частоты. Выше этой границы коэффициент шума растет приблизительно пропорционально квадрату частоты, поэтому на высоких частотах желательно использовать транзисторы с максимальной частотой f_α, приблизительно в десять раз большей, чем рабочая.

3. Коэффициент шума зависит от внутренней полной проводимости источника сигнала. При минимальном коэффициенте шума комплексная проводимость источника не может быть согласована по мощности с входной проводимостью транзистора, поскольку ее активная составляющая должна выбираться в соответствии с выражением (2.19б), а реактивная составляющая, как следует из (2.19в), должна равняться нулю, т. е. для получения минимального коэффициента шума источник должен иметь чисто резистивный характер. Отметим, что согласование по шумам не очень критично, так, например, изменение активной проводимости источника в два раза по сравнению с оптимальным значением вызывает увеличение коэффициента шума только на несколько процентов.

4. Коэффициент шума зависит от коллекторного тока I_C транзистора. При увеличении этого тока растет шум токораспределения, что вызывает ухудшение шумовых свойств, однако одновременно увеличивается крутизна, которая, напротив, улучшает шумовые свойства. Следовательно, при некотором оптимальном токе I_C коэффициент шума минимален. Этот оптимум, тоже не очень критичный, на низких частотах соответствует приблизи-

тельно коллекторному току I_C, выше которого ранее растущий коэффициент усиления α_0 уже почти не изменяется. Однако на высоких частотах оптимум коллекторного тока из-за зависимости граничной частоты f_α от тока I_C несколько смещается.

При соблюдении приведенных правил у современных транзисторов на частотах до нескольких десятков мегагерц можно получить коэффициент шума около 1 дБ при оптимальном сопротивлении источника сигнала в несколько сотен ом. На частотах в несколько сотен мегагерц при использовании транзисторов с граничной частотой $f_\alpha \sim 1$ ГГц минимальный коэффициент шума не превышает 3—5 дБ, причем оптимальное сопротивление источника для данного случая составляет несколько десятков ом.

Кроме схемы с ОЭ, на средних частотах широко используется схема с ОБ. Ее шумовые свойства подробно разобраны, например, в [1] и поэтому приведем здесь только выражение для минимального коэффициента шума:

$$F_{\min} = 1 + (1 - \alpha_0 + \Phi^2)\left(1 + r_b \frac{qI_E}{kT}\right) + \sqrt{(1 - \alpha_0 + \Phi^2)\left(1 + 2r_b \frac{qI_E}{kT}\right) + (1 - \alpha_0 + \Phi^2) \times \left(1 + r_b \frac{qI_E}{kT}\right)^2}. \qquad (2.22)$$

Сравнение выражения (2.22) с выражением (2.18) для минимального коэффициента шума схемы с ОЭ без учета внутренней обратной связи транзистора (т. е. с емкостью $C_{cb} \to 0$) показывает, что для одного и того же транзистора, включенного по схеме с ОЭ и по схеме с ОБ, величина $F_{\min}$ почти одинакова. Этот вывод следует уже из простого рассмотрения схем, поскольку они отличаются друг от друга только точкой заземления эмиттерного перехода. Однако их остальные свойства, в частности: оптимальная проводимость источника, необходимая для согласования по шумам или же по мощности, усиление по мощности, стабильность и т. д., — различны.

2.4. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЧАСТОТ

На низких частотах у биполярных транзисторов так же, как и у других полупроводниковых элементов, наблюдается увеличение их собственного шума в результате наличия источников, объединяемых общим названием: источники шума типа $1/f$ (термин «$1/f$-шум» нужно понимать только как приближенное обозначение рассматриваемого явления, а не как точную математическую формулировку). Самой важной причиной существования шума типа $1/f$ являются приповерхностные рекомбинационные токи, однако не исключено, что в меньшей мере в его возникновении участвуют и другие физические явления. Несмотря на то, что изучение шума типа $1/f$

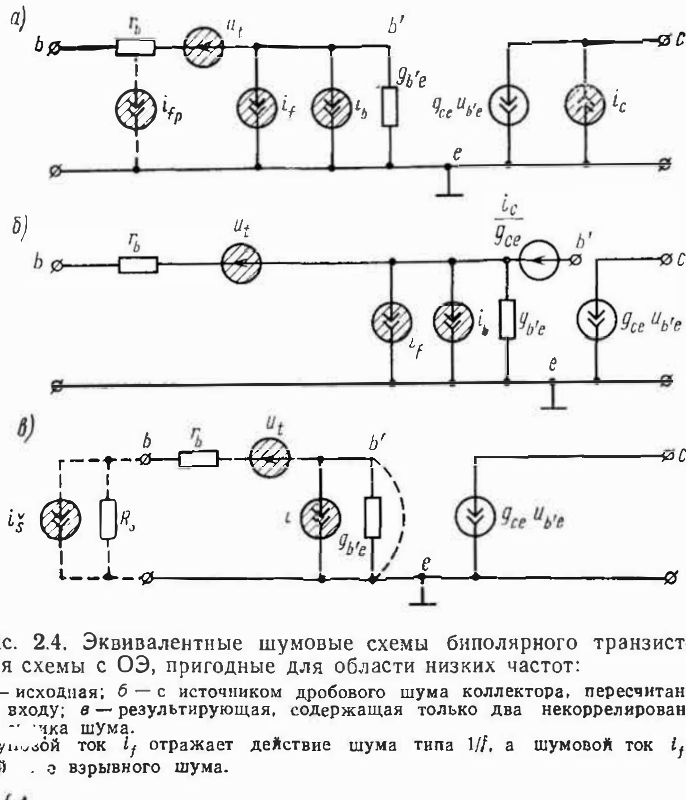


Рис. 2.4. Эквивалентные шумовые схемы биполярного транзистора для схемы с ОЭ, пригодные для области низких частот:

а — исходная; *б* — с источником дробового шума коллектора, пересчитанным ко входу; *в* — результирующая, содержащая только два некоррелированных источника шума.

Шумовой ток i_f отражает действие шума типа $1/f$, а шумовой ток i_{fp} — действие взрывного шума.

у биполярных транзисторов до сих пор еще не закончено, его можно вполне удовлетворительно выразить численно, а на практике успешно бороться с ним [25, 44, 46].

Для вывода основных шумовых свойств транзистора в области шума типа $1/f$, простирающегося от инфразвуковых частот до нескольких единиц или десятков килогерц, рассмотрим эквивалентную схему на рис. 2.4,*а*, которая соответствует наиболее часто используемой низкочастотной схеме с ОЭ (схема упрощена путем пренебрежения всеми емкостями). На этой схеме изображены прежде всего источники дробового шума базы и коллектора, а также источник теплового шума сопротивления r_b базы, которые для низкочастотной области (и при коэффициентах $m=n_i=1$) определяются упрощенными выражениями табл. 2.1 и

$$\overline{u^2_t}=4kTr_l\,\Delta f. \tag{2.23}$$

Экспериментально обнаружено, что в области действия шума типа $1/f$ шумовые свойства ухудшаются при большом внутреннем сопротивлении источника сигнала. Из этого следует, что на эквивалентной схеме шум типа $1/f$ следует изображать как источник шумового тока i_f, включенный параллельно источнику i_b так, как это показано на рис. 2.4,*а*. Тогда средний квадрат шумового тока i_f [46] *):

$$\overline{i^2_f}=KI^{\vartheta}_{Bl}f^{-\psi}\,\Delta f, \tag{2.24}$$

где $K\approx10^{-12}\ \dots\ 10^{-15}$ — постоянная, зависящая от типа транзистора и температуры; ψ, ϑ — постоянные, зависящие от типа транзистора $(0{,}9<\psi<1{,}1;\ 1<\vartheta<2)$.

Если все источники шума известны, то можно определить коэффициент шума и другие шумовые параметры транзистора. Но сначала заменим источник выходного шумового тока i_c эквивалентным ему входным источником шумового напряжения i_c/g_{ce}, в результате чего придем к эквивалентной схеме, изображенной на рис. 2.4,*б*. Далее объединим оба входных источника шумо-

---

*) В работе [185] на основе многократных измерений предложена формула $\overline{i^2_f}=cI_EI_{E\,\text{пред}}\Delta f/f$, в которой $c\approx10^{-10}$ — некоторая константа для данного экземпляра транзистора, $I_{E\,\text{пред}}$ — предельный ток эмиттера, при котором коэффициент передачи транзистора по току становится равным нулю из-за преобладания рекомбинационного процесса над диффузионным. — *Прим. ред.*

вого напряжения в один и его средний квадрат формально выразим как тепловой шум некоторого шумового сопротивления r_n. Подобным образом объединим и все источники входных шумовых токов в единый источник i, средний квадрат которого выразим как тепловой шум некоторой шумовой проводимости g_n. В результате этого получим новую эквивалентную схему, изображенную на рис. 2.4,*в*. Шумовые сопротивление и проводимость определяются выражениями

$$r_n = r_b + \frac{kT}{2qI_E} \approx r_b + \frac{r_{e0}}{2}; \tag{2.25}$$

$$g_n \approx \frac{g_{e0}}{2\beta_0} + \frac{KI_B^{\vartheta} f^{-\phi}}{4kT}. \tag{2.26}$$

Шумовую проводимость g_n можно также выразить другим способом. Дело в том, что иногда вместо постоянной K приводится так называемая характеристическая частота *) f_L шума типа $1/f$, определяемая соотношением $f_L = K/2q$. Используя ее при вычислениях, после небольших преобразований получаем

$$g_n \approx \frac{g_{e0}}{2} \frac{1 + f_L/f}{\beta_0} = \frac{g_{e0}}{2\beta_L}, \tag{2.26a}$$

где

$$\beta_L = \frac{\beta_0}{1 + f_L/f} \tag{2.26б}$$

— фиктивный коэффициент усиления по току, учитывающий воздействие шума типа $1/f$.

Для внутреннего сопротивления источника R_s коэффициент шума F определим как отношение среднего квадрата всего шумового тока, протекающего через проводник, закорачивающий клеммы b'—e, при воздействии всех указанных на рис. 2.4,*в* источников шума, к шумовому току, обусловленному только тепловым шумовым

*) Другое понятие характеристической частоты — частоты перегиба — приводится в [186]. Хотя оно и имеет более сложное выражение, но зато хорошо отображает свойства демаркационной линии между средними и низкими частотами. — *Прим. ред.*

током $i_{\tilde{s}}$ внутреннего сопротивления источника R_s. После преобразований получим

$$F = 1 + g_n R_s + \frac{r_n}{R_s} = 1 + \left(\frac{g_{e0}}{2\beta_0} + \frac{K I_B^{\vartheta} f^{-\psi}}{4kT}\right) R_s + \frac{r_b + r_{e0}/2}{R_s}. \quad (2.27)$$

Из условия $\partial F / \partial R_s = 0$ легко определить оптимальное сопротивление источника $R_{\tilde{s}0}$, необходимое для согласования по шумам, и соответствующий минимальный коэффициент шума $F_{\min}$:

$$R_{\tilde{s}0} = \sqrt{\frac{r_n}{g_n}} = \sqrt{\frac{r_b + r_{e0}/2}{g_{e0}/2\beta_0 + K I_B^{\vartheta} f^{-\psi}/4kT}}; \quad (2.28)$$

$$F_{\min} = 1 + 2\sqrt{r_n g_n} = 1 + 2\sqrt{\left(r_b + \frac{r_{e0}}{2}\right)\left(\frac{g_{e0}}{2\beta_0} + \frac{K I_B^{\vartheta} f^{-\psi}}{4kT}\right)}. \quad (2.29)$$

На низких частотах, где над всеми шумовыми источниками существенно преобладает $1/f$ шум, эти выражения можно упростить:

$$R_{\tilde{s}0} \approx \sqrt{\frac{(r_b + r_{e0}/2)\, 4kT}{K I_B^{\vartheta} f^{-\psi}}};$$

$$F_{\min} \approx 1 + 2\sqrt{\left(r_b + \frac{r_{e0}}{2}\right)\left(\frac{K I_B^{\vartheta} f^{-\psi}}{4kT}\right)}. \quad (2.30)$$

В области *средних частот,* где преобладает белый шум,

$$R_{\tilde{s}0} \approx \sqrt{\frac{2\beta_0 (r_b + r_{e0}/2)}{g_{e0}}};$$

$$F_{\min} \approx 1 + 2\sqrt{\left(r_b + \frac{r_{e0}}{2}\right)\left(\frac{g_{e0}}{2\beta_0}\right)}. \quad (2.31)$$

Если в последнем уравнении пренебречь сопротивлением r_b, то получим упрощенное, очень важное выражение для минимального коэффициента шума

$$F_{\min} \approx 1 + \sqrt{1/\beta_0}. \quad (2.32)$$

Однако коэффициент шума можно минимизировать, выбирая не только внутреннее сопротивление источника сигнала, но и режим по постоянному току коллектора. Соответствующий оптимум определяется из выражения (2.27), в которое сначала подставляются соотношения

$$g_{e0} \approx qI_E/kT; \quad I_E \approx I_C;$$

$$I_B = I_C \beta_0^{-1}; \quad \vartheta = \psi = 1,$$

а затем находят производную $\partial F/\partial I_C$ и приравнивают ее нулю; в результате получают оптимальный ток I_C

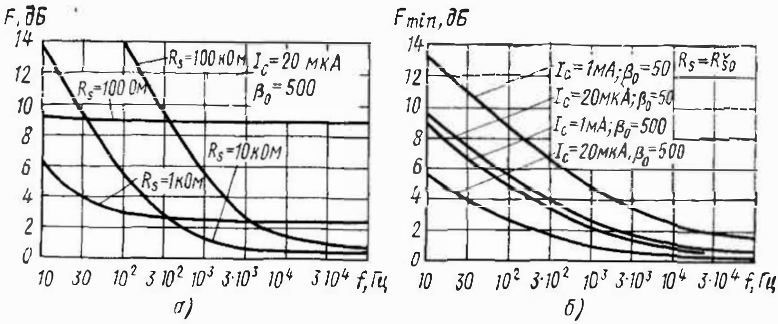


Рис. 2.5. Теоретические частотные зависимости узкополосного коэффициента шума F в низкочастотной области, где сказывается шум типа $1/f$.

коллектора в области *низких частот*, где преобладает шум типа $1/f$:

$$I_{C\,\mathrm{opt}} \approx \frac{\sqrt{\beta_0}}{40R_s} \sqrt{\frac{4kT}{4kT + 2\beta_0 Kf}} \tag{2.33а}$$

и в области *средних частот*

$$I_{C\,\mathrm{opt}} \approx \frac{\sqrt{\beta_0}}{40R_s}. \tag{2.33б}$$

Полученные соотношения иллюстрируются графиками на рис. 2.5. Как видно из рис. 2.5,*а*, при малом сопротивлении источника (R_s=100 Ом) действие входного источника шумового тока i_f ослаблено, так что коэффициент шума F почти не зависит от частоты; однако малое сопротивление R_s сильно отличается от оптимального значения сопротивления источника $R_{s0}^{\sim}$ и поэтому соответствующее значение коэффициента шума ($F \sim 9$ дБ) слишком велико. Из рис 2 5,*б* следует, что для получения наилучших шумовых параметров транзистор должен иметь максимально большой коэффициент усиления по току β_0 и должен работать в режиме очень малого (порядка микроампер) коллекторного тока.

Изображенные зависимости построены исходя из упрощенного теоретического анализа, при котором учтены только самые основные источники шума. Однако на практике иногда существенное влияние оказывают источники, которыми мы пренебрегли. Тогда, например, зависимость коэффициента шума от частоты может иметь вид, приведенный на рис. 2.6, который при малом сопротивлении источника R_s=270 Ом совпадает, а при большом сопротивлении R_s=20 кОм значительно отличается от графиков на рис. 2.5 [1]. Это отклонение вызвано так называемым взрывным шумом, который обусловлен дефектами кристаллической структуры эмиттерного перехода на его нижних кромках. Этот шум можно учесть в эквивалентной шумовой схеме транзистора, вводя в нее источник шумового тока i_{fp}, подключаемый между средним выводом сопротивления r_b и эмиттером (на рис. 2.4,*а* обозначен пунктиром), но тогда слишком усложняются все расчеты. По этой причине, а также потому, что в результате более совершенной технологии эти шумовые источники ослабляются, далее они не рассматриваются.

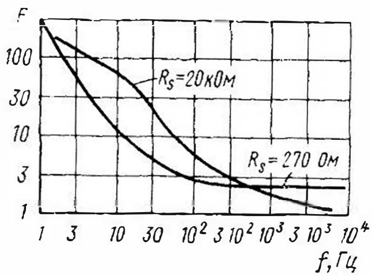


Рис 2 6 Частотная зависимость коэффициента шума F транзистора с сильным взрывным шумом, проявляющимся при большом сопротивлении R_s источника сигнала

Из графиков на рис. 2.5 и предыдущего численного анализа можно вывести ряд важных и весьма общих правил, которые надо соблюдать при проектировании низкочастотных усилителей, если их коэффициент шума должен быть минимальным. Применяемые транзисторы следует тщательно отобрать так, чтобы сопротивление базы r_b было минимальным, а коэффициент усиления β_0 — максимальным при минимально возможном коллекторном токе I_C (избыточные токи коллектора I_{CS} и эмиттера I_{ES} почти не влияют на шумовые свойства, однако их отношение I_{CS}/I_{ES} у хорошего транзистора должно максимально приближаться к коэффициенту β_0). Всем этим требованиям лучше других отвечают кремниевые планарные транзисторы, поэтому в усилителях звуковой частоты этим транзисторам отдается предпочтение перед другими типами, особенно перед германиевыми.

С точки зрения шумовых свойств, выбор постоянного напряжения коллектор — эмиттер не критичен, однако это напряжение не должно быть меньше 1 В. В противном случае у некоторых типов транзисторов резко упадет коэффициент усиления β_0, в результате чего увеличится шум токораспределения. Ток коллектора, напротив, очень сильно сказывается на шумовых свойствах. Для достижения минимума коэффициента шума его следует выбирать в соответствии с выражениями (2.33а) и (2.33б), которые ведут обычно к относительно малым коллекторным токам, порядка десятков и даже единиц микроампер. Однако специальные низкочастотные транзисторы с малым шумом имеют и при таких малых токах достаточно большой коэффициент усиления β_0.

Внутреннее сопротивление источника сигнала по возможности не должно отличаться от оптимума, определяемого выражением (2.28). В области шума типа $1/f$ для германиевых транзисторов оптимальное внутреннее сопротивление источника составляет единицы килоом, для кремниевых планарных транзисторов — десятки килоом. Если внутреннее сопротивление источника сотни килоом и более, то лучшие коэффициенты шума можно получить, применяя малошумящие полевые транзисторы.

Коэффициент шума F, рассмотренный ранее, используется для относительно узкой полосы частот $\Delta f \ll f$. Интегральный (средний) коэффициент шума, используемый для широкого диапазона частот от f_1 до f_2, с учетом (2.27) и для $\vartheta=\psi=1$ определяется соотношением

$$\overline{F}=\frac{1}{f_2-f_1}\int\limits_{f_1}^{f_2} F(f)\,df = 1+\frac{g_{e0}}{2\beta_0 G_s}+\left(r_b+\frac{r_{e0}}{2}\right)G_s+$$

$$+\frac{KI_B}{(f_2-f_1)\,4kTG_s}\ln\frac{f_2}{f_1}. \qquad (2.34)$$

2.5 ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Германиевые и особенно кремниевые планарные транзисторы можно применять в малошумящих схемах на частотах до нескольких гигагерц. Таким образом в настоящее время биполярный транзистор является важнейшим элементом техники СВЧ для малых сигналов. При изучении шумовых свойств биполярного транзистора на СВЧ можно использовать его эквивалентную схему для малых сигналов, приведенную на рис. 2.7,*а* [45].

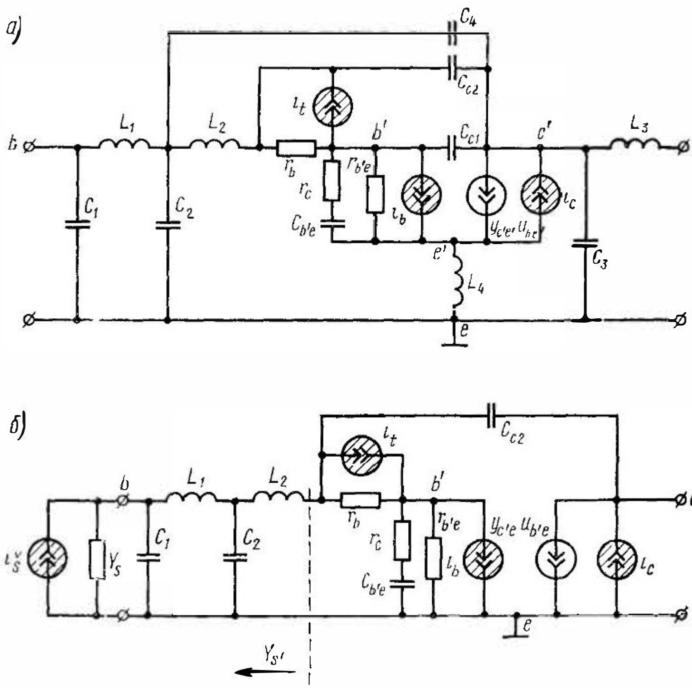


Рис. 2.7. Полная (*а*) и упрощенная (*б*) эквивалентные шумовые схемы СВЧ транзистора, заключенного в корпус

Для германиевого транзистора GM1233 при режиме по постоянному току $I_C=1$ мА, $V_{CE}=-8$ В паразитные элементы корпуса $L_1=L_2=1{,}85$ нГн, $C_1=0{,}15$ пФ; $C_2=0{,}35$ пФ; $C_3=0{,}5$ пФ; $C_4=0{,}02$ пФ; внутренние выводы $L_2=L_4=0{,}65$ нГн, элементы транзистора; $r_b=28$ Ом; $r_{b'e}=1{,}9$ кОм; $r_c=6$ Ом; $C_{b'e}=1{,}95$ пФ; $C_{c1}=C_{c2}=0{,}15$ пФ.

Конфигурация схемы соединений паразитных реактивностей соответствует корпусу *TI* — line, применяемому фирмой Texas Instruments. В сущности подобную эквивалентную схему имеют микрополосковый и коаксиальный корпусы, но с иными значениями отдельных элементов.

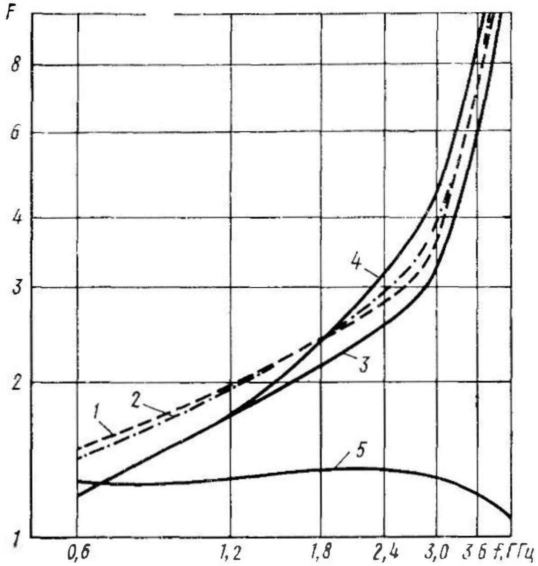


Рис. 2.8. Частотные зависимости минимального коэффициента шума F_{min} СВЧ транзистора, соответствующие точной эквивалентной схеме на рис. 2.7,*а* (*1*); схеме при пренебрежении элементами L_3, L_4, C_3, C_4 и C_{c1} (*2*); схеме при пренебрежении тепловым шумовым током i_t (*3*); схеме при пренебрежении шумовыми токами i_b и i_t (*4*); схеме, учитывающей только тепловой шумовой ток i_t (*5*). График *4* идет выше графика *3*, так как в последнем случае источники шума частично коррелированы.

Эквивалентная схема внутреннего транзистора отличается от схемы, используемой на низких частотах, только дополнительным сопротивлением r_c порядка нескольких ом.

Источники шума, изображенные на эквивалентной схеме рис. 2.7,*а*, определены соответствующими соотношениями табл. 2.1. Ввиду большой сложности полной эквивалентной схемы целесообразно ее упростить. Справедливость упрощения может быть показана с помощью рис. 2.8 [41, 42]. Зависимости, приведенные на рис. 2.8, были получены для точного значения оптимальной комплексной проводимости генератора $Y_{s0} = G_{s0} + jB_{s0}$, частотная зависимость которой изображена на диаграмме полных проводимостей на рис. 2.9.

Из сравнения кривых на рис. 2.8 видно, что при пренебрежении элементами L_3, L_4, C_3, C_4 и C_{c1} коэффициент шума изменяется очень мало. Поэтому для его вычисления используем эквивалентную схему, приведенную на рис. 2.7,*б*. По определению коэффициент шума F равен отношению среднего квадрата шумового тока, протека-

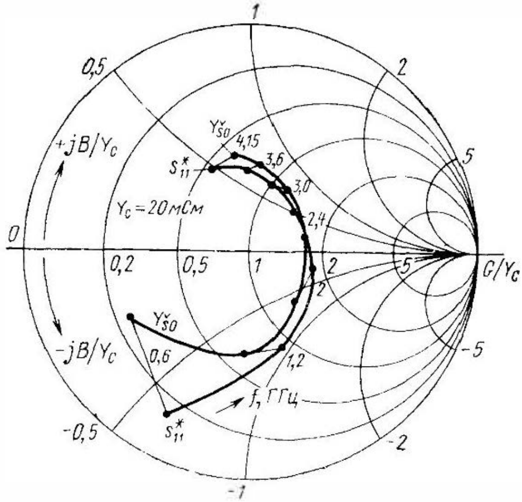


Рис. 2.9. Частотная зависимость оптимальной полной проводимости источника Y_{s0}, необходимой для согласования по шумам.

ющего через закороченный выход транзистора при воздействии всех источников шума, к среднему квадрату составляющей, вызванной только тепловым шумовым током активной проводимости G_s источника сигнала. Токи i_b и i_c коррелированы, в то время как токи i_t и i_s некоррелированы, так что

$$F = \frac{\overline{(i_{s0} + i_{t0} + i_{b0} + i_{c0})^2}}{\overline{i^2_{s0}}} = 1 + \frac{\overline{i^2_{t0}} + \overline{i^2_{b0}} + \overline{i^2_{c0}} + 2\,\mathrm{Re}\,\overline{(i^*_{b0} i_{c0})}}{\overline{i^2_{s0}}}, \tag{2.35}$$

где индекс «0» обозначает, что речь идет о шумовых токах на закороченном выходе транзистора. Используя величины [41]

$$y_{11e} = \frac{1}{r_{b'e}} + \frac{j\omega C_{b'}}{1 + j\omega C_{b'e} r_c}; \tag{2.36}$$

$$Y'_s = \frac{Y_s + j\omega (C_1 + C_2) - \omega^2 L_1 C_2 Y_s - j\omega^3 L_1 C_1 C_2}{1 + j\omega Y_s (L_1 + L_2) - \omega^2 (L_1 C_1 + L_2 C_1 + L_2 C_2) - j\omega^3 L_1 L_2 C_2 Y_s + \omega^4 L_1 L_2 C_1 C_2}; \tag{2.37}$$

$$Y'_{s0} = Y'_s + j\omega C_{C2}; \tag{2.38}$$

$$S = \frac{j\omega C_{C2} (r_b y_{11e} + 1) + y_{c'e}}{Y'_{s0} (1 + r_b y_{11e}) + y_{11e}}; \tag{2.39}$$

$$R = \frac{r_b (j\omega C_{C2} y_{11e} - Y'_{s0} y_{c'e})}{Y'_{s0} (r_b y_{11e} + 1) + y_{11e}}; \tag{2.40}$$

$$B = -\frac{y_{c'e} (Y'_{s0} r_b + 1) + j\omega C_{C2}}{y_{11e} (Y'_{s0} r_b + 1) + Y'_{s0}}, \tag{2.41}$$

можно выразить составляющую выходного шумового тока i_{b0}, поступающую от источника i_b в виде произведения $i_{b0} = i_b B$.

Подобным образом можно выразить и другие составляющие, а затем, подставив их в (2.35), после преобразований получить

$$F = 1 + \frac{r_b^{-1} |R|^2 + \left[\frac{q}{2kT} \{(2n_i - 1) I_E + I_C\} + \mathrm{Re}\,(y_{ce}) \right] |B|^2}{\mathrm{Re}\,(Y'_s)\, |S|^2} + \frac{\frac{qI_C}{2kT} + \mathrm{Re}\left[B^* \left(\frac{qI_C}{kT} + y_{c'e} \right) \right]}{\mathrm{Re}\,(Y'_s)\, |S|^2}. \tag{2.42}$$

Из условия равенства нулю первой производной этой функции по переменной B_s или G_s можно определить оптимальные реактивную и активную проводимости источника сигнала, необходимые для шумовой настройки и согласования. Однако соответствующие выражения для практических расчетов еще слишком сложны. Поэтому для вычисления оптимальной реактивной проводимости источника из эквивалентной схемы на рис. 2.7,б

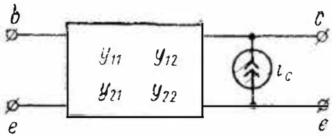


Рис. 2.10 Простейшая эквивалентная шумовая схема биполярного СВЧ транзистора, учитывающая только дробовой шум коллектора i_c.

исключим еще источники шумовых токов i_t и i_b, т. е. из всех источников шума транзистора учтем только дробовой шум коллектора*) i_c. Преобразованная таким образом эквивалентная схема (рис. 2.10) представляет собой каскадное соединение нешумящего транзистора, заданного y-параметрами, и источника дробового шума коллектора i_c.

Если учесть, что шумовой ток, протекающий через закороченный выход транзистора, в результате воздействия источника шумового тока $\underset{s}{i_\smile}$ равен $\underset{s0}{i_\smile} = -\underset{s}{i_\smile} y_{21}/(Y_s + y_{11})$, то коэффициент шума F можно записать в форме

$$F = 1 + \frac{\overline{i^2}_c\,|Y_s + y_{11}|^2}{\overline{i^2}_\smile\,|y_{21}|^2} = 1 + \frac{qI_C\,|Y_s + y_{11}|^2}{2kTG_s\,|y_{21}|^2}. \qquad (2.43)$$

Минимальный коэффициент шума $F_{\min}$ и соответствующая оптимальная полная проводимость $\underset{s0}{Y_\smile}$ источника равны

$$F_{\min} = 1 + \frac{2qI_C g_{11}}{kT\,|y_{21}|^2}; \qquad (2.44)$$

$$\underset{s0}{Y_\smile} = \underset{s0}{G_\smile} + j\underset{s0}{B_\smile} = g_{11} - jb_{11} = y^*_{11}. \qquad (2.45)$$

Если известны величины $F_{\min}$ и $\underset{s0}{Y_\smile}$, то коэффициент шума F для произвольной полной проводимости источника можно записать в виде соотношения (1.122), которое будет проанализировано в § 2.10.

Из предыдущих соотношений вытекает очень важный вывод: для упрощенной эквивалентной схемы, учитывающей только наиболее важную высокочастотную шумовую составляющую, т. е. дробовой шум коллектора, оптимальная полная проводимость источника $\underset{s0}{Y_\smile}$, необхо-

*) Такое пренебрежение приводит к заниженному значению $F-1$ примерно на 3 дБ при оптимальном токе коллектора. — *Прим. ред.*

димая для получения минимального коэффициента шума, равна комплексно-сопряженной величине y^*_{11} параметра y_{11}. Однако измерить этот параметр, как и остальные параметры полной проводимости, в области СВЧ трудно. Поэтому обычно измеряют s-параметры, что технически существенно проще, а параметр y_{11} вычисляют по формуле

$$y_{11} = Y_c \frac{(1 + s_{22})(1 - s_{11}) + s_{12}s_{21}}{(1 + s_{22})(1 + s_{11}) - s_{12}s_{21}}, \tag{2.46}$$

где

$$Y_c = 20 \text{ мСм}. \tag{2.47}$$

Для рассматриваемого частотного диапазона в этом выражении можно пренебречь членами s_{12}, s_{21}, так что

$$y_{11} \approx Y_c \frac{1 - s_{11}}{1 + s_{11}}. \tag{2.48}$$

А это соотношение решается с помощью круговой диаграммы полных проводимостей, из основных свойств которой вытекает, что образ параметра s_{11}, изображенный в системе координат коэффициента отражения, совпадает с образом, соответствующим полной проводимости y_{11}, изображенной в основной системе диаграммы полных проводимостей. Следовательно, параметр s^*_{11}, подобно соотношению (2.48), при графическом изображении аппроксимирует оптимальную полную проводимость $\underset{s0}{\underset{\smile}{Y}}$ источника.

О правильности этой аппроксимации для рассматриваемого транзистора *GM* 1233 можно судить по рис. 2.9, где, кроме частотной зависимости точной величины оптимальной полной проводимости $\underset{s0}{\underset{\smile}{Y}}$, изображена частотная зависимость параметра s^*_{11}. Совпадение обоих графиков на частотах выше 1 ГГц хорошее (в отличие от полевых транзисторов, у которых оптимальная полная проводимость, необходимая для согласования по шумам, и параметр y^*_{11} или же соответствующий параметр s^*_{11} весьма значительно различаются).

2.6. ПРОЕКТИРОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАЛОШУМЯЩИХ УСИЛИТЕЛЕЙ НА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Оптимальный рабочий режим. Первым условием достижения наилучших шумовых свойств низкочастотного усилителя на биполярных транзисторах является применение специальных типов малошумящих транзисторов и выбор правильного режима [8, 9]. Для этой цели наиболее подходящими являются кремниевые планарные транзисторы, у которых при оптимальных рабочих условиях на частоте 1 кГц минимальный коэффициент шума может быть меньше 0,5 дБ. Наиболее благоприятный режим по току коллектора I_C и оптимальное внутреннее сопротивление $R_{\underset{s0}{\sim}}$ источника сигнала можно вычислить с помощью выражений, приведенных в § 2.4.

Иногда изготовители транзисторов публикуют соответствующие графические зависимости, по которым также можно определить оптимальный рабочий режим. Пример таких зависимостей показан на рис. 2.11, где приведены кривые для типичного кремниевого планарного малошумящего транзистора, работающего в схеме с ОЭ. Согласно рис. 2.5 из графиков на рис. 2.11,*а*, *б*, *в* следует, что для получения минимального коэффициента шума на частотах, лежащих непосредственно в области $1/f$-шума, сопротивление R_s источника должно быть порядка 10 кОм. Наиболее подходящий ток коллектора I_C лежит в пределах от 10 до 100 мкА. Если этот ток больше, то оптимальное сопротивление $R_{\underset{s0}{\sim}}$ должно быть меньше; например, на частоте $f=1$ кГц и токе $I_C=1$ мА сопротивление $R_{\underset{s0}{\sim}}$ равно только 2 кОм.

Как видно из рис. 2.11,*г*, шум типа $1/f$ проявляется почти до 1 кГц.

Минимум среднего коэффициента шума $\overline{F}$ (рис. 2.11, *д*) наблюдается при очень малых токах $I_C \approx 10$ мкА и сопротивлениях $R_{\underset{s0}{\sim}} >$ > 10 кОм. С ростом тока I_C оптимальное сопротивление $R_{\underset{s0}{\sim}}$ уменьшается и минимум коэффициента шума, естественно, растет.

В отличие от тока коллектора выбор напряжения коллектор — эмиттер почти некритичен. В обычных цепях с малым шумом это напряжение бывает в пределах 2—5 В. При существенно меньших или больших напряжениях шумовые свойства транзистора ухудшаются.

Согласование по шумам. Если внутреннее сопротивление источника сигнала отличается от оптимального значения, то для обеспечения согласования по шумам меж-

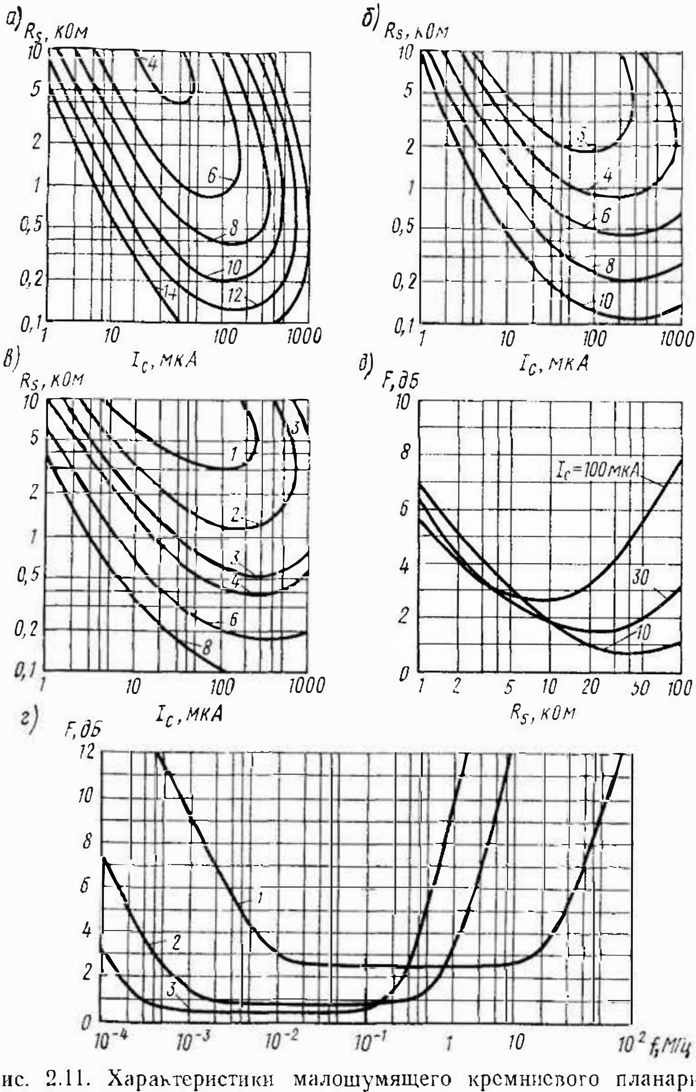


Рис. 2.11. Характеристики малошумящего кремниевого планарного транзистора типа SGS-BFY 76 при V_{CE}=5 В:

а — кривые равных коэффициентов шума F [дБ] в плоскости [I_C; R_s] при частоте f=100 Гц в полосе Δf=20 Гц; б — то же, при f=1 кГц и Δf=200 Гц; в — то же при f=10 кГц и Δf=2 кГц; г — зависимость коэффициента шума F [дБ] от частоты f для различных комбинаций I_C и R_s: 1) I_C=1 мА, R_s=5 кОм, 2) I_C=100 мкА, R_s=10 кОм, 3) I_C=20 мкА, R_s=10 кОм, д — зависимость широкополосного (среднего) коэффициента шума $\overline{F}$ [дБ] от внутреннего сопротивления R_s источника в шумовой полосе Δf=15,7 кГц.

ду источником и транзистором можно включить трансформатор сопротивлений. Идеальный согласующий трансформатор, в первичной обмотке которого n_1 витков, а во вторичной n_2, трансформирует сопротивления пропорционально квадрату отношения этих витков, так что сопротивление источника R_s, подсоединенное к первичной обмотке, проявляется во вторичной обмотке как сопротивление

$$R'_s=(n_2/n_1)^2R_s=p^2R_s. \tag{2.49}$$

Если коэффициент трансформации n_2/n_1 выбирается таким образом, чтобы сопротивление R'_s равнялось сопротивлению $R_{\overset{\smile}{s0}}$, необходимому для согласования по шумам, на выходе транзистора получаем максимальное отношение сигнал/шум, достижимое для данного источника сигнала.

Применение согласующего трансформатора на практике встречает определенные трудности, в особенности если необходимо обеспечить коэффициент трансформации, значительно отличающийся от единицы. При большом числе витков могут отрицательно сказываться паразитные емкости и сопротивления обмоток, которые ограничивают передачу верхних частот. Слишком малая индуктивность первичной обмотки ограничивает передачу нижних частот.

В тех случаях, когда сопротивление R_s источника сигнала меньше оптимального сопротивления $R_{\overset{\smile}{s0}}$, необходимого для согласования по шумам, выходное отношение сигнал/шум можно также улучшить, включая на входе несколько транзисторов параллельно (§ 2.8, 2.11).

Отрицательная обратная связь. На шумовые свойства низкочастотных усилителей влияет отрицательная обратная связь, которую применяют для уменьшения искажений, повышения стабильности усиления и т. д., причем (§ 4.5) относительно слабая отрицательная обратная связь почти не воздействует на шумовые свойства усилителя, в то время как сильная обратная связь всегда несколько ухудшает их, даже в том случае, если она введена через чисто реактивное сопротивление обратной связи.

С другой стороны, при определенных требованиях к параметрам усилителя (к коэффициенту усиления, входному сопротивлению, ширине полосы) обратная связь может оказаться полезной и с точки зрения шума.

Рассмотрим выходной низкочастотный усилитель, который хотя и обеспечивает достаточное усиление, но имеет слишком большой коэффициент шума. Если перед этим усилителем включить малошумящий предусилитель, то шумовые соотношения улучшатся, но усиление будет слишком большим. Если в предусилителе (а в случае необходимости и в выходном усилителе) введем отрицательную обратную связь, шум не увеличится, а усиление упадет до требуемого значения, кроме того, уменьшатся искажения всей схемы и улучшится ее устойчивость. Другим примером удачного использования упомянутых свойств обратной связи служит усилитель с регулируемым усилением. Если эта регулировка осуществляется изменением степени обратной связи, то коэффициент шума усилителя практически не изменяется, и, наоборот, при регулировке усиления с помощью пассивного аттенюатора на входе усилителя происходит его изменение.

Количественный разбор влияния отрицательной обратной связи на шумовые свойства усилителя приведен в § 4.5.

Схемы с ОБ и ОК. Все предыдущие рассуждения относились к схемам включения транзистора с общим эмиттером (ОЭ), которая наиболее часто используется во входных цепях низкочастотных усилителей. Подробный анализ схем с ОБ и ОК был бы слишком громоздким, поэтому мы приведем только наиболее важные выводы из него (при этом мы можем поступать так, что исследуемые схемы с ОБ и ОК мы рассматриваем как применение обратной связи в основной схеме с ОЭ [47]).

Как видно из рис. 2.12,*а* и *б*, схемы с ОБ и ОЭ отличаются друг от друга только точкой заземления перехода эмиттер — база. Поэтому их коэффициенты шума — конечно, при сохранении соотношений между сопротивлениями — одинаковы, а следовательно, и оптимальное сопротивление $\underset{s0}{R_{\smile}}$, необходимое для согласования по шумам, у схемы с ОБ такое же, как и у схемы с ОЭ, несмотря на то, что входное сопротивление схемы с ОБ существенно меньше

Из сравнения схем с ОК и ОЭ (рис. 2.12,*в* и *г*) видно, что и в этом случае для согласования по шумам необходимо одинаковое для обеих схем сопротивление $\underset{s0}{R_{\smile}}$, хотя входное сопротивление схемы с ОК существенно больше, чем у схемы с ОЭ. В противоположность этому у схемы с ОЭ с отрицательной обратной связью, создаваемой незашунтированным эмиттерным резистором R_E

(рис. 2.12,*д*), соотношения иные. С точки зрения выходного шума, рассматриваемого на коллекторе, резистор R_E включен последовательно с источником сигнала (рис. 2.12,*е*). Однако, если определяется шум на эмитте-

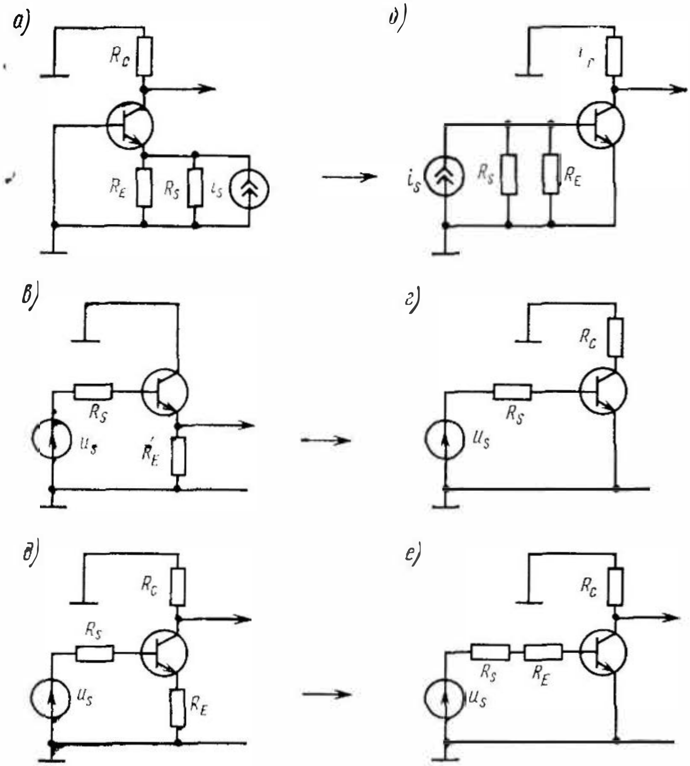


Рис. 2.12. Различные схемы включения транзисторов. Схемы в левом столбце имеют такой же коэффициент шума, как и схемы в правом столбце.

ре, то резистор R_E включен параллельно выходу эмиттер — земля. Из этого следует важный вывод о том, что хотя каскад на рис. 2.12,*д*, используемый как фазовый инвертор ($R_E = R_C$), и обеспечивает на коллекторе и на эмиттере напряжение сигнала одинаковой амплитуды (и противоположной фазы), однако отношение сигнал/шум на обоих выходах может быть весьма различным.

Влияние второго каскада. Несмотря на то, что второй каскад малошумящего усилителя оказывает меньшее влияние на шумовые свойства, чем первый, при неблагоприятном рабочем режиме оно может быть все-таки существенным *). Это нежелательное явление наблюдается в том случае, если ток I_{C2} коллектора второго каскада — а в результате и его шум $1/f$ — слишком большой. Условие, которому должен удовлетворять ток I_{C2}, выведем для наиболее неблагоприятного режима, когда избыточным шумом $1/f$ первого каскада можно пренебречь и, следовательно, шум $1/f$ второго каскада оказывает наибольшее влияние. Это проявляется в том случае, если на усилитель подается сигнал от источника с «нулевым» внутренним сопротивлением, так что при пренебрежении сопротивлением r_b на входе первого транзистора (рис. 2.4,*б*) действует только источник шумового напряжения, средний квадрат которого равен $2qI_{C1}\Delta f/g^2_{ce}$. Впрочем, умножая это напряжение на квадрат крутизны g_{ce}, можно преобразовать его в эквивалентный источник выходного шумового тока со средним квадратом тока $\overline{i^2_{c1}}=2qI_{C1}\Delta f\approx 2kTg_{e0}\Delta f$. Средний квадрат шумового тока $i=i_b+i_f$ второго транзистора с учетом (2.26а) определяется выражением

$$\overline{i^2}=4kT\Delta f\,(g_{e02}/2\beta_{L2})\approx 2qI_{C2}\Delta f/\beta_{L2}. \qquad (2.50)$$

Тогда из неравенства $\overline{i^2}\ll\overline{i^2_{c1}}$ вытекают искомые условия

$$g_{e01}\gg g_{e02}/\beta_{L2}; \qquad (2.51)$$

$$I_{C1}\gg I_{C2}/\beta_{L2}. \qquad (2.52)$$

Можно руководствоваться также ориентировочным правилом, согласно которому ток I_{C2} коллектора второго транзистора не должен быть больше трех — шестикратного тока I_{C1} первого каскада. Впрочем, это простое правило иногда не выполняется на практике. Так, например, в малошумящих цепях часто используют схему Дарлингтона, приведенную на рис. 2.13, в которой, как известно, эмиттерный ток второго транзистора в β раз больше тока первого транзистора. Это далеко от требуе-

---

*) О влиянии шума второго каскада в усилителях с противошумовыми коррекциями см. [185]. — *Прим. ред.*

мого по условию (2.52), и поэтому шумовой вклад второго транзистора здесь почти такой же, как шумовой вклад первого транзистора. Определенного улучшения можно достичь, если к базе второго транзистора подключить резистор смещения, через который протекает часть эмиттерного тока первого транзистора.

Малошумящие схемы питания. Для задания и стабилизации рабочего режима транзистора чаще всего используют резистивные цепи стабилизации. Прежде чем перейти к их исследованию, напомним основные све-

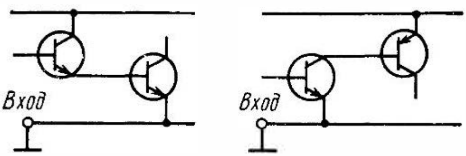


Рис. 2.13 Два варианта схемы Дарлингтона, малопригодных для малошумящих цепей

дения о шумах резисторов. Наряду с тепловым шумом [см. рис. 1.4 и (1.68)] у реальных резисторов наблюдается избыточный шум. Из результатов измерений следует, что среднеквадратичное значение соответствующего шумового напряжения прямо пропорционально произведению сопротивления R и постоянного тока I_s, который через него протекает, т. е. пропорционально постоянному напряжению V_s, падающему на сопротивлении. Кроме того, оно обратно пропорционально частоте, так что шум этого типа сказывается прежде всего на низких частотах (на частотах от единиц герц до килогерц), в то время как на более высоких частотах он падает ниже уровня белого теплового шума (см. рис. 1.4). На избыточный шум существенно влияют материал и технология производства.

Для количественной оценки избыточного шума служит *индекс шума* (ИШ), определяемый как отношение среднеквадратичного значения шумового напряжения, выраженного в микровольтах на декаду частоты, к постоянному напряжению V_s, приложенному к сопротивлению и выраженному в вольтах *). Из очень важного для

*) Иногда индекс шума выражается в децибелах, причем значение 0 дБ соответствует шумовому напряжению 1 мкВ/В.

практики рис. 2.14 следует, что минимальный избыточный шум имеют проволочные резисторы; но, к сожалению, они обладают слишком большой паразитной индуктивностью и поэтому применимы только на низких частотах. Очень хороши металлизированные резисторы, у которых паразитные реактивности существенно меньше, и поэтому их широко применяют в малошумящих цепях.

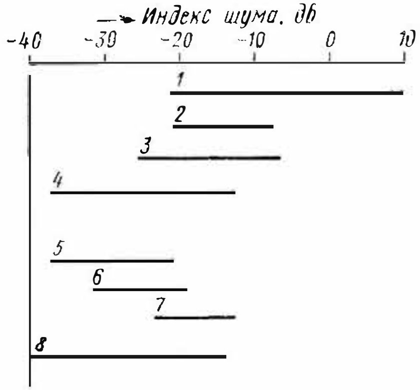


Рис 2.14 Типовые значения индекса шума ИШ резисторов: углеродистого композиционного объемного «по всему сечению» (*1*), углеродистого композиционного (*2*), углеродистого поверхностного (*3*), металлопленочного (*4*), металлопленочного до 100 Ом (*5*), металлопленочного до 100 кОм (*6*), металлопленочного выше 100 кОм (*7*), проволочного (*8*)

Значительно хуже угольные и объемные резисторы, которые для рассматриваемых случаев не пригодны.

Теперь рассмотрим проблему малошумящих цепей питания. Мостовая схема стабилизации (рис. 2.15) мало пригодна с этой точки зрения, так как на резисторах R_A и R_B делителя падает большое постоянное напряжение, в результате чего появляется большое избыточное шумовое напряжение.

Например, для резисторов $R_A=1$ МОм, $R_B=270$ кОм с индексом шума на частоте 1 кГц ИШ=0,0021 мкВ/В суммарное шумовое напряжение на базе на частоте 10 Гц при ширине полосы 1 Гц составляет около 3,5 нВ, тогда как внутреннее сопротивление источника $R_s=1$ кОм создает тепловое шумовое напряжение 12,6 нВ.

Эта схема является плохой с точки зрения шума еще и потому, что в ней для увеличения входного сопротивления и улучшения других свойств в эмиттер включен незашунтированный резистор обратной связи, который также является источником шума, включенным последовательно с источником сигнала.

Малошумящая схема на рис. 2.16,*а*, которая особенно часто используется в низкочастотных усилителях, существенно лучше рассмотренной. Делитель напряжения R_A—R_B в ней составлен из относительно низкоомных резисторов, в результате чего выполняется одно из условий хорошей температурной стабильности. Конечно, на этих резисторах падают большие постоянные напряжения (обычно несколько вольт), так что в них тоже возникает большой избыточный шум. Но этот шум сильно подавлен большой фильтрующей емкостью C_D, и поэтому единственным источником шума цепей питания является вспомогательный резистор R_D, с помощью которого постоянное смещение с резисторного делителя подается на базу. Однако, если постоянное напряжение на резисторе R_D не превышает нескольких десятков милливольт, его избыточный шум будет относительно малым. Вследствие этого результирующий шумовой вклад рас-

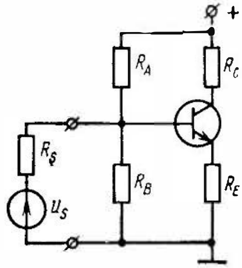


Рис 2.15. Часто применяемая схема для установки и стабилизации рабочего режима транзистора не пригодна для малошумящих цепей.

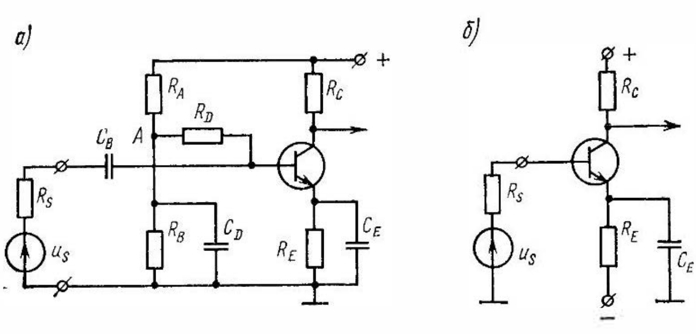


Рис. 2.16. Цепи стабилизации по постоянному току, применяемые в малошумящих схемах:

а — шумовое напряжение в точке *А* зашунтировано на землю емкостью C_D; *б* — резистора в цепи базы нет, однако средняя точка источника заземлена.

сматриваемой цепи питания в общий шум усилителя существенно меньше, чем у мостовой схемы на рис. 2.15.

Оптимальный выбор резистора R_D является результатом взаимоисключающих требований. Для получения максимального входного сопротивления усилителя сопротивление этого резистора должно быть как можно больше. Его тепловое шумовое напряжение, пересчитанное к базе транзистора,

$$\sqrt{\overline{U^2_s}}=\sqrt{4kT\Delta f R_D}\, R_s/(R_s+R_D) \tag{2.53}$$

с ростом сопротивления R_D уменьшается при $R_D > R_S$, следовательно, и по этой причине сопротивление R_D должно быть как можно больше. В противоположность этому для хорошей температурной стабильности и малого избыточного шума требуется, чтобы сопротивление R_D было минимальным *).

Другой тип схемы питания по постоянному току показан на рис. 2.16,*б*. С точки зрения шума, эта схема самая хорошая, поскольку в цепи базы нет резистора смещения. Однако для получения требуемых напряжений коллектора и эмиттера необходимо иметь два отдельных источника.

Шунтирующие конденсаторы в цепях питания, схемы которых приведены на рис. 2.16, должны достаточно надежно подавлять все шумовые напряжения даже на самой нижней частоте ω_1 передаваемой полосы. Поэтому их емкости должны быть в несколько раз больше емкостей, обусловленных обычным требованием подавления используемого сигнала на частоте ω_1 (на—3 дБ). При их выборе можно использовать приближенные соотношения

$$C_D > \frac{1}{0,1\omega_1 R_D};\ C_E > \frac{1}{\omega_1 R_E}\left(\frac{\beta_0 R_E}{R_T+R_i+R_E}-1\right), \tag{2.54}$$

где R_T —эквивалент всех внешних сопротивлений, подсоединенных к базе, полученный по теореме Тевенина, R_i — входное сопротивление одного транзистора.

---

*) Температурная зависимость параметров транзистора является причиной того, что при изменении температуры во входном каскаде изменяются: коэффициент усиления; оптимальный режим по току эмиттера, минимизирующий шум; постоянная времени входной цепи; эквивалентная входная емкость и т. д. В [185] приведена методика расчета цепей температурной стабилизации, учитывающая вышеперечисленные факторы. — *Прим. ред.*

Большое внимание надо уделить также сетевым источникам постоянных напряжений питания. Сетевой трансформатор должен иметь электростатическое экранирование первичной и вторичной обмоток, обеспечивающее достаточное подавление напряжений помех между «сильноточной землей» и первичной обмоткой и между «сильноточной» и «сигнальной землей». Повышенные требования предъявляются и к фильтрации выпрямленного напряжения, т. е. к подавлению фоновых и шумо-

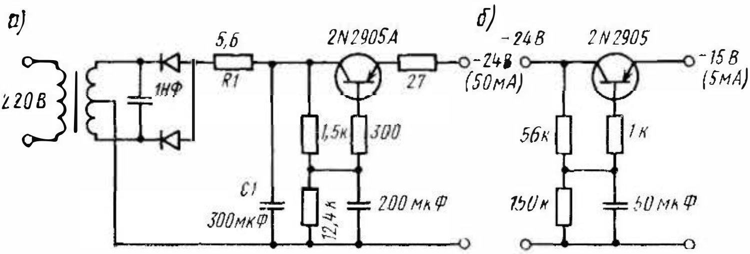


Рис. 2.17. Схемы транзисторных фильтров выпрямленного напряжения.

вых составляющих. Обычно применяемых *LC* или *RC*-фильтров здесь недостаточно, поскольку для получения требуемого коэффициента фильтрации γ_f, определяемого как отношение эффективной величины остаточных переменных составляющих к постоянному напряжению на нагрузке, потребовались бы непомерно большие фильтрующие емкости. Поэтому в этих случаях применяются фильтры с транзисторными умножителями *C*, которые могут увеличить эффективное значение *RC* постоянной времени фильтрации в β раз.

Пример источника такого типа с коэффициентом фильтрации порядка 10^{-3} дан на рис. 2.17,*а*. Выпрямленное напряжение предварительно фильтруется цепью *R1C1*, за которой следует транзистор *T1*, работающий как умножитель емкости. Включая дополнительный умножитель согласно рис. 2.17,*б*, можно улучшить коэффициент фильтрации приблизительно в β раз, т. е. до значения $\sim 10^{-5}$, которое является достаточным и при самых высоких требованиях.

2.7. ДВУХКАСКАДНЫЙ НИЗКОЧАСТОТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ПО СХЕМЕ ОЭ—ОЭ

В низкочастотной технике часто используют малошумящий усилитель на составном транзисторе ОЭ — ОЭ с непосредственной связью (рис. 2.18).

Такая схема включения является выгодной, поскольку в ней нет конденсатора связи и она обладает хорошей температурной стабильностью. Минимальный коэффициент шума ее на частоте 10 кГц равен 0,3 дБ, а на частоте 10 Гц около 1,4 дБ. Оптимальное внутреннее сопротивление источника, необходимое для согласования по шумам, на частоте 10 кГц около 15 кОм, а на частоте 10 Гц только 5,3 кОм.

Основные шумовые параметры можно найти, пользуясь эквивалентной схемой на рис. 2.19. Шум каждого транзистора здесь отображен эквивалентными источниками шумового напряжения и тока. Эти величины можно представить тепловым шумом шумового сопротивления r_n (2.25) и шумовой проводимости g_n (2.26а), где

$$g_{e0} = \frac{1}{r_{e0}} = \frac{qI_E}{kT}. \tag{2.55}$$

Коэффициенты усиления по напряжению первого транзистора A_{u1} и всего усилителя A_{uc} определяются выражениями [46]

$$A_{u1} \approx -R_3/r_{e01};\ A_{uc} \approx \beta_{02}R_6/r_{e01}, \tag{2.56}$$

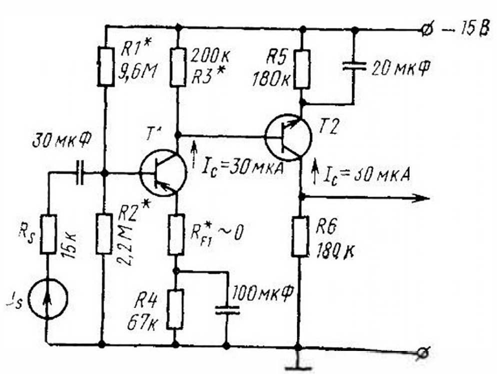


Рис 2.18. Принципиальная схема усилителя на комплементарных транзисторах с непосредственной связью

Сопротивление R_{F1} увеличивает полное входное сопротивление, но ощутимо ухудшает шумовые свойства; знаком * обозначены малошумящие резисторы.

которые справедливы при условии, что сопротивления источника R_s и баз транзисторов r_{b1} и r_{b2} существенно меньше, а сопротивление нагрузки R_3 существенно больше входных сопротивлений $\beta_{01}r_{e01}$ или $\beta_{02}r_{e02}$ транзисторов (эти условия в рассматриваемом случае хорошо выполняются).

Для определения коэффициента шума источники тока на рис. 2.19 с помощью теоремы Тевенина заменим источ-

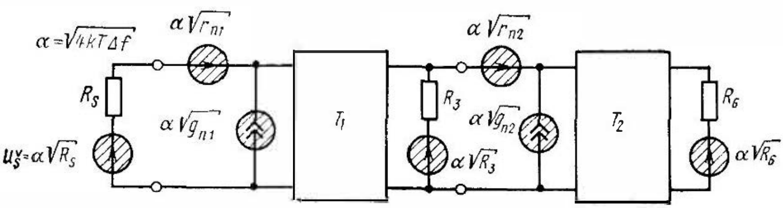


Рис. 2.19. Эквивалентная шумовая схема усилителя на рис. 2.18.

никами напряжения и затем со всеми оставшимися источниками пересчитаем их ко входу усилителя. Средний квадрат этого общего эквивалентного входного шумового напряжения, деленный на средний квадрат теплового шумового напряжения внутреннего сопротивления источника сигнала R_s, равен коэффициенту шума. После преобразований имеем

$$F=1+R_sg_{n1}+\frac{1}{R_s}\left[r_{n1}+(R_s+r_{n2})\frac{r^2_{e01}}{R^2_3}+g_{n2}r^2_{e01}+\right.$$

$$\left.+R_6\frac{r^2_{e01}}{\beta^2_{02}R^2_6}\right]\approx 1+R_sg_{n1}+(r_{n1}+g_{n2}r^2_{e01})/R_s=$$

$$=1+R_sG_n+R_n/R_s, \qquad (2.57)$$

причем приближенное выражение получено в пренебрежении всеми несущественными членами в квадратных скобках. Минимальный коэффицент шума F_{min} и соответствующее внутреннее сопротивление R_{s0} источника определяются с помощью выражений (2.28) и (2.29). Если оба транзистора работают при очень малых коллекторных токах, то для каждого из них справедливо соотношение $r_b \ll r_{e0}$, так что упомянутые выражения можно записать в упрощенной форме

$$F_{\min} \approx 1 + \sqrt{\frac{1+f_{L1}/f}{\beta_{01}}\left(1 + r_{e01} g_{e02} \frac{1+f_{L2}/f}{\beta_{02}}\right)} ; \quad (2.58)$$

$$G_{\underset{s0}{\smile}} \approx g_{e01} \sqrt{\frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \frac{1+f_{L1}/f}{\beta_{02} + (1+f_{L2}/f)}} . \quad (2.59)$$

Сравнение с выражениями (2.28) и (2.29) показывает, что второй каскад заметно ухудшает коэффициент шума только на самых низких частотах, когда $f \ll f_L$. Выше области шума типа $1/f$ его вклад уже пренебрежим, так что шумовые свойства определены исключительно первым каскадом. Следовательно, шумовые свойства этой схемы приблизительно так же хороши, как и у каскодной схемы ОЭ—ОБ. Однако у каскодной схемы входная емкость меньше, так как ее второй каскад, включенный по схеме с ОБ, имеет малое внутреннее сопротивление и поэтому малое усиление напряжения, а следовательно, и так называемая емкость Миллера *) у первого каскада относительно мала. Другое преимущество каскодной схемы, также вытекающее из малого усиления напряжения первого каскада, — очень хорошая устойчивость. Однако ее общее усиление по мощности в низкочастотной области несколько меньше, чем у рассмотренной схемы ОЭ — ОЭ.

2.8. НИЗКОЧАСТОТНАЯ КАСКОДНАЯ СХЕМА С ПАРАЛЛЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫМИ ВХОДНЫМИ ТРАНЗИСТОРАМИ

Оптимальное внутреннее сопротивление источника сигнала, необходимое для согласования по шумам, для кремниевых транзисторов составляет несколько десятков килоом. Если сигнал на эти транзисторы подается от низкочастотного источника с сопротивлением, например, 100—200 Ом, то их коэффициент шума увеличится до весьма неблагоприятных значений 3—5 дБ. Существенного улучшения можно добиться, либо применяя согласующий трансформатор, либо включая входные транзисторы параллельно. Второй способ менее трудоемкий, а иногда и более дешевый, особено при разумном

*) Входная емкость, вызванная обратной связью. — *Прим. пер.*

использовании монолитных интегральных схем. Поэтому разберем его подробнее для каскодной схемы, т. е. последовательного соединения входного транзистора (или в данном случае n параллельно включенных транзисторов) по схеме с ОЭ с последующим транзистором по схеме с ОБ.

Объектом анализа является схема, приведенная на рис. 2.4,*в*, на которой шум транзистора отображен источниками шумового напряжения u (или шумовым сопротивлением r_n) и шумового тока i (или проводимостью g_n). Если n одинаковых транзисторов соединить параллельно, то результирующее шумовое сопротивление $r^n{}_n$ и результирующая шумовая проводимость $g^n{}_n$ этой комбинации

$$r^n{}_n = r_n/n; \; g^n{}_n = ng_n. \qquad (2.60)$$

При активной проводимости $G_s = R_s^{-1}$ источника сигнала согласно выражению (2.27) коэффициент шума

$$F = 1 + ng_n/G_s + G_s r_n/n. \qquad (2.61)$$

Это соотношение позволяет рассчитать коэффициент шума лишь первого каскада каскодной схемы, состоящего из n параллельно соединенных транзисторов. Однако оно почти не отличается от результирующего коэффициента шума всей каскодной схемы, поскольку из-за большого усиления по мощности составного первого каскада шумовым вкладом второго каскада можно пренебречь.

Из условия $\partial F/\partial n = 0$ легко определить оптимальное число n_{opt} параллельно включенных транзисторов, обеспечивающих согласование по шумам:

$$n_{opt} = G_s \sqrt{\frac{r_n}{g_n}} = G_s \sqrt{\frac{(2r_b + r_{e0})\,\beta_0}{(1 + f_L/f)\,g_{e0}}} = \frac{G_s}{G_{\smile s0}}. \qquad (2.62)$$

Очевидно, что параллельное включение имеет смысл только в том случае, если $n_{opt} > 1$ или $G_s > G_{\smile s0}$, т. е. если внутреннее сопротивление R_s источника меньше оптимального сопротивления $R_{\smile s0}$ одного транзистора. В противном случае для получения минимального коэффициента шума во входном усилителе надо применить полевой транзистор, для которого оптимальное сопротивление $R_{\smile s0}$ источника составляет единицы мегаом, или выполнить согласование соответствующим трансформатором.

Минимальный коэффициент шума F_{min} и оптимальная активная проводимость $G_{\smile s0}$ источника сигнала согласно выражениям (2.28), (2.29) и (2.60),

$$F^n_{min} = 1 + 2\sqrt{r_n g_n n/n} = F_{min};$$

$$G^n_{\smile s0} = n\sqrt{g_n/r_n} = nG_{\smile s0}. \qquad (2.63)$$

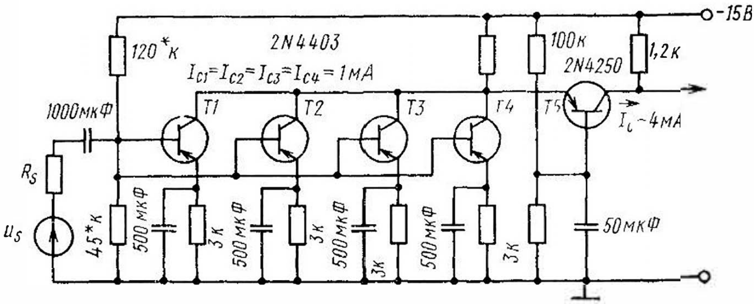


Рис. 2.20. Принципиальная схема малошумящего низкочастотного каскодного усилителя.

Знаком * обозначены малошумящие резисторы.

Минимальный коэффициент шума n-транзисторного каскада, очевидно, останется без изменений, но оптимальная активная проводимость $G_{\smile s0}$ источника сигнала в n раз больше, или соответственно сопротивление $R_{\smile s0}$ в n раз меньше, чем у одного транзистора. Если, например, число параллельно соединенных транзисторов $n=5$, то оптимальное сопротивление источника $R_{\smile s0}$ уже составляет только около 1—2 кОм.

В качестве примера рассмотрим малошумящий усилитель, построенный по каскодной схеме с четырьмя параллельно соединенными транзисторами по схеме с ОЭ на входе [46] (рис. 2.20).

В результате такой реализации, а также влияния относительно больших коллекторных токов $I_C=1$ мА оптимальное внутреннее сопротивление $R_{s0}^{\sim}$ источника сигнала на частоте 10 кГц составляет приблизительно 200 Ом, а на частоте 10 Гц даже 25 Ом. Минимальный коэффициент шума на частоте 10 кГц равен 0,5 дБ, а на частоте 10 Гц около 4 дБ.

Шумовые свойства усилителя можно улучшить, применяя цепи питания транзисторов *T1 — T5*, аналогичные показанным на рис. 2.16,*а*.

Параллельное включение транзисторов влияет не только на шумовые свойства, но и на другие параметры усилителя. Усиление напряжения по сравнению с одним транзистором увеличится в n раз, входное сопротивление в n раз уменьшится. Хотя полная входная емкость, включая емкость Миллера, тоже увеличится в n раз, однако, благодаря малому входному сопротивлению транзистора *T5*, образующему функционально второй каскад каскодной схемы, эффект Миллера ослаблен, и поэтому увеличение входной емкости еще допустимо.

Если транзисторы *T1 — T4* идентичны (т. е. если они подобраны или это элементы монолитной интегральной схемы), то их эмиттеры можно соединить, эмиттерные резисторы заменить одним резистором сопротивлением ~750 Ом и шунтирующие конденсаторы заменить одним емкостью 2000 мкФ.

2.9. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАЛОШУМЯЩИХ УСИЛИТЕЛЕЙ НА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

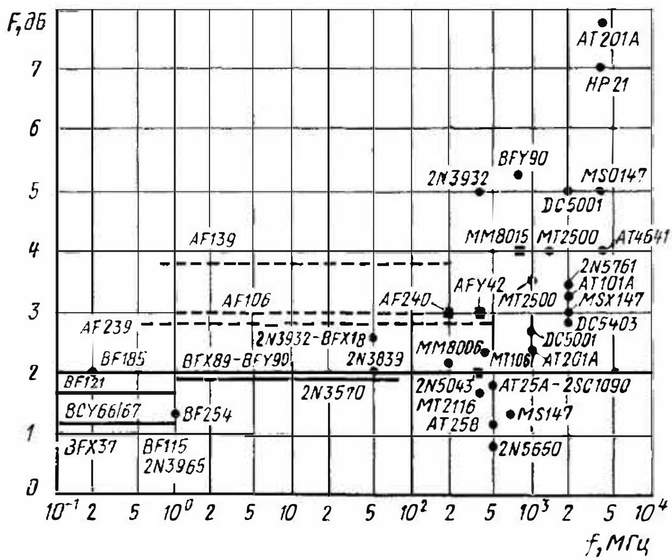
На высоких частотах, как и в низкочастотной области, основным условием обеспечения наилучших шумовых свойств усилителя является выбор подходящего транзистора и задание оптимального рабочего режима транзистора. Основные положения этой процедуры приведены в § 2.3, и поэтому здесь дополним их только некоторыми данными.

Большинство изготовителей транзисторов предлагает широкий ассортимент германиевых и кремниевых высокочастотных транзисторов. Это, например, типы ГТ329 (СССР) [19]; GF507 — GF509; KF124; KF125 (ЧССР — TESLA). Наиболее известные иностранные малошумящие транзисторы и достижимые у них коэффициенты шума приведены в табл. 2.2.

Гораздо сложнее, чем выбрать транзистор, задать надлежащий режим по току коллектора и согласовать импеданс с источником сигнала. Как показано в § 1.9, для полного описания шумовых свойств транзистора необходимы четыре шумовых параметра. Систему этих па-

Таблица 2.2.

Коэффициенты шума биполярных транзисторов



раметров можно образовать различным способом, однако в высокочастотной области по всей вероятности самой подходящей будет система, состоящая из минимального коэффициента шума $F_{\min}$ оптимальной комплексной проводимости $\underline{Y}_{s0} = \underline{G}_{s0} + j\underline{B}_{s0}$ источника сигнала, необходимой для согласования по шумам, и шумового сопротивления R_n. Если эти четыре шумовых параметра известны (т. е. известны их зависимости от частоты и от рабочей точки транзистора), то можно выполнить расчет малошумящего усилителя. Однако в каталогах иногда приводят только данные о минимальном коэффициенте шума, причем, как показано на рис. 2.21,*a*, либо его частотную зависимость, либо его зависимость от тока коллектора Оставшиеся три шумовых параметра либо вообще не публикуются, либо в лучшем случае даны только для одного рабочего режима или только для одной частоты, как показано на рис. 2.21,*б* и *в*.

Если шумовых параметров в наличии нет, то их можно определить расчетным путем из эквивалентной схемы транзистора (как это сделано в § 2.3 или подробнее в [1]). Преимуществом такого подхода является то, что при расчете исходят только из известных элементов ли-

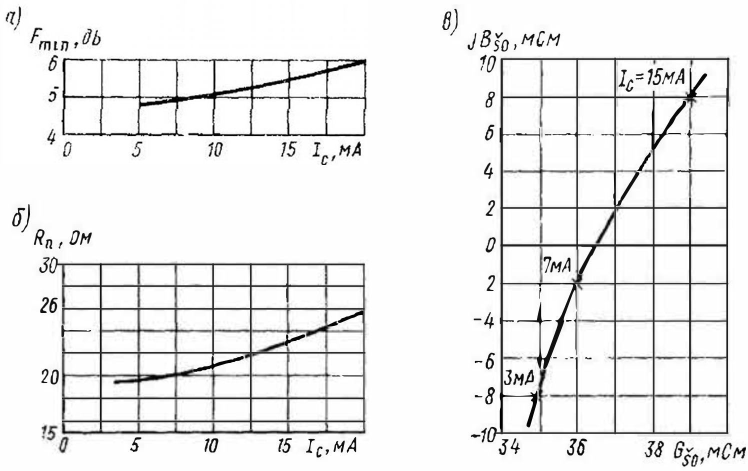


Рис 2.21. Шумовые параметры кремниевого планарного транзистора Siemens BFR 14A, снятые при f=2 ГГц и напряжении коллектора V_{CE}=10 В, в зависимости от тока коллектора I_C:
а — минимальный коэффициент шума F_{min}; *б* — эквивалентное шумовое сопротивление; *в* — оптимальная комплексная проводимость $Y_{s0}^{\sim}$ источника.

неаризованной эквивалентной схемы (r_b, y_{be} и т. д.), которые, как правило, либо приведены, либо их можно определить с помощью известных y-параметров транзистора. Но в некоторых случаях при этом возникает большая погрешность, поскольку точное значение некоторых элементов зависит от того, для каких сигналов они рассматриваются: для слабых шумовых или для более сильных синусоидальных (так, например, сопротивление базы r_b, найденное по y-параметрам, имеет несколько иное значение, чем то же сопротивление, определенное на основе измерения шумовых свойств).

Шумовые параметры F_{min}; $G_{\smile s0}$; $R_{\smile s0}$ и R_n можно также определить непосредственно, измеряя коэффициент шума в зависимости от обеих составляющих G_s и B_s внутренней полной проводимости источника. Полученные таким образом параметры в большинстве случаев гораздо точнее отражают шумовые свойства транзистора, чем параметры, рассчитанные по линеаризованной эквивалентной схеме.

Если определены параметры транзистора, как усилительные (y-параметры или на самых высоких частотах s-параметры), так и шумовые, то можно приступить к расчету высокочастотного усилителя. Первое требование, которое надо иметь в виду, это получение наилучших шумовых свойств. Однако, в большинстве случаев одновременно желательны максимальное усиление по мощности, достаточная стабильность и малые нелинейные искажения. Эти условия до некоторой степени взаимно исключают друг друга, так что при окончательном расчете усилителя всегда допускается определенный компромисс между ними.

Далее будут приведены некоторые графо-аналитические методы, которые помогают при оптимизации этой процедуры. Отправным пунктом этих методов являются круговые диаграммы, отображающие коэффициент шума, усиление по мощности и другие необходимые величины на плоскости внутренней комплексной проводимости источника сигнала. Метод круговых диаграмм очень эффективен для данной цели, особенно в случае узкополосных малошумящих усилителей, и поэтому разберем его подробнее [14].

2.10. КРУГОВЫЕ ДИАГРАММЫ ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО УСИЛИТЕЛЯ

Рассмотрим линеаризованный несимметричный невзаимный четырехполюсник (рис. 2.22), который может представлять транзистор, лампу, линейную интегральную схему и т. д. Параметры полной проводимости этого четырехполюсника обозначим символами $y_{ik}=g_{ik}+jb_{ik}$, его полную нагрузочную проводимость $Y_L=G_L+jB_L$ и полную проводимость источника $Y_s=G_s+jB_s$ (причем $G_s\geqslant 0$ и $G_L\geqslant 0$). Пусть шумовые свойства четырехполюсника характеризуются определеной системой его шумовых параметров.

Коэффициент шума высокочастотного усилителя, образованного четырехполюсником и обеими внешними полными проводимостями, зависит, с одной стороны, от шумовых параметров самого четырехполюсника, а с другой — *от внутренней полной проводимости Y_s источника сигнала.* При определенном значении $Y_s = Y_{\smile s0}$ этой полной проводимости, соответствующей согласованию по шумам, коэффициент шума минимальный; если пол-

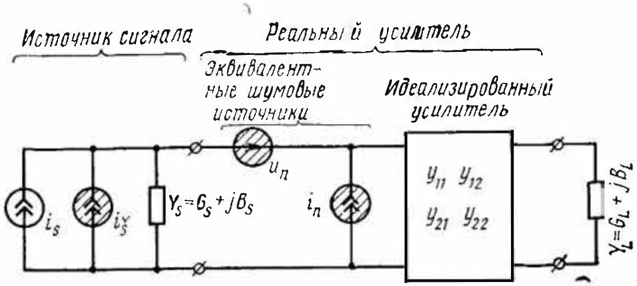


Рис. 2.22. Линеаризованный невзаимный шумовой четырехполюсник (транзисторный усилитель), изображенный в виде соединения идеализированного бесшумного четырехполюсника и входных эквивалентных источников шума.

ная проводимость Y_s удаляется от оптимума, то коэффициент шума растет.

Полная проводимость Y_s источника влияет не только на коэффициент шума, но и на достижимое усиление по мощности A_a усилителя, которое определяется как отношение достижимой мощности на его выходе к достижимой мощности источника сигнала. Если полная проводимость источника комплексно согласована по мощности со входной полной проводимостью Y_i четырехполюсника, то достижимое усиление по мощности достигает максимума A_{max}.

Внутренняя полная проводимость источника также влияет на устойчивость усилителя, причем особенно в тех случаях, когда транзистор (или другой активный элемент, на котором выполнен усилитель) потенциально неустойчив, т. е. если у него при некоторой «неподходящей» проводимости нагрузки существует возможность неустойчивого режима.

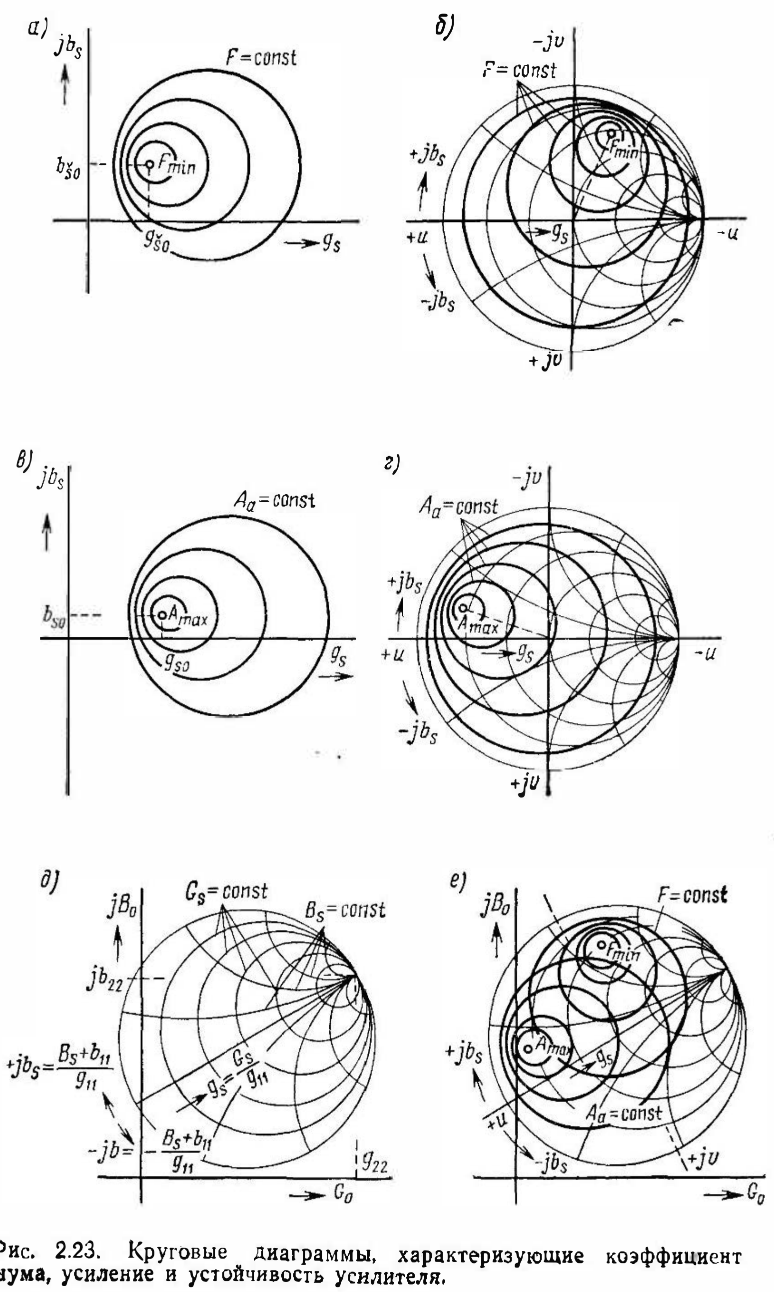


Рис. 2.23. Круговые диаграммы, характеризующие коэффициент шума, усиление и устойчивость усилителя.

Ясное представление о влиянии внутренней полной проводимости Y_s источника на коэффициент шума, усиление и устойчивость рассматриваемого усилителя дают круговые диаграммы на рис. 2.23. Сначала кратко опишем эти диаграммы, а потом подробно установим количественные соотношения.

На рис. 2.23,*а* изображены кривые постоянного коэффициента шума F усилителя в плоскости нормированной внутренней полной проводимости Y_s источника сигнала, т. е. полной проводимости Y_s, отнесенной к определенной, подходящим образом выбранной характеристической проводимости Y_c. Кривые, как видно, образуют семейство окружностей с центром, соответствующим оптимальной проводимости $\underset{s0}{Y\smile}$, необходимой для согласования по шумам. Плоскость проводимостей в прямоугольной системе координат, включая упомянутое семейство, можно для наглядности трансформировать в круговую диаграмму полных проводимостей Смитта, т. е. в плоскость комплексного коэффициента отражения $\rho=u+jv$, в результате чего образуется диаграмма, приведенная на рис. 2.23,*б*. Формально таким же образом, как коэффициент шума, зависит от внутренней полной проводимости Y_s источника и достижимое усиление по мощности A_a усилителя. Поэтому кривые его постоянного значения тоже образуют семейство окружностей с центром, соответствующим полной проводимости источника, необходимой для оптимального согласования по мощности. Это семейство в прямоугольной системе координат комплексной проводимости изображено на рис. 2.23, *в*, а после трансформации переходит в круговую диаграмму полных сопротивлений на рис. 2.23,*г*.

Диаграммы на рис. 2.23,*а* или 2.23,*в* и соответственно на рис. 2.23,*б* или 2.23,*г* можно, конечно, объединить в одну диаграмму и таким образом получить полезное графическое пособие, позволяющее почти моментально определить для любой полной проводимости источника как коэффициент шума, так и достижимое усиление по мощности усилителя [37].

Впрочем информационное значение сопряженной диаграммы можно еще существенно увеличить, дополнив ее системой координат выходной полной проводимости Y_0 усилительного четырехполюсника так, как это показано на рис. 2.23,*д, е* [14, 90]. При таком изображении по положению внешней окружности круговой диаграммы сразу можно определить: устойчив ли данный усилитель или нет. Далее для данной полной проводимости источника можно определить не только его коэффициент шума и достижимое усиление по мощности, но и упомянутую выходную полную проводимость Y_0, что значительно упростит расчет нагрузки независимо от того, выбирается ли она с учетом согласования сопротивлений или требуемого резерва устойчивости.

Вывод окружностей постоянного коэффициента шума. Коэффициент шума четырехполюсника, подсоединенного к источнику сигнала с внутренней полной проводимостью Y_s, согласно § 1.10 определяется выражением (1.122).

Величины $F_{\min}$, $\underset{s0}{G_\smile}$, $\underset{s0}{B_\smile}$ и R_n образуют систему шумовых параметров четырехполюсника, полностью описывающую его шумовые свойства, так же как определенная система параметров четырехполюсника описывает его линеаризованные передаточные свойства. Шумовые параметры зависят от частоты, но в отличие от параметров четырехполюсника, на любых частотах являются реальными величинами.

В выражение (1.122) целесообразно ввести вместо переменной B_s переменную (B_s+b_{11}) и, кроме того, все составляющие его последнего члена нормировать относительно нормирующей проводимости $Y_c=G_c$, равной параметру g_{11} четырехполюсника *), так что

$$F=F_{\min}+\frac{r_n}{g_s}\left[(g_s-\underset{s0}{g_\smile})^2+(b_s-\underset{s0}{b_\smile})^2\right], \tag{2.64}$$

где

$$\begin{gathered} r_n=R_n g_{11};\ g_s=G_s/g_{11}; \\ \underset{s0}{g_\smile}=\underset{s0}{G_\smile}/g_{11};\ b_s=(B_s+b_{11})/g_{11}; \\ \underset{s0}{b_\smile}=(\underset{s0}{B_\smile}+b_{11})/g_{11}. \end{gathered} \tag{2.65}$$

Уравнение (2.64) можно потом выразить в форме

$$(g_s-g_{n0})^2+(b_s-b_{n0})^2=\tau^2_{n0}, \tag{2.66}$$

которая при постоянных коэффициентах шума F в ортогональной системе координат $[g_s;\ jb_s]$ представляет семейство окружностей, изображенное на рис. 2.23,*а* с координатами центров g_{n0} и jb_{n0} и радиусами τ_{n0}:

$$\begin{gathered} g_{n0}=\underset{s0}{g_\smile}+\beta;\ b_{n0}=\underset{s0}{b_\smile}; \\ \tau_{n0}=(\beta^2+2\underset{s0}{g_\smile}\beta)^{1/2};\ \beta=(F-F_{\min})/2r_n. \end{gathered} \tag{2.67}$$

Для наглядности плоскость полной проводимости $[y_s]$ целесообразно преобразовать в плоскость комплекс-

*) Это преобразование необходимо только при построении самой общей диаграммы, устанавливающей зависимость величин F, A_a и Y_0. В диаграмме, учитывающей только величины F и A_a, достаточно все составляющие нормировать относительно произвольной проводимости Y_c (например, Y_c=20 мСм).

ного коэффициента отражения [ρ] при помощи конформного отображения, определенного выражением трансформации

$$\rho = u + jv = \frac{1 - y_s}{1 + y_s} = \frac{1 - (g_s + jb_s)}{1 + (g_s + jb_s)} . \qquad (2.68)$$

Сначала на плоскость коэффициента отражения переведем прямые нормированных постоянных активных проводимостей $g_s = G_s/G_c$ и полупрямые постоянных реактивных проводимостей $b_s = B_s/G_c$, причем в качестве нормирующей проводимости G_c выбираем опять параметр g_{11}. Из выражения (2.68) следует

$$g_s = \frac{1 - u^2 - v^2}{(1 + u)^2 + v^2}; \quad b_s = \frac{-2v}{(1 + u)^2 + v^2} \qquad (2.69)$$

или после преобразований

$$\left(u + \frac{g_s}{g_s + 1}\right)^2 + v^2 = \left(\frac{1}{g_s + 1}\right)^2; \qquad (2.70а)$$

$$(u + 1)^2 + \left(v + \frac{1}{b_s}\right)^2 = \frac{1}{b^2_s} . \qquad (2.70б)$$

Для различных значений активной проводимости g_s уравнение (2.70а) представляет семейство окружностей с координатами центров $[g_s/(1+g_s);\ 0]$ и радиусами $[1/(1+g_s)]$. Уравнение (2.70б) для различных реактивных проводимостей b_s также представляет параболическое семейство окружностей с координатами центров $[-1;\ j/b_s]$ и радиусами $[1/b_s]$. Оба семейства взаимно ортогональны и образуют основной растр (полных проводимостей) круговой диаграммы Смитта, приведенный на рис. 2.23,*б*. С помощью этого растра на диаграмму можно нанести любую нормированную полную проводимость y_s, заданную ее составляющими $[g_s;\ jb_s]$. Проводимость y_s можно выразить также с помощью декартовых составляющих $[u;\ jv]$ коэффициента отражения ρ или, вернее, с помощью его модуля $|\rho|$ и аргумента $\arg\rho$ (см. вспомогательную радиальную шкалу значений $|\rho|$ и внешнюю шкалу $\arg\rho$ диаграммы Смитта на рис. 2.23,*б* [39]).

На плоскость коэффициента отражения переведем также окружность постоянного коэффициента шума.

Подставляя трансформирующие выражения (2.69) в (2.66), получаем уравнение

$$(u-u_{n0})^2+(v-v_{n0})^2=\tau^2_{n0}, \qquad (2.71)$$

представляющее для различных постоянных значений F семейство окружностей, приведенных на рис. 2.23,б, с координатами центров $[u_{n0};\ jv_{n0}]$ и радиусами τ_{n0}, причем

$$u_{n0}=\frac{1-g^2_{\underset{s0}{\smile}}-b^2_{\underset{s0}{\smile}}}{\gamma_n\left[(1+g_{\underset{s0}{\smile}})^2+b^2_{\underset{s0}{\smile}}\right]};$$

$$v_{n0}=\frac{-2b_{\underset{s0}{\smile}}}{\gamma_n\left[(1+g_{\underset{s0}{\smile}})^2+b^2_{\underset{s0}{\smile}}\right]};$$

$$\tau^2_{n0}=(\gamma_n-1)\,(1/\gamma_n-u^2_{n0}-v^2_{n0}); \qquad (2.72)$$

$$\gamma_n=\frac{F-F_{\min}}{r_n\left[(1+g_{\underset{s0}{\smile}})^2+b^2_{\underset{s0}{\smile}}\right]}+1.$$

Вывод окружностей постоянного достижимого усиления по мощности. На плоскости коэффициента отражения мы можем изобразить и кривые постоянного достижимого усиления по мощности A_a, определяемого выражением

$$A_a=\frac{|y_{21}|^2\,G_s}{g_{22}\,|y_{11}+Y_s|^2-\mathrm{Re}\,[y_{12}y_{21}\,(y_{11}+Y_s)^*]}, \qquad (2.73)$$

которое после преобразований можно записать в форме

$$\frac{1}{A_a}=\frac{1}{A_{\max}}+\frac{R_g}{G_s}\left[(G_s-G_{s0})^2+(B_s-B_{s0})^2\right], \qquad (2.74)$$

где $A_{\max}$ — максимально достижимое усиление по мощности; $Y_{s0}=G_{s0}+jB_{s0}$ — оптимальная полная проводимость источника, необходимая для его согласования по мощности; R_g — вспомогательный коэффициент, зависящий от параметров полной проводимости четырехполюсника.

В выражение (2.74) подставим (B_s+b_{11}) и все составляющие пронормируем относительно проводимости $Y_c=g_{11}$, так что

$$\frac{1}{A_a}=\frac{1}{A_{\max}}+\frac{r_g}{g_s}\left[(g_s-g_{s0})^2+(b_s-b_{s0})^2\right], \tag{2.75}$$

где

$$r_g=R_g g_{11};\ g_s=G_s/g_{11};\ g_{s0}=G_{s0}/g_{11};$$
$$b_s=(B_s+b_{11})/g_{11};\ b_{s0}=(B_{s0}+b_{11})/g_{11}. \tag{2.76}$$

Уравнение (2.75) формально подобно уравнению (2.64). Поэтому на плоскости коэффициента отражения для различных значений $1/A_a$ оно изобразится как семейство окружностей

$$(u-u_{s0})^2+(v-v_{s0})^2=\tau^2_{s0} \tag{2.77}$$

с координатами центров $[u_{s0};\ jv_{s0}]$ и радиусами τ_{s0}:

$$u_{s0}=\frac{1-g^2_{s0}-b^2_{s0}}{\gamma_s\left[(1+g_{s0})^2+b^2_{s0}\right]};$$
$$v_{s0}=\frac{-2b_{s0}}{\gamma_s\left[(1+g_{s0})^2+b^2_{s0}\right]};$$
$$\tau^2_{s0}=(\gamma_s-1)\left(\frac{1}{\gamma_s}-u^2_{s0}-v^2_{s0}\right);$$
$$\gamma_s=\frac{A_a^{-1}-A_{\max}^{-1}}{r_g\left[(1+g_{s0})^2+b^2_{s0}\right]}+1. \tag{2.78}$$

Окружности постоянной внутренней активной проводимости и реактивной проводимости источника сигнала на плоскости выходной полной проводимости четырехполюсника. Выходная полная проводимость четырехполюсника на рис. 2.22 определяется выражением

$$Y_0=G_0+jB_0=y_{22}-\frac{y_{12}y_{21}}{Y_s+y_{11}}=$$
$$=g_{22}+jb_{22}-\frac{m+jn}{G_s+jB_s+g_{11}+jb_{11}}, \tag{2.79}$$

где

$$m=\mathrm{Re}\,[y_{12}y_{21}]=g_{12}g_{21}-b_{12}b_{21};$$
$$n=\mathrm{Im}\,[y_{12}y_{21}]=g_{12}b_{21}+g_{21}b_{12}. \tag{2.80}$$

Приравнивая реальные и мнимые составляющие обеих частей уравнения (2.79) и исключая реактивную проводимость B_s, получаем выражение

$$\left[G_0 - g_{22} + \frac{m}{2g_{11}\left(\dfrac{G_s}{g_{11}} + 1\right)}\right]^2 +$$

$$+\left[B_0 - b_{22} + \frac{n}{2g_{11}\left(\dfrac{G_s}{g_{11}} + 1\right)}\right]^2 = \frac{m^2 + n^2}{4g^2_{11}\left(\dfrac{G_s}{g_{11}} + 1\right)^2}, \quad (2.81)$$

представляющее на плоскости полных проводимостей $[Y_0]$ для различных активных проводимостей G_s семейство окружностей с координатами центров

$$\{g_{22} - m/2\,(G_s + g_{11});\ j\,[b_{22} - n/2\,(G_s + g_{11})]\}$$

и радиусами

$$[\sqrt{m^2 + n^2}/2\,(G_s + g_{11})].$$

Подобным образом докажем, что геометрическим местом точек постоянных реактивных проводимостей B_s является семейство окружностей

$$\left[G_0 - g_{22} + \frac{n}{2g_{11}\left(\dfrac{B_s + b_{11}}{g_{11}}\right)}\right]^2 +$$

$$+\left[B_0 - b_{22} - \frac{m}{2g_{11}\left(\dfrac{B_s + b_{11}}{g_{11}}\right)}\right]^2 =$$

$$= \frac{m^2 + n^2}{4g^2_{11}\left(\dfrac{B_s + b_{11}}{g_{11}}\right)^2} \quad (2.82)$$

с координатами центров

$$[g_{22} - n/2\,(B_s + b_{11});\ j\,(b_{22} + m/2\,(B_s + b_{11}))].$$

и радиусами

$$[\sqrt{m^2 + n^2}/2\,(B_s + b_{11})))].$$

Все окружности проходят через точку $[g_{22};\ jb_{22}]$. Центры первого семейства лежат на прямой с угловым коэффициентом n/m, а центры второго семейства — на прямой с угловым коэффициентом $-m/n$, т. е. семейства ортогональны. Из их графического представления на рис. 2.23,д следует, что на плоскости выходной полной проводимости четырехполюсника Y_0 вся правая полуплоскость внутренней полной проводимости источника сигнала изобразится внутри окружности $G_s=0$, которая является изображением мнимой оси.

Система линий круговой диаграммы на рис. 2.23,*д*, очевидно, тождественна с системой линий диаграммы Смита. Однако для того, чтобы можно было использовать ее предварительно напечатанные шкалы, необходимо изобразить на диаграмме нормированные переменные $g_s=G_s/g_{11}$ и $b_s=(B_s+b_{11})/g_{11}$, в результате чего формально уравняются правые части уравнений (2.81) и (2.70а) и правые части уравнений (2.82) и (2.70б).

Диаграмма на рис. 2.23,*д* применима для решения самых различных задач по устойчивости. В частности, она может помочь решить, абсолютно ли устойчив данный четырехполюсник или он потенциально неустойчив. Если вся внешняя окружность диаграммы находится в правой полуплоскости $[Y_0]$, то выходная активная проводимость четырехполюсника при любой пассивной полной проводимости источника всегда положительна. Из выражения (2.81) тогда вытекает

$$g_{22}>0;\quad \frac{2g_{22}g_{11}-(m+\sqrt{m^2+n^2})}{2g_{11}}>0. \qquad (2.83)$$

Подобным образом докажем, что при выполнении неравенств

$$g_{11}>0;\quad \frac{2g_{22}g_{11}-(m+\sqrt{m^2+n^2})}{2g_{22}}>0 \qquad (2.84)$$

входная активная проводимость четырехполюсника при произвольной пассивной нагрузке также всегда положительна. Соотношения (2.83) и (2.84) можно выразить в эквивалентной форме

$$g_{11}>0;\; g_{22}>0;\; 2g_{11}g_{22}-(m+\sqrt{m^2+n^2})>0, \qquad (2.85)$$

представляющей условия Левеллина абсолютной устойчивости четырехполюсника [14]. Если эти условия выполнены, т. е. если вся круговая диаграмма на рис. 2.23,*д* лежит в правой полуплоскости $[Y_0]$ и одновременно параметр $g_{11}>0$, то четырехполюсник абсолютно устойчив.

Если часть внешней окружности расположена в левой полуплоскости $[Y_0]$, то выходная активная проводимость Y_s для полной проводимости G_0 этой левой полуплоскости отрицательна, т. е. четырехполюсник потенциально неустойчив. Однако в этом случае нельзя одновременно согласовать его сопротивления с обеих сторон, и, следовательно, на диаграмме не определена точка A_{max}, а в некоторой неустойчивой области около нее и окружности A_a=const и F=const.

Построение диаграммы для оптимизации усилителя по шумам, усилению и устойчивости. Круговые диаграммы на рис. 2.23,*б* и *г* и преобразованная диаграмма на рис. 2.23,*д*, как видно, сходны и, следовательно, их можно объединить. В результате этого возникает сложная диаграмма, позволяющая для произвольной полной проводимости источника определить как соответствующий коэффициент шума и достижимое усиление по мощности, так и выходную полную проводимость четырехполюсника. Однако для построения этой диаграммы необходимо знать все параметры полных проводимостей данного четырехполюсника, далее полученные из них параметры A_{max}, G_{s0}, B_{s0}, R_g, необходимые для построения окружностей постоянного достижимого усиления по мощности, и, конечно, шумовые параметры F_{min}, $G_{\smile s0}$, $B_{\smile s0}$ и R_n необходимые для построения окружностей постоянного коэффициента шума.

Параметры A_{max}, G_{s0}, B_{s0}, R_g легко вычисляются с помощью выражений

$$A_{max}=\frac{|y_{21}|^2}{4g_{11}g_{22}}\times$$

$$\times\frac{1}{\frac{1}{2}\left[1-\frac{m}{2g_{11}g_{22}}+\sqrt{1-\frac{m}{g_{11}g_{22}}-\frac{n^2}{4g^2_{11}g^2_{22}}}\right]};\qquad(2.86)$$

$$G_{s0}=g_{11}\sqrt{1-\frac{m}{g_{11}g_{22}}-\frac{n^2}{4g^2_{11}g^2_{22}}};\qquad(2.87)$$

$$B_{s0}=-b_{11}+\frac{n}{2g_{22}};\qquad(2.88)$$

$$R_g=g_{22}/|y_{21}|^2,\qquad(2.89)$$

первые три из которых приведены, например, в [27], а последнее вытекает из уравнений (2.73) и (2.74). Шумовые параметры F_{min}; $G_{\smile s0}$; $B_{\smile s0}$; R_n можно либо вычислить с помощью эквивалентной шумовой схемы, либо лучше всего измерить непосредственно.

Из предыдущего анализа следует, что возможности описанной диаграммы велики. Однако их можно расширить еще больше, построив на ней, например, окружности постоянной меры шума (шумового числа), определенной в § 1.12. Эта величина включает в себя одновременно информацию как о коэффициенте шума, так и о достижимом коэффициенте усиления по мощности, поэтому полные проводимости источников, соответствующие ее минимуму, можно считать за оптимальный компромисс между согласованием по мощности и по шумам.

Наряду с упомянутыми преимуществами описанная диаграмма, конечно, имеет и определенные недостатки. Вся система справедлива для определенных неизменных значений параметров четырехполюсника и шумовых параметров и, следовательно, только для определенной рабочей точки и неизменной частоты. У четырехполюсников с компенсированной внутренней обратной связью ($Y_{12}=0$) диаметр круговой диаграммы сводится до нуля, или же при ненулевом диаметре не определены оси G_0 и jB_0.

Следующая система кривых, которую можно нанести на диаграмму, представляет окружности постоянного коэффициента шума многокаскадного усилителя [40]. Такая система имеет значение особенно в том случае, если транзистор имеет относительно большой шум и малое усиление, так что на результирующие шумовые свойства влияют и последующие каскады усилителя.

Весь рассмотренный материал основан на использовании параметров полных проводимостей. Однако на частотах приблизительно выше 100 МГц находят применение параметры рассеяния (s-параметры) из-за большей простоты их измерений. Их использование в рассматриваемых случаях подробно разобрано в [38].

Проектирование ВЧ усилителя с «минимальным устойчивым коэффициентом шума». У потенциально неустойчивых четырехполюсников нельзя одновременно согласовать по мощности полную проводимость источника со входом и полную проводимость нагрузки с выходом, так что в этом случае не определена точка A_{max}, а в неустойчивой области и окружности $A_a=\mathrm{const}$ и $F=\mathrm{const}$. В этих случаях может оказаться полезным другой метод проектирования высокочастотного малошумящего усилителя [89]. Согласно этому методу полная проводимость

Y_s источника выбирается так, чтобы на входе транзистора обеспечивалось согласование по шумам; при этом исходят из упрощенной эквивалентной шумовой схемы, формально подобной схеме на рис. 2.3, так что оптимальная реактивная проводимость $B_{\breve{s}0}=0$, а оптимальная активная проводимость определяется выражением (2.19б). Реактивная проводимость B_L выбирается так, чтобы рабочий коэффициент усиления по мощности A_t усилителя был как можно больше (*рабочий коэффициент усиления* A_t определяется как отношение активной мощности, передаваемой транзистором в несогласованную по сопротивлению нагрузку, к достижимой мощности источника сигнала). Из этого условия следует, что реактивная проводимость

$$B_L = \frac{n(g_{11}+G_s)-mb_{11}}{|y_{11}+G_s|^2} - b_{22}, \tag{2.90}$$

где

$$m = \mathrm{Re}\,[y_{12}y_{21}];\quad n = \mathrm{Im}\,[y_{12}y_{21}].$$

Активная проводимость нагрузки G_L для абсолютно устойчивых четырехполюсников выбирается такой, чтобы рабочий коэффициент усиления всего усилителя был как можно бо́льшим, что наступает при активной проводимости

$$G_L = g_{22} - \frac{m(g_{11}+G_s)+nb_{11}}{|y_{11}+G_s|^2}. \tag{2.91}$$

Для потенциально неустойчивых четырехполюсников активная проводимость нагрузки G_L должна быть такой, чтобы обеспечить не только максимальное значение рабочего коэффициента усиления, но и необходимый запас по устойчивости, т. е.

$$G_L = S\,\frac{m(g_{11}+G_s)+nb_{11}}{|y_{11}+G_s|^2} - g_{22}, \tag{2.92}$$

где

$$S = 1+\frac{1}{2K}+\sqrt{\frac{1}{4K^2}+\frac{1-S_{\min}}{K}};$$

$$K = \frac{A_t\,[m(g_{11}+G_s)+nb_{11}]}{4G_s\,|y_{21}|^2};$$

$$A_t \approx |y_{21}/y_{12}|;$$

$$S_{\min} = \frac{g_{22}\,|y_{11}+G_s|^2}{m(g_{11}+G_s)+nb_{11}}.$$

Высокочастотный транзисторный усилитель, спроектированный по приведенной методике, имеет специфическое преимущество, заключающееся в том, что его коэффициент шума F практически равен минимальному F_{min}, поскольку полная проводимость источника Y_s согласована по шумам со входом транзистора. Рабочий коэффициент усиления по мощности A_t у потенциально неустойчивых транзисторов совпадает с максимальным устойчивым усилением $\sim|y_{21}/y_{12}|$. У абсолютно устойчивых транзисторов коэффициент усиления весьма незначительно отличается от максимально достижимого коэффициента усиления по мощности.

В противоположность этому при обычных методах проектирования ВЧ усилителя, направленных только на оптимизацию устойчивости и усиления по мощности, хотя и достигается несколько больший коэффициент усиления, однако коэффициент шума существенно больше минимального значения F_{min}.

2.11. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ПАРАЛЛЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫМИ ТРАНЗИСТОРАМИ

Приведем основные соотношения для шумовых величин параллельно включенных транзисторов при весьма общих условиях, когда каждый из отдельных транзисторов описан полной системой четырех шумовых параметров. Соответствующие численные выражения в этом случае справедливы для практически неограниченного диапазона частот [104].

Предположим, что параллельно включено n аналогичных транзисторов, каждый из которых содержит эквивалентный входной источник шумового напряжения u_{nr} и шумового тока i_{nr}; корреляция между этими шумовыми источниками выражена комплексным коэффициентом корреляции

$$\gamma_r=\overline{(u^*_{nr}i_{nr})}/(\sqrt{\overline{u^2_{nr}}}\sqrt{\overline{i^2_{nr}}}).$$

Эту совокупность транзисторов в соответствии с рис. 2.24,*а* можно заменить одним сложным транзистором, для которого шумовые источники и коэффициент их корреляции при

$$\overline{u^2_{n1}}=\overline{u^2_{n2}}=\ldots=\overline{u^2_{nn}};\ \overline{i^2_{n1}}=\overline{i^2_{n2}}=\ldots=\overline{i^2_{nn}};\ \gamma_1=$$
$$=\gamma_2=\ldots=\gamma_n$$

можно описать соотношениями

$$\overline{u^2_n} = \overline{u^2_{nr}}/n; \quad \overline{i^2_n} = n\overline{i^2_{nr}};$$

$$\gamma_n = \alpha_n + j\beta_n = \gamma_r = \alpha_r + j\beta_r. \tag{2.93}$$

Коэффициент шума F n-кратного транзистора при сопротивлении источника $Z_s = R_s + jX_s$, минимальный коэффициент шума $F_{\min}$ и соответствующее ему оптимальное

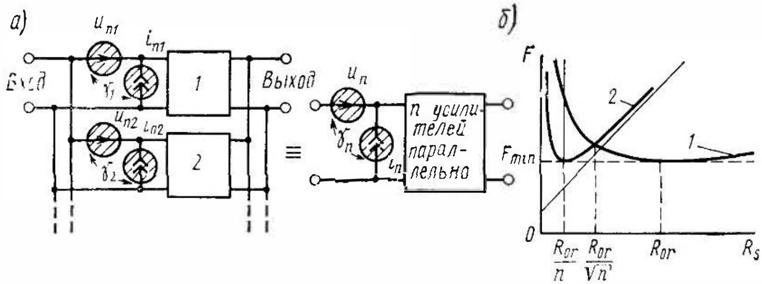


Рис. 2.24. Параллельное соединение n подобных усилителей, рассматриваемых в виде шумовых четырехполюсников:

а — преобразование к эквивалентному четырехполюснику; *б* — зависимость коэффициента шума F от внутреннего сопротивления источника сигнала R_s для одного усилителя (*1*) и для n параллельно включенных одинаковых усилителей (*2*).

сопротивление источника $Z_{\underset{s0}{\smile}} = R_{\underset{s0}{\smile}} + jX_{\underset{s0}{\smile}}$ определяются выражениями:

$$F = 1 + \frac{\sqrt{\overline{u^2_{nr}}\,\overline{i^2_{nr}}}}{4kT} \times$$

$$\times \frac{\left(\frac{R_s}{R_{0r}/n} + \alpha_r\right)^2 + \left(\frac{X_s}{R_{0r}/n} - \beta_r\right)^2 + 1 - |\gamma_r|^2}{\left(\frac{R_s}{R_{0r}/n}\right)}; \tag{2.94}$$

$$F_{\min} = 1 + \frac{\sqrt{\overline{u^2_{nr}}\,\overline{i^2_{nr}}}}{2kT}\left(\alpha_r + \sqrt{1 - \beta^2_r}\right); \tag{2.95}$$

$$R_{\underset{s0}{\smile}} = (R_{0r}/n)\sqrt{1 - \beta^2_r}; \tag{2.96}$$

$$X_{\underset{s0}{\smile}} = \beta_r R_{0r}/n, \tag{2.97}$$

где

$$R_{0r} = \sqrt{\overline{u^2_{nr}}}/\sqrt{\overline{i^2_{nr}}}. \tag{2.98}$$

Сравнивая с аналогичными выражениями (1.119) — (1.121), справедливыми для одного транзистора, можно заметить, что при параллельном включении транзисторов минимальный коэфициент шума не изменяется

Оптимальные внутренние активное $R_{\underset{s0}{\smile}}$ и реактивное $X_{\underset{s0}{\smile}}$ сопротивления источника, необходимые для согласования по шумам, уменьшаются в n раз. При произвольном сопротивлении источника Z_s коэффициент шума изменяется более сложным образом. Однако пока сопротивление Z_s — чисто активное, эти изменения можно изобразить простой зависимостью (рис. 2.24,б). Как видно, параллельное включение транзисторов приводит к уменьшению коэффициента шума и, следовательно, имеет смысл только в том случае, если $R_s < R_{0r}/\sqrt{n}$.

2.12 ОДНОКАСКАДНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ СИГНАЛА С ЧАСТОТОЙ 100 МГц

Определим для этого усилителя (рис. 2.25) полное сопротивление источника, необходимое для согласования по шумам и по мощности, коэффициент шума для этих двух случаев и достижимое усиление по мощности. Расчет выполним с помощью круговых диаграмм, описанных в § 2.9

Исходной для расчета является система четырех параметров полной проводимости и система четырех шумовых параметров рассматриваемого транзистора (первая из них опубликована изготовителем, вторая — измерена) В выбранной рабочей точке $V_{CB} = -12$ В, $I_C = 1$ мА и на частоте $f = 100$ МГц эти параметры имеют следующие значения:

$$y_{11} = (40{,}0 - j8{,}0)\ \text{мСм};\quad y_{12} = (-0{,}02 - j0{,}04)\ \text{мСм};$$

$$y_{21} = (-21{,}0 + j12{,}0)\ \text{мСм};\quad y_{22} = (0{,}10 + j1{,}2)\ \text{мСм};$$

$$F_{\min} = 4\ \text{дБ};\quad G_{\underset{s0}{\smile}} = 14\ \text{мСм};\ R_n = 110\ \text{Ом};$$

$$B_{\underset{s0}{\smile}} = -2\ \text{мСм}.$$

На основе этих исходных данных построим диаграмму, изображенную на рис. 2.26, аналогичную изображенной на рис. 2.23,е, причем для построения используем круговую диаграмму Смитта.

По формулам (2.80) вычислим вспомогательные величины $m = 0{,}90\cdot10^{-6}$ См^2, $n = 0{,}60\cdot10^{-6}$ См^2. Из выражений (2.81) определим координаты центра $G_0 = 88{,}7\cdot10^{-6}$ См, $B_0 = 1193\cdot10^{-6}$ См и радиус $\tau_0 = 13{,}5\cdot10^{-6}$ См внешней окружности круговой диаграммы в плоскости выходной полной проводимости Y_0 транзистора. Реальный диаметр используемой диаграммы $d = 163$ мм пропорционален значению $2\tau = 27\cdot10^{-6}$ См, так что на осях G_0 и jB_0 проводимости в 1 мкСм соответствует отрезок длиной $d/2\tau_0 = 6{,}04$ мм Далее из уравнения (2.81) следует, что ось $b_s=0$ круговой диаграммы образует с осью G_0 угол $\alpha=\operatorname{arctg}(n/m)=34°$. Все эти данные позволяют начертить оси G_0 и jB_0 так, как это показано на рис. 2.26. Поскольку вся окружность $G_s=0$ лежит в правой полуплоскости $[Y_0]$, то при данных условиях транзистор абсолютно устойчив и, следовательно, нагрузку можно согласовать по мощности с его выходом.

Для заданных шумовых параметров и соотношений (2.64) и (2.72) определим в системе координат $[u;\ jv]$ коэффициент отражения, центры и радиусы окружностей $F=\text{const}$.

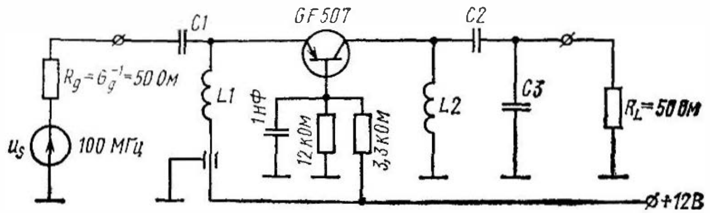


Рис. 2.25. Принципиальная схема однокаскадного усилителя на германиевом мезатранзисторе TESLA GF 507

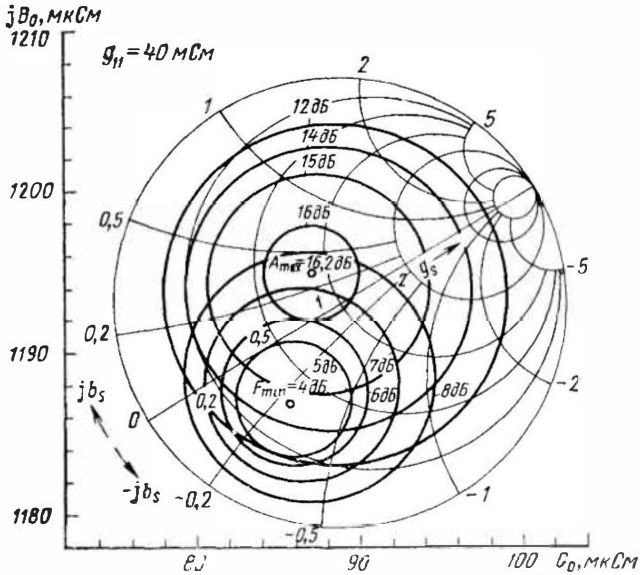


Рис. 2.26. Диаграмма для определения коэффициента шума F, достижимого усиления по мощности A_a и выходной комплексной проводимости Y_0 транзистора TESLA GF507 на частоте $f=100$ МГц.

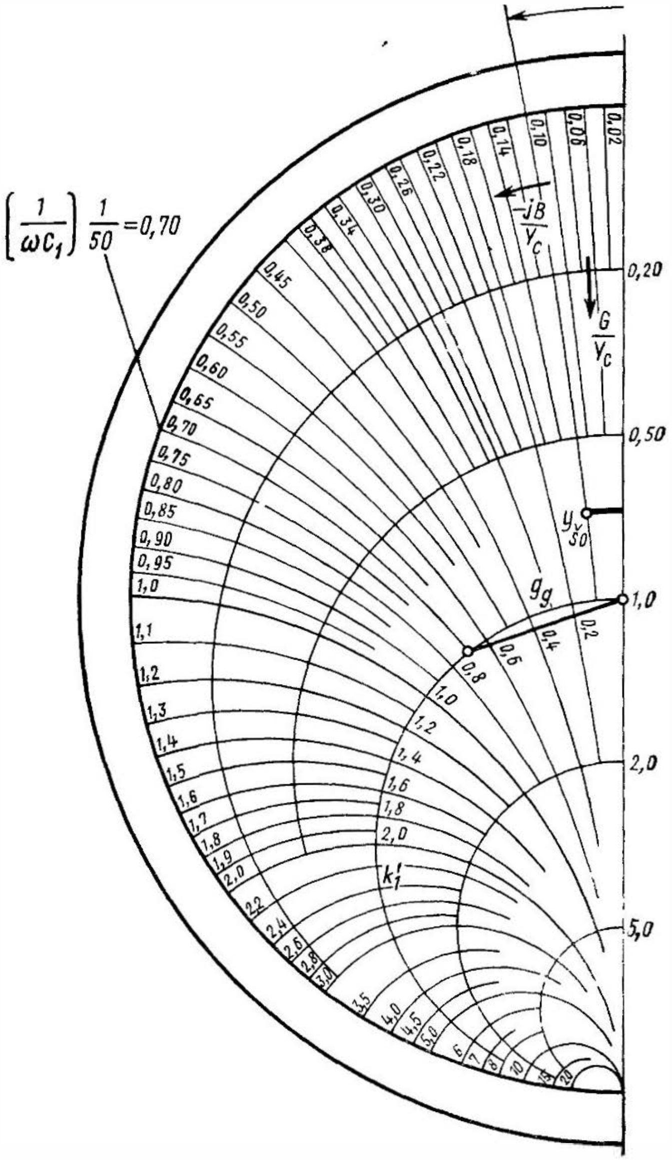
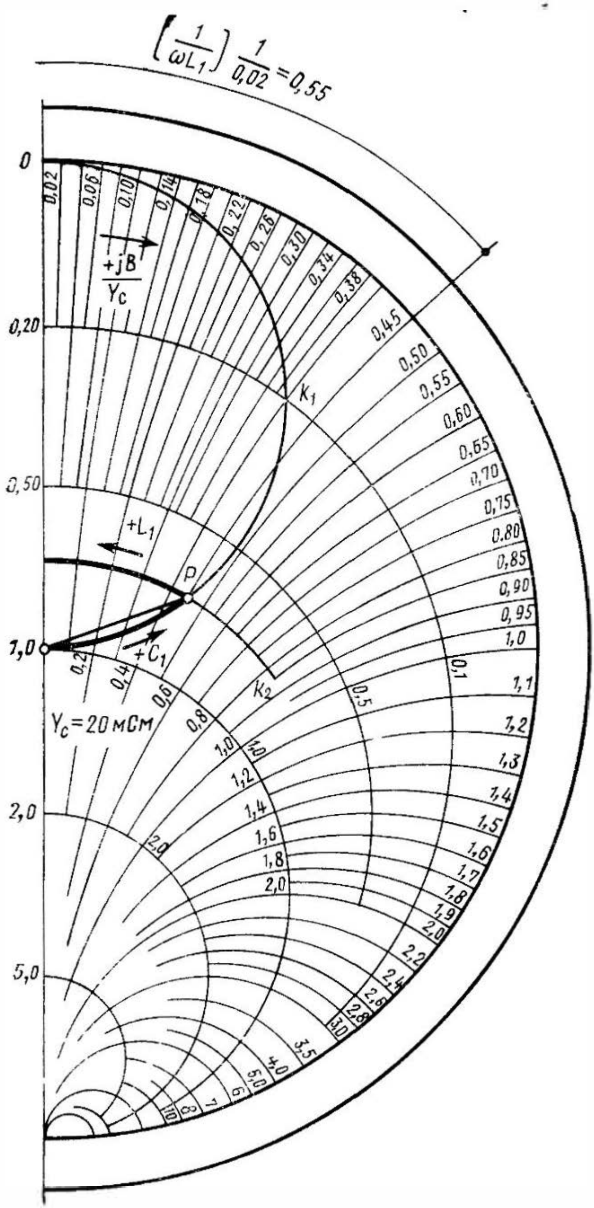


Рис. 2.27. К расчету входной согласующей цепи усилителя.



приведенного на рис. 2.25.

Параметры A_{max}, G_{s0}, B_{s0} и R_g, необходимые для построения окружностей A_a=const, не заданы и поэтому вычислим их из y-параметров с помощью выражений (2.86)—(2.89). В результате получим A_{max}=16,2 дБ; G_{s0}=34,0 мСм; B_{s0}=11,0 мСм и R_g=0,171 Ом. Далее из уравнений (2.76) и (2.78) определим центры и радиусы окружностей A_a=const, построение которых завершает решение задачи.

Из диаграммы следует, что при согласовании по шумам минимальный коэффициент шума F_{min}=4 дБ, а достижимое усиление по мощности A_a=14,5 дБ. Выходная полная проводимость Y_0= =(86+j1186,5) мкСм и, следовательно, согласованная нагрузка Y_L=(86—j1186,5) мкСм. В противоположность этому при согласовании по мощности максимально достижимое усиление по мощности A_{max}=16,2 дБ и коэффициент шума F=7,5 дБ.

Реактивные согласующие элементы, включенные между генератором и входом транзистора и между выходом транзистора и нагрузкой, рассчитываются так, чтобы они обеспечивали требуемые соотношения между полными проводимостями и по возможности удовлетворяли другим условиям (ширина полосы, поведение характеристики затухания и т. д.). Соответствующие численные или графические методы можно найти в любой работе, посвященной резонансным ВЧ усилителям, и поэтому здесь мы лишь кратко упомянем о них, и то лишь для случая согласования по шумам [26, 29, 31].

Элементы L_1, C_1 быстрее всего можно рассчитать графически с помощью круговой диаграммы полных проводимостей Смитта [39]. Хотя в принципе для этого можно использовать диаграмму на рис. 2.26, для лучшей наглядности целесообразнее провести решение на отдельной диаграмме, приведенной на рис. 2.27. Исходной здесь является активная проводимость G_g генератора, нормированное значение которой g_g (т. е. величина, отнесенная к характеристической полной проводимости Y_c=20 мСм) изобразится в центре диаграммы. Подключение последовательного конденсатора $C1$ изображается движением по вспомогательной окружности k_1, которая является зеркальным отражением соответствующей окружности k'_1 постоянного сопротивления эквивалентной диаграммы полных сопротивлений. Это движение должно закончиться в точке P так, чтобы последующее подключение параллельной катушки индуктивности $L1$, реализованное на диаграмме полных проводимостей движением по окружности постоянной активной проводимости k_2, привело к конечной точке системы — нормированной оптимальной полной проводимости $\underset{s0}{Y_{\smile}}$. По диаграмме определим нормированное реактивное сопротивление $1/50\omega C_1$=0,70 и нормированную реактивную проводимость $1/0,02\ \omega L_1$=0,55, так что для частоты f=100 МГц емкость C_1=45,5 пФ, а индуктивность L_1=0,14 мкГ.

Выходную согласующую цепь $L2C2C3$ можно рассматривать как резонансный LC-контур с нагрузкой R_L, подсоединенной к средней точке емкостного делителя. Если эта цепь должна обеспечивать только согласование полного выходного сопротивления транзистора (сопротивление R_0=11,6 кОм с параллельно включенной емкостью C_0=1,89 пФ) с нагрузкой (R_L=50 Ом, то один из его элементов можно выбрать. Если, например, выберем общую подстроечную емкость C=6 пФ, то резонансная индуктивность L_2 и емкость C' последовательного соединения емкостей C_2 и C_3 соответственно равны

$$L_2 \approx \frac{1}{\omega^2 C} = \frac{1}{6{,}28^2 \cdot 10^{16} \cdot 6 \cdot 10^{-12}} = 0{,}423 \text{ мкГ};$$

$$C' = \frac{C_2 C_3}{C_2 + C_3} = 6{,}0 - 1{,}89 = 4{,}11 \text{ пФ}.$$

Емкости C_2 и C_3 определяются соотношениями, вытекающими из условия согласования:

$$C_3 \approx C' \sqrt{R_0/R_L} = 4{,}11 \sqrt{11600/50} = 62{,}8 \text{ пФ};$$

$$C_2 = C_3 C'/(C_3 - C') = 62{,}8 \cdot 4{,}11/(62{,}8 - 4{,}11) = 4{,}4 \text{ пФ}.$$

2.13. СМЕСИТЕЛЬ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ КАНАЛОВ

Переключатель телевизионных каналов состоит обычно из высокочастотного усилителя, за которым следует двухзвенный полосовой фильтр и смеситель, как это показано на рис. 2.28. Чтобы обеспечить требуемую форму частотной характеристики полосового фильтра (рис. 2.28,*в*), транзистор смесителя нельзя полностью согласовать по мощности с его выходом. В результате этого частично падает усиление, а при определенных условиях и значительно увеличивается коэффициент шума смесителя, что в дальнейшем вызывает недопустимое ухудшение результирующих шумовых свойств переключателя. Поэтому приведем метод проектирования, который позволил выбрать оптимальный с разных точек зрения режим этих цепей [73].

Будем исходить из эквивалентной схемы полосового фильтра на рис. 2.28,*б*, причем предположим, что его основные свойства известны. Если первичный контур настроен на среднюю частоту рассматриваемого диапазона, то выходная полная проводимость Y_{bf} фильтра, в зависимости от настройки вторичного контура, определяется выражением

$$Y_{bf} = G'_s (1 + j\beta_r Q_s + \eta^2) - y_{im}, \tag{2.99}$$

где y_{im} — входная полная проводимость смесительного транзистора; Q_s и Q_p — добротности соответственно первичного и вторичного контуров; k — коэффициент связи между первичным и вторичным контурами; $\eta^2 = k^2 Q_p Q_s$ — степень связи; $\beta_r = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$ — относительная расстройка; G'_{s0} — активная проводимость потерь одного вторичного контура; $G'_s = G'_{s0} + g_{im}$ — общая активная проводимость потерь, включая затухание, вносимое транзистором.

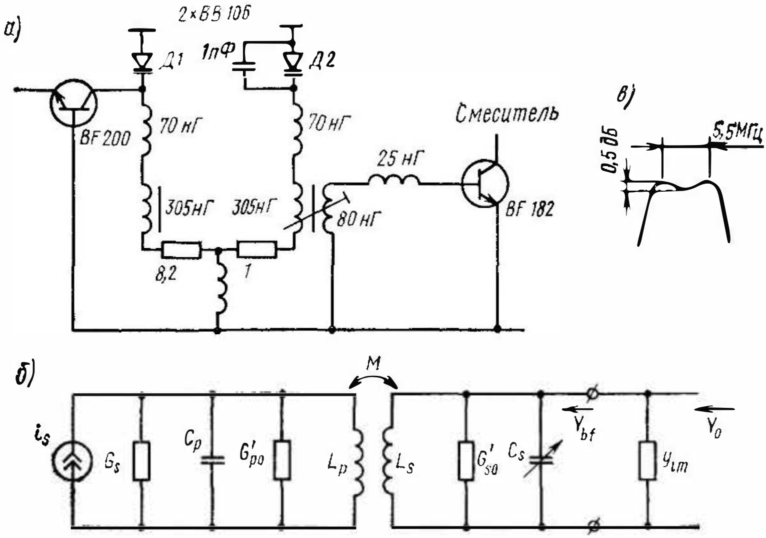


Рис. 2.28 Принципиальная схема переключателя телевизионных каналов для I телевизионного канала (*а*) и эквивалентная схема его фильтра, перестраиваемого на разные каналы с помощью варпкапов *Д1—Д2* (*б*), а также частотная характеристика этого фильтра:

G'_{p0} и G'_{s0} — активные проводимости потерь ненагруженных первичного и вторичного контуров соответственно, Y_{bf} — выходная комплексная проводимость фильтра и y_{im} — входная комплексная проводимость смесителя.

Изменение частоты настройки вторичного контура, т. е. величины β_r соответствует изображению полной проводимости Y_{bf} в прямоугольных координатах плоскости комплексной проводимости [G; jB] в виде вертикальной прямой (рис. 2.29,*а*). Очевидно, что при этих изменениях меняется и коэффициент рассогласования σ_m между полной проводимостью Y_{bf} и входной полной проводимостью транзистора y_{vm}. Коэффициент рассогласования определяется так же, как коэффициент стоячих волн по напряжению σ высокочастотной линии с характеристической проводимостью G_c, заканчивающейся нагрузкой G_L. Для этой линии $\sigma = G_c/G_L$ (для $G_c \geqslant G_L$)

или $\sigma = G_L / G_c$ (для $G_c < G_L$). Следовательно, в рассматриваемом случае аналогично

$$\sigma_m = G_{bf} / g_{im} \text{ при } G_{bf} \geqslant g_{im};$$
$$\sigma_m = g_{im} / G_{bf} \text{ при } g_{im} \geqslant G_{bf}. \qquad (2.100)$$

На плоскости комплексной проводимости постоянные коэффициенты рассогласования σ_m представлены окруж-

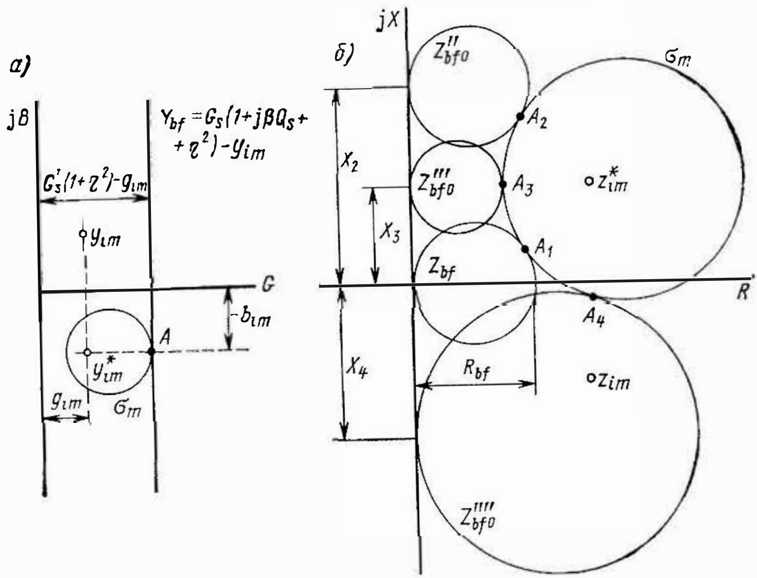


Рис. 2.29. К расчету комплексных проводимостей.

ностями, радиусы r и координаты $[u;\ jv]$ центров которых определяются выражениями:

$$r = 0{,}5\,(\sigma_m g_{im} - g_{im}/\sigma_m);$$
$$u = 0{,}5\,(\sigma_m g_{im} + g_{im}/\sigma_m); \qquad (2.101)$$
$$v = b_{im}.$$

Как видно из рис. 2.29, *а*,

$$\sigma_m = \frac{G_{bf}}{g_{im}} = \frac{G'_s\,(1+\eta^2) - g_{im}}{g_{im}}. \qquad (2.102)$$

Если ввести в расчеты отношение ϖ_s добротностей Q_s нагруженного вторичного контура и Q_{s0} ненагруженного вторичного контура, т. е. $w_s=Q_s/Q_{s0}$, то активную проводимость G_{bf} и коэффициент рассогласования σ_m можно записать в виде

$$G_{bf}=G'_s(\eta^2+w_s); \tag{2.103}$$

$$\sigma_m=(\eta^2+w_s)/(1-w_s). \tag{2.104}$$

Степень связи η зависит от допустимого провала характеристики затухания, а отношение w_s — от потерь во вторичном контуре. Эти величины постоянны и поэтому однозначно определяют значение коэффициента рассогласования σ_m.

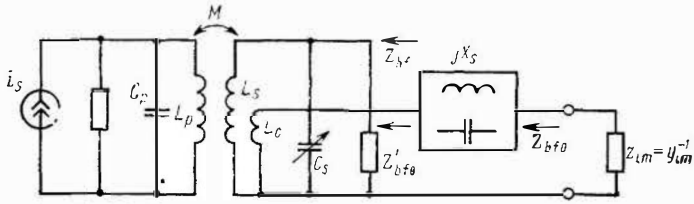


Рис. 2.30. Эквивалентная схема фильтра на рис. 2.28,б с дополнительной обмоткой связи L_C и последовательной реактивностью X_s.

Дальнейшее построение наиболее удобно сделать в плоскости комплексного сопротивления [R; jX] и поэтому перейдем к рис. 2.29,б. Выходное полное сопротивление $Z_{bf}=Y^{-1}_{bf}$ фильтра представлено здесь окружностью с центром на горизонтальной оси и диаметром

$$R_{bf}=G^{-1}_{bf}=[G'_s(\eta^2+w_s)]^{-1},$$

которая касается вертикальной оси. Комплексное сопротивление, соответствующее постоянному коэффициенту рассогласования σ_m, лежит тоже на окружности, которая теперь охватывает комплексное сопротивление z^*_{im}, комплексно сопряженное с входным комплексным сопротивлением $z_{im}=y^{-1}_{im}$ смесительного транзистора.

Если изменяется настройка вторичного контура, то минимальное рассогласование комплексного сопротивления Z_{bf} с комплексным сопротивлением z^*_{im} достигается в точке A_1 касания окружностей. Итак, точка A_1 определяет выходное полное сопротивление фильтра при настройке обоих контуров его на среднюю частоту диапазона.

Если характеристика затухания фильтра должна иметь заданный вид, то коэффициент рассогласования σ_m не должен отличаться от определенной величины, данной выражением (2.104), т. е. на рис. 2,29,*б* существует единственная допустимая окружность σ_m. Однако выходное полное сопротивление Z_{bf} фильтра, определенное окружностью с диаметром R_{bf} и с центром на реальной оси, в некоторых случаях для смесительного транзистора является неподходящим. Тогда необходимо осуществлять связь транзистора с выходом фильтра с помощью вспомогательной обмотки L_c, включенной в соответствии с рис. 2.30; преобразованное выходное полное сопротивление Z'_{bf0} на выходе этой обмотки изобразится в виде окружности с диаметром R'_{bf0}, отличным от значения R_{bf}. Если последовательно с обмоткой включить еще согласующий LC-двухполюсник, то эта окружность сместится в вертикальном направлении на отрезок $\pm jX$, соответствующий реактивному сопротивлению двухполюсника. Для различных передаточных отношений обмоток L_s и L_c и для различных, подходящим образом выбранных двухполюсников получаем систему окружностей, изображенную на рис. 2.29,*б* (Z''_{bf0}; Z'''_{bf0} и т. д.).

Точки касания A_2, A_3, ... соответствуют всегда настройке обоих контуров фильтра на среднюю частоту диапазона. Две различные окружности одинакового диаметра соответствуют одному и тому же коэффициенту трансформации вспомогательной обмотки L_c, но различным согласующим двухполюсникам.

Для оптимального выбора всех требуемых величин необходимо подробно исследовать также шум рассматриваемых цепей. Характеристикой шумовых свойств высокочастотного смесителя может служить коэффициент шума смесителя F_c, который определяется по существу так же, как и для усилителя, с той лишь разницей, что частота входного сигнала смесителя отличается от частоты сигнала промежуточной частоты на его выходе. Не приводя подробный вывод, укажем, что коэффициент шума смесителя зависит от внутренней полной проводимости источника сигнала. Кривыми его постоянного значения является опять семейство окружностей с фокусом в точке, соответствующей минимальному коэффициенту шума смесителя $F_{c\min}$ [73].

Пример семейства окружностей постоянного коэффициента шума смесителя изображен на рис. 2.31, который является отправным пунктом всего графического построения. Кроме упомянутого семейства, на этом рисунке изображена также окружность постоянного коэффициента рассогласования σ_m, на которой должна лежать точка выходного полного сопротивления Z_{bf0} фильтра при настройке, т. е. точка A. Если основной целью расчета является достижение минимального коэффициента шума смесителя, то точка A, очевидно, определена как точка касания упомянутой окружности с подобной окружностью постоянного коэффициента шума F'_c, которая имеет минимально возможный радиус. В определенной таким образом точке A проводится касательная t к окружности σ_m=const, которая совместно с вертикальной осью jX, как с другой касательной, уже позволяет начертить окружность полного сопротивления Z_{bf0}.

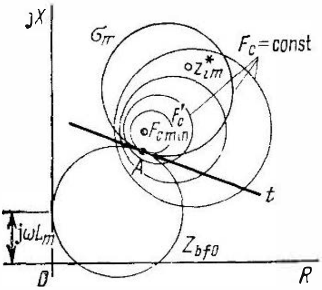


Рис. 2.31. Семейство окружностей постоянного коэффициента шума смесителя F_c в плоскости комплексного сопротивления.

Диаметр и положение центра окружности Z_{bf0} в дальнейшем ограничивает все оставшиеся искомые величины, т. е. параметры обмотки связи L_c и согласующего двухполюсника. Для того, чтобы мы могли их определить, припомним, что трансформатор L_sL_c может рассматриваться как идеальный с коэффициентом трансформации

$$m=\sqrt{L_s/(k^2_cL_c)}$$

и индуктивностью рассеяния

$$L_1=(1-k^2_c)L_c,$$

где k_c — коэффициент связи. Распределенную индуктивность необходимо считать частью согласующего двухполюсника. Поэтому общая необходимая индуктивность L_m, которая образует этот двухполюсник (рис. 2.31), состоит из последовательно соединенных индуктивности L_1 и внешней вспомогательной индуктивности L, так что

$$L_m=(1-k^2_c)L_c+L. \qquad (2.105)$$

Выходное полное сопротивление Z_{bf} полосового фильтра со стороны его вторичного контура можно изобразить окружностью с центром на реальной оси и диаметром

$$R_{bf} = \frac{1}{G_{bf}} = \frac{1}{G'_s(\eta^2 + w_s)}. \qquad (2.106)$$

Выходное полное сопротивление фильтра на выходе согласующего двухполюсника изобразится как окружность Z_{bf0} диаметром

$$R_{bf0} = \frac{k^2{}_c L_c}{L_s} R_{bf} = \frac{k^2{}_c L_c}{L_s} \frac{1}{G'_s(\eta^2 + w_s)}, \qquad (2.107)$$

где $G'_s = 1/(\omega L_s Q_s) = \omega C_s/Q_s$.

Сопротивление R_{bf} однозначно задано требуемой частотной характеристикой затухания, а сопротивление R_{bf0} и индуктивность L можно определить из параметров окружности Z_{bf0}, ограниченных упомянутыми касательными. Таким образом уравнения (2.105) и (2.107) представляют систему, с помощью которой можно найти величины k_c и L_c.

Кроме получения требуемой частотной характеристики затухания и минимального коэффициента шума, цепи смесителя должны удовлетворять ряду других требований. Для эффективного преобразования необходимо, чтобы источник сигнала, которым возбуждается смеситель, для гармоник генератора представлял, насколько это возможно, короткое замыкание. Для ограничения регенеративной обратной связи необходимо, чтобы полное сопротивление источника было минимальным и для сигнала промежуточной частоты. Эти оба важных требования должны учитываться при расчете, а в случае необходимости решение должно быть подчинено им.

Указанные принципы нашли практическое применение при проектировании полосового фильтра, который является составной частью перестраиваемого варикапом переключателя каналов, изображенного на рис. 2.28 и предназначенного для первого телевизионного канала (стандарт США). На рис. 2.32 изображены окружности постоянного коэффициента шума смесителя для используемого транзистора типа BF182, его входной полной проводимости z^*_{im}, а также оптимальной полной проводимости источника $\tilde{z}_{s0}$ необходимой для согласования по шумам. Кроме того, здесь же изображена окружность постоянного коэффициента рассогласования $\sigma_m = 7$. Как видно, для минимизации шума к выводу базы смесительного транзистора следует подключить согласующую емкость с реактивным сопротивлением около (—j 100) Ом. Но столь малая емкость нежелательна, поскольку на ней возникнет отрицательная обратная связь на промежуточной частоте, что приведет к деформации характеристики затухания фильтра. Поэтому емкость заменена коротким замыканием. Хотя по техническим причинам это соединение имеет определенную паразитную индуктивность, но она так мала (25 нГн), что обратная связь на ней уже не возникает. Однако связь между катушками L_s и L_c должна быть максимально сильной ($k \sim 0,65$), чтобы индуктивность L_c могла быть минимальной.

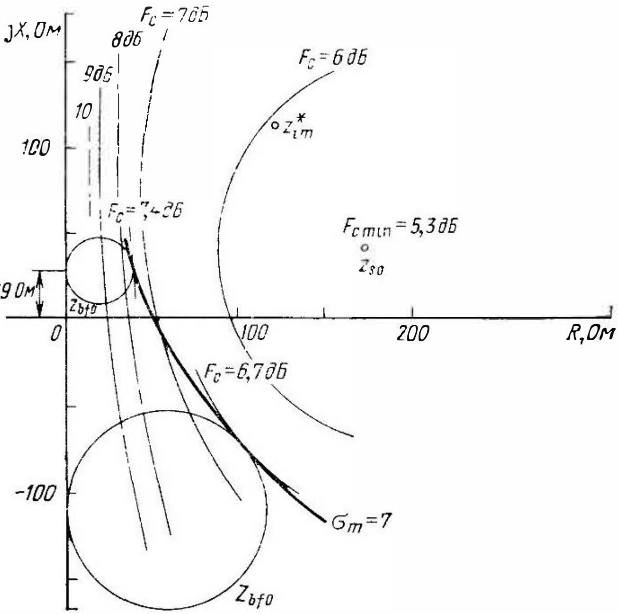


Рис. 2.32. Расчет полосового фильтра переключателя каналов, изображенного на рис. 2.28.

Ухудшение коэффициента шума (7,4 дБ), полученное при замене согласующей емкости коротким замыканием, по сравнению с оптимальным значением (6,7 дБ) весьма незначительно.

Все предыдущие рассуждения справедливы для одной рассмотренной частоты, соответствующей середине диапазона. Конечно, свойства полосового фильтра на краях диапазона значительно изменяются, так что и коэффициент шума здесь иной. Впрочем, для его определения можно также использовать описанный метод.

3. ШУМЫ ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

3.1. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМОВАЯ СХЕМА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ПЛОСКОСТНЫМ ЗАТВОРОМ

При расчете различных малошумящих устройств на полевых транзисторах обычно используют их эквивалентные шумовые схемы. Построение этих схем на основе физического анализа работы полевых транзисторов было проанализировано в ряде работ [1, 10—12, 15, 17, 36]. Поэтому мы только дополним и объединим результирующие выражения.

Взаимную зависимость постоянного напряжения стока V_{DS}, тока I_D и управляющего напряжения V_{GS} полевого транзистора с плоскостным затвором (ПТПЗ) отображают статические характеристики, приведенные на рис. 3.1.

Основу схемы ПТПЗ для малого сигнала (рис. 3.2) составляет идеализированная («внутренняя») схема, включающая в себя входную комплексную проводимость y_{gs}, выходную комплексную проводимость y_{ds}, комплексную проводимость обратной связи y_{dg} и выходной источник тока $y_m u_g$, управляемый входным напряжением u_g. Комплексная проводимость y_{dg} представляет собой последовательно соединенные емкость C_{dg} и сопротивление r_{dg}. Предельная частота, на которой коэффи-

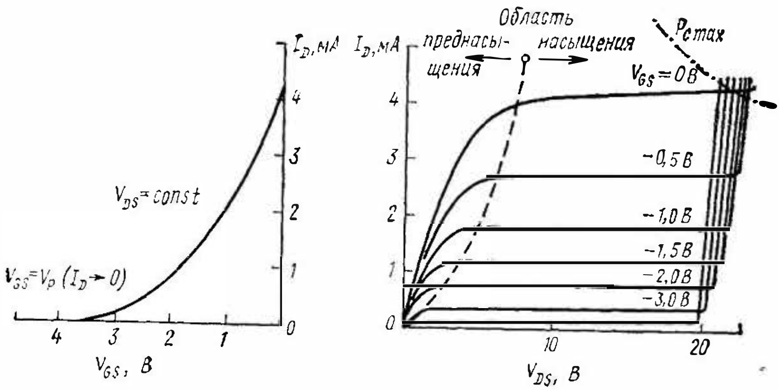


Рис. 3.1. Характеристика передачи и выходная характеристика полевого транзистора.

циент усиления падает до единицы, определяется соотношением

$$f_{max}' = g_m/(2\pi C_{dg}). \tag{3.1}$$

Комплексную проводимость $y_{gs} = g_{gs} + jb_{gs}$ можно отобразить последовательно соединенными емкостью C_{gs} и со-

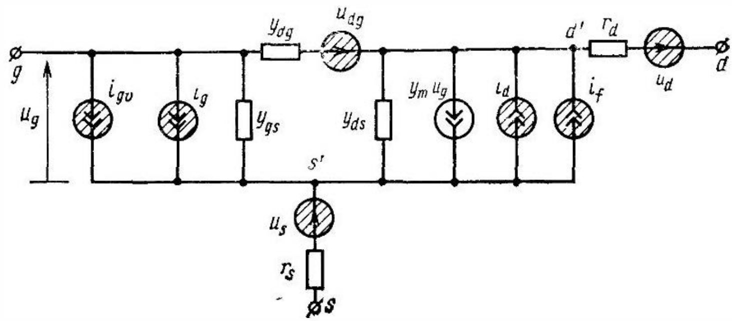


Рис. 3.2. Эквивалентная шумовая схема ПТПЗ.

противлением r_{gs}. Тогда ее составляющие определяются формулами

$$g_{gs} \approx \omega^2 C^2_{gs} r_{gs}, \ b_{gs} \approx \omega C_{gs},$$

которые справедливы при практически всегда выполняемом условии $(\omega C_{gs} r_{gs})^2 \ll 1$. К выводам истока и стока реального транзистора необходимо еще последовательно подключить сопротивления r_s и r_d, которые, несмотря на их относительно малые значения (не более нескольких десятков ом), могут заметно влиять на результирующие передаточные и шумовые свойства.

Основной составляющей шума ПТПЗ является тепловой шум, возникающий за счет вещественной составляющей комплексной проводимости канала. Этот шум имеет белый спектр, что сказывается во всем используемом частотном диапазоне данного транзистора; однако он преобладает только на средних частотах, поскольку на нижней и верхней границах диапазона доминируют другие, более интенсивные шумовые источники. На эквивалентной схеме источник теплового шума включен между внутренними стоком и истоком. В узкой полосе частот Δf его средний квадрат определяется выражением

$$\overline{i^2_d} = 4kT\Delta f g_m P, \tag{3.2}$$

где kT — произведение постоянной Больцмана на абсолютную температуру, g_m — крутизна транзистора на низких частотах, P — коэффициент, зависящий от постоянных напряжений на транзисторе. В области насыщения, где обычно используется ПТПЗ, этот коэффициент целесообразно выразить как функцию одного безразмерного параметра *), называемого нормированным напряжением затвора

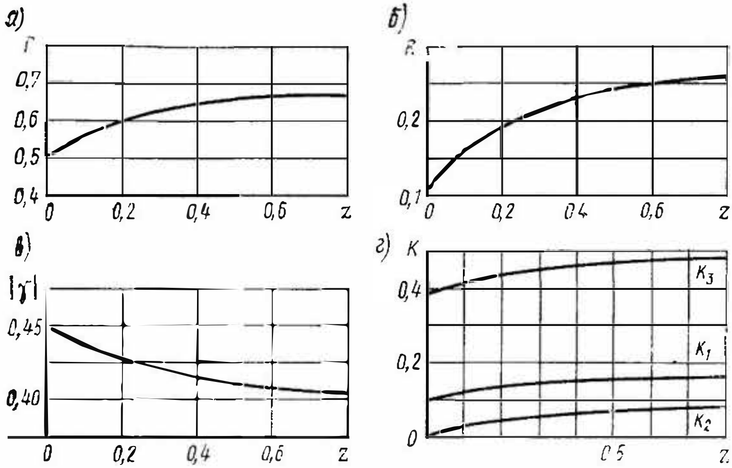


Рис. 3.3. К расчету теплового и индуцированного шума, в зависимости от нормированного смещения затвора z.

$$z = \frac{V_{GS} + V_{dif}}{V_P + V_{dif}},$$

где V_{dif} — диффузионное напряжение p—n-перехода между каналом и затвором, а V_P — напряжение отсечки затвора, т. е. напряжение, при котором исчезает ток стока. Поскольку напряжение V_{dif} составляет несколько десятых долей вольта, а напряжения V_P и V_{GS} обычно единицы вольт, то $z \sim V_{GS}/V_P$. Зависимость коэффициен-

*) Этот параметр соответствует параметру $z = W_S/W_{00}$ [13].

та P от смещения z приведена на рис. 3.3,*а* [1, 57]. Если взять из этого графика как типичное значение $P \approx 0{,}66$, то в режиме насыщения тепловой шумовой ток ПТПЗ

$$\overline{i^2_d} = 4kT\Delta f g_{\max} 0{,}66,$$

где $g_{\max}$ — крутизна транзистора при насыщении.

Выражение (3.2) в сущности представляет известную формулу Найквиста для теплового шума сопротивлений. Однако канал ПТПЗ ведет себя не как пассивное сопротивление, и поэтому здесь выступает более сложный член $g_m P$, зависящий от усилительных свойств и режима транзистора по постоянному току.

Согласно [1] тепловой шум можно отобразить не только эквивалентным источником тока i_d, включенным параллельно каналу, но и так называемым эквивалентным шумовым сопротивлением R_n, включенным последовательно с затвором и определяемым в режиме насыщения соотношением $R_n \sim 0{,}66/g_{\max}$, так что $\overline{i^2_d} = 4kT\Delta f g^2_{\max} R_n$.

Другой частотно независимой составляющей шума полевого транзистора с плоскостным затвором является дробовой шум затвора, зависящий от постоянного обратного тока I_G. Этот шум на рис. 3.2 учтен источником тока i_{gv}, подсоединенным между затвором и внутренним истоком, причем средний квадрат этого шума в частотном диапазоне Δf определяется формулой

$$\overline{i^2_{gv}} = 2qI_G\Delta f = 4kT\Delta f\left(\frac{qI_G}{2kT}\right). \qquad (3.3)$$

В области низких частот наряду с упомянутыми тепловым шумом канала и дробовым шумом затвора заметно сказывается также шум, который увеличивается с уменьшением частоты. Главной причиной его возникновения является флуктуация плотности носителей зарядов, протекающих через канал, которая обусловлена процессами генерации-рекомбинации на дефектных центрах канала и в обедненной области p—n-перехода затвора. На эквивалентной схеме этот шум можно отобразить источником тока i_f, подключенным параллельно к источнику i_d теплового шума. Средний квадрат этого шума в полосе частот Δf около частоты f определяется выражением [49]

$$\overline{i^2_f} = 4kT\Delta f g^2_m\left[\frac{\rho_0}{f} + \frac{\rho'_0}{1+(f/f_0)^2}\right]. \qquad (3.4)$$

где ρ_0; ρ'_0 и f_0 — постоянные, определяемые материалом и внутренней геометрией транзистора, а также зависящие от температуры.

В верхней области частотного диапазона ПТПЗ наблюдается увеличение шума в результате влияния наведенного (индуцированного) шума затвора. Основной причиной его появления является тепловой шум канала, который на высоких частотах через емкость канал—затвор переносится на затвор. Шум этого типа растет с частотой. На эквивалентной схеме он отображен источником шумового тока i_g, включенным между затвором и истоком. Средний квадрат этого тока [16]

$$\overline{i^2_g} = 4kT\Delta f R_n \omega^2 C^2_{gs} R',$$

где R' — коэффициент, отражающий зависимость наведенного шума от режима по постоянному току, а $R_n = P/g_m$ — эквивалентное шумовое сопротивление. Шумовой ток i_g можно записать также в виде

$$\overline{i^2_g} = 4kT\Delta f \frac{\omega^2 C^2_{gs}}{g_m} PR' = 4kT\Delta f \frac{\omega^2 C^2_{gs}}{g_m} R. \qquad (3.5а)$$

В обычно используемой области насыщения крутизна $g_m = g_{max}$, а коэффициент $R = PR'$ определен графиком на рис. 3.3,*б* [16, 57]. Поскольку частотная зависимость наведенного шума обусловлена членом $\omega^2 C^2_{gs}$, который также определяет частотную зависимость входной активной проводимости g_{gs} транзистора, то величина i_g тоже выражается как тепловой шум входной активной проводимости g_{gs}. Однако этой активной проводимости надо «приписать» шумовую температуру T_{ng}, несколько превышающую температуру T_0, так что

$$\overline{i^2_g} = 4kT_{ng}\Delta f g_{gs}, \qquad (3.5б)$$

причем для $z=0$ $T_{ng} = T_0$, а для $z=1$ $T_{ng} = 4T_0/3$. Так как наведенный шум затвора обусловлен тепловым шумом канала, токи i_g и i_d взаимно коррелированы. Мерой их корреляции является комплексный коэффициент корреляции

$$\gamma = \alpha + j\beta = \overline{i^*_g i_d} / \sqrt{\overline{i^2_g}\,\overline{i^2_d}}. \qquad (3.6а)$$

Для полевых транзисторов

$$\gamma = \alpha' \omega C_{gs}/g_m + j\beta. \qquad (3.6б)$$

Коэффициенты α' и β зависят от режима транзистора по постоянному току. На достаточно низких частотах, очевидно, $\gamma \sim j\beta$, причем модуль $|\gamma|$ коэффициента корреляции зависит от параметра z (рис. 3.3,*в* [16, 57]). При некоторых расчетах необходимо знать произведение [16]

$$\overline{i^*_g i_d} = 4kT\Delta f j\omega C_{gs} Q, \tag{3.7}$$

где Q — коэффициент, зависящий от постоянных напряжений, причем $Q = K_1$ (рис. 3.3,*г*).

На высоких частотах на шум ПТПЗ существенно влияет также его комплексная проводимость обратной связи $y_{dg} = (r_{dg} + 1/j\omega C_{dg})^{-1}$. Она воздействует прежде всего на передаточные свойства транзистора. Ее активная составляющая является одновременно источником теплового шумового напряжения u_{dg}, которое, однако, в большинстве случаев пренебрежимо мало по сравнению с другими шумовыми источниками. Тепловые шумовые напряжения u_s и u_d возникают и на последовательных паразитных сопротивлениях r_s истока и r_d стока. Влияние этих сопротивлений на шум, как правило необходимо учитывать, особенно на средних частотах, где они уже сравнимы с тепловым шумом канала. Средние квадраты шумовых напряжений паразитных сопротивлений определяются по формуле Найквиста, т. е.

$$\overline{u^2_{dg}} = 4kT\Delta f r_{dg}; \quad \overline{u^2_s} = 4kT\Delta f r_s;$$
$$\overline{u^2_d} = 4kT\Delta f r_d. \tag{3.8}$$

В области очень высоких частот, превышающих сотни мегагерц, эквивалентную схему необходимо еще дополнить индуктивностями и емкостями выводов электродов, которые зависят прежде всего от способа размещения транзисторной системы в корпусе. Эти паразитные реактивности почти не ухудшают минимальный коэффициент шума, однако существенно влияют на оптимальную проводимость генератора, необходимую для согласования по шумам.

3.2. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ПЛОСКОСТНЫМ ЗАТВОРОМ В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ЧАСТОТ

Коэффициент шума ПТПЗ в одной из трех основных схем включения зависит от режима по постоянному току, от внутренней полной проводимости источника и от частоты. Рассмотрим сначала этот параметр для схемы с общим истоком, работающей в области средних частот. Эта область снизу ограничена частотой, на которой начинает сказываться шум типа $1/f$, а сверху — частотой, равной $0{,}1/f_{max}$ (3.1).

Для рассматриваемой области средних частот схему на рис. 3.2 можно существенно упростить, пренебрегая шумовыми источниками i_f, i_{gv} и u_{dg}. Входную комплексную проводимость y_{gs} можно заменить емкостью C_{gs}, комплексную крутизну y_m — ее вещественной низкочастотной составляющей g_m. Кроме того, для удобства вы-

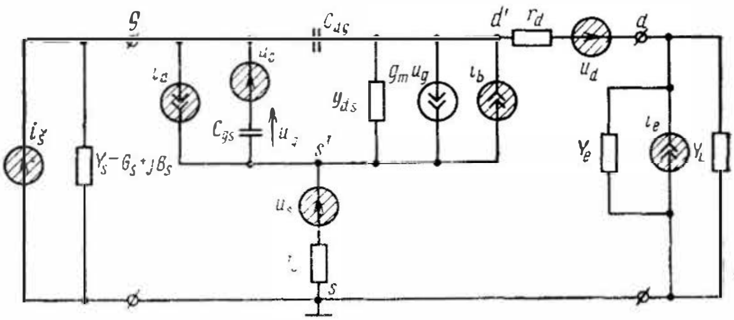


Рис. 3.4 Эквивалентная шумовая схема ПТПЗ для области средних частот (все шумовые источники не коррелированы).

числений заменим взаимно-коррелированные шумовые источники i_g и i_d некоррелированными источниками i_a, i_b и u_c, в результате чего придем к эквивалентной схеме на рис. 3.4 [51]. Для эквивалентности полученной таким образом схемы исходной некоррелированные источники шума следует выбрать так, чтобы шумовой ток i_{c1} или i_{c2}, протекающий через провод, закорачивающий клеммы $g—s$ или соответственно $d—s'$ схемы на рис. 3.4, был по величине и по взаимной корреляции таким же, как соответствующий ток короткого замыкания в исходной схеме на рис. 3.2. Следовательно, должны выполняться соотношения

$$\overline{i^2_{c1}} = \overline{i^2_g}; \tag{3.9а}$$

$$\overline{i^2_{c2}} = \overline{i^2_d}; \tag{3.9б}$$

$$-\overline{i^*_{c1} i_{c2}} = \overline{i^*_g i_d}, \tag{3.9в}$$

где

$$i_{c1} = -i_a + u_c j\omega C_{gs}; \tag{3.10а}$$

$$i_{c2} = +i_b + g_m u_c. \tag{3.10б}$$

Условие нулевой корреляции между источниками i_a, i_b и u_c имеет вид

$$\overline{i_a i^*_b} = \overline{i_b u^*_c} = \overline{u_c i^*_a} = 0. \tag{3.11}$$

Из предыдущих соотношений можно выразить величины i_a, i_b и u_c. Так, например, из (3.9в) и (3.10) с учетом (3.7) получим выражение

$$+\overline{i^*_a i_b} + \overline{u^*_c u_c g_m j\omega C_{gs}} - \overline{i_b u^*_c j\omega C_{gs}} + \overline{i^*_a u_c g_m} =$$

$$= \overline{u^2_c} g_m j\omega C_{gs} = 4kT\Delta f j\omega C_{gs} Q, \tag{3.12}$$

откуда

$$\overline{u^2_c} = 4kT\Delta f g_m^{-1} Q = 4kT\Delta f g_m^{-1} K_1. \tag{3.13}$$

Подобным образом можно определить и другие шумовые источники:

$$\overline{i^2_a} = 4kT\Delta f \omega^2 C^2_{gs} g_m^{-1} K_2; \tag{3.14}$$

$$\overline{i^2_b} = 4kT\Delta f g_m K_3. \tag{3.15}$$

Коэффициенты K_1, K_2 и K_3 (рис. 3.3,*г* [51]) являются функциями коэффициентов P, R и Q исходной эквивалентной схемы и, следовательно, отражают зависимости шумовых источников u_c, i_a и i_b от постоянных напряжений на транзисторе. Для транзистора, работающего в насыщении, эти зависимости можно выразить в виде функций одного безразмерного параметра z, т. е. нормированного смещения затвора.

Из сравнения уравнений (3.13), (3.14) и (3.15) с (3.2), (3.5) и (3.7) вытекают формулы преобразования * [16]:

$$K_1 = Q;\ K_2 = R - Q;\ K_3 = P - Q;$$

$$P = K_1 + K_3;\ R = K_1 + K_2;\ Q = K_1 \tag{3.16}$$

Эквивалентная шумовая схема, преобразованная таким способом и дополненная паразитными сопротивлениями r_s и r_d и полными проводимостями источника сигнала $Y_s = G_s + jB_s$ и цепей питания стока $Y_e = G_e + jB_e$ с их соответствующими тепловыми шумовыми источниками, пригодна для расчета коэффициента шума F. Эта величина определена как отношение среднего квадрата $\overline{i^2_{tot}}$ шумового тока, протекающего через закороченный выход реального шумящего транзистора, к среднему квадрату $\overline{i^2_{cs}}$ шумового тока, протекающего на выходе идеализированного нешумящего транзистора, где единственным шумовым источником является активная проводимость G_s генератора (с температурой T_0). Ток i_{tot} состоит из нескольких составляющих, обусловленных отдельными шумовыми источниками эквивалентной схемы на рис. 3.4:

$$i_{ca} = \frac{g(1 + r_s Y_s)}{H} i_a;\quad i_{cb} = \frac{Y_s + j\omega(C_{dg} + C_{gs})}{H} i_b;$$

$$i_{cc} = \frac{g_m(Y_s + j\omega C_{dg})}{H} u_c;\quad i_{cd} = \frac{g_m(2Y_s + j\omega C_{dg})}{H} u_d;$$

$$i_{cr} = \frac{g_m(Y_s + j\omega C_{dg})}{H} u_r;\quad i_{cs} = \frac{g_m}{H} i_{\sim s};\quad i_{ce} = i_e; \tag{3.17}$$

$$H = (Y_s + j\omega C_{dg})(1 + r_s g_m) + j\omega C_{gs}.$$

---

*) Соотношения между коэффициентами K_1, K_2, K_3 и f_1, f_2, g_1, g_2, g_3 из [16] определены выражениями:

$$K_1 = \frac{g_2}{f_1^2 f_2^2};\quad K_2 = \frac{g_3(1 - z^{1/2})}{f_1^2 f_2^2} - \frac{g_2}{f_1^2 f_2^2};$$

$$K_3 = \frac{g_1}{(1 - z^{1/2}) f_1} - \frac{g_2}{f_1^2 f_2^2}.$$

Эти выражения выведены при следующих условиях

$$g_m \gg \omega C_{gs}; \quad r_s^{-1} \geqslant g_m;$$
$$g_m \gg \omega C_{dg}; \quad r_d^{-1} \geqslant 0{,}1 g_m; \tag{3.18}$$
$$g_m \gg |y_{ds}|; \ \omega C_{dg} g_m \gg \omega C_{gs} |y_{ds}|,$$

которые для обычных ПТПЗ в рассматриваемом диапазоне средних частот хорошо выполняются. Если теперь учтем, что все шумовые источники, определяемые выражениями (3.16) и (3.17), не коррелированы, то коэффициент шума схемы с общим истоком (ОИ)

$$F = \frac{\overline{i^2}_{ca} + \overline{i^2}_{cb} + \overline{i^2}_{cc} + \overline{i^2}_{cd} + \overline{i^2}_{cr} + \overline{i^2}_{cs} + \overline{i^2}_{ce}}{\overline{i^2}_{cs}} \tag{3.19}$$

или после подстановки

$$F = 1 + \frac{1}{G_s}\Big[r_s |Y_s + j\omega C_{dg}|^2 + r_d |2Y_s + j\omega C_{dg}|^2 +$$
$$+ \frac{K_1}{g_m} |Y_s + j\omega C_{dg}|^2 + \frac{K_3}{g_m} |Y_s + j\omega (C_{gs} + C_{dg})|^2 +$$
$$+ \frac{K_2}{g_m} \omega^2 C^2_{gs} |1 + r_s Y_s|^2 + \frac{qI_G}{2kT} |1 + r_s Y_s|^2\Big]. \tag{3.20}$$

В предыдущих выражениях мы пренебрегли членом

$$G_e g_m^{-2} G_s^{-1} |(Y_s + j\omega C_{dg})(1 + r_s g_m) + j\omega C_{gs}|^2,$$

который при малых значениях активной проводимости G_e существенно меньше единицы. Если полная проводимость источника чисто вещественная, т. е. если $Y_s = G_s$, то

$$F = 1 + G_s [r_s + 4r_d + g_m^{-1} (K_1 + K_3)] +$$
$$+ G_s^{-1} \Big[\frac{qI_G}{2kT} + \omega^2 \{(r_s + r_d) C^2_{dg} + g_m^{-1} [K_1 C^2_{dg} +$$
$$+ K_2 C^2_{gs} + K_3 (C_{dg} + C_{gs})^2]\}\Big]. \tag{3.21}$$

Как показано в [1], реальный шумящий транзистор можно заменить нешумящим, ко входу которого последовательно подключен источник шумового напряжения, а параллельно — источник коррелированного шумового тока. Шумовое напряжение формально можно выразить как тепловое шумовое напряжение шумового сопротивления R_n, а шумовой ток как тепловой шумовой ток шумовой проводимости G_n. Тогда корреляцию между обеими шумовыми величинами выражает комплексный коэффициент $\gamma=\alpha+j\beta$. Величины R_n, G_n; α и β, образующие систему четырех шумовых параметров рассматриваемого транзистора, позволяют выразить коэффициент шума в следующей форме:

$$F=1+\frac{G_n}{G_s}+G_sR_n+\frac{B^2{}_s}{G_s}R_n+\frac{B_s}{G_s}2\beta\sqrt{R_nG_n}+2\alpha\sqrt{R_nG_n}. \tag{3.22}$$

Если выражение (3.20) преобразуем в сходную с соотношением (3.22) формулу, то шумовые параметры можно записать в следующем виде

$$R_n=\Big[r_s+4r_d+g_m^{-1}(K_1+K_2)+ + g_m^{-1}\omega^2C^2{}_{gs}r^2{}_sK_2+\frac{qI_G}{2kT}r^2{}_s\Big]; \tag{3.23}$$

$$G_n=\Big\{\omega^2C^2{}_{dg}(r_s+r_d)+g_m^{-1}[K_1\omega^2C^2{}_{dg}+K_2\omega^2C^2{}_{gs}+ + K_2\omega^2(C_{gs}+C_{dg})^2]+\frac{qI_G}{2kT}\Big\}; \tag{3.24}$$

$$2\alpha\sqrt{R_nG_n}=\Big[2r_s\Big(g_m^{-1}K_2\omega^2C^2{}_{gs}+\frac{qI_G}{2kT}\Big)\Big]; \tag{3.25}$$

$$2\beta\sqrt{R_nG_n}=\{2\omega C_{dg}(r_s+2r_d)+ + 2\omega g_m^{-1}[K_1C_{dg}+K_2(C_{gs}+C_{dg})]\}. \tag{3.26}$$

Как следует из выражения (3.22), коэффициент шума зависит от обеих составляющих полной проводимости генератора $Y_s=G_s+jB_s$. Если реактивная проводимость генератора равна некоторой оптимальной величине $B_{\smile s0}$, т. е. если она согласована по шумам, и кроме того активная проводимость равняется оптимальной величине $G_{\smile s0}$, т. е. тоже согласована по шумам, то коэффициент шума приобретает минимальное значение F_{min} [см. (1.119)—(1.121)].

Получим конкретные выражения для ПТПЗ, подставляя в (1.119)—(1.121) формулы (3.23)—(3.26).

Нижняя область диапазона средних частот. Границу этой области снизу определяет частота ω_L, на которой перестает действовать шум типа $1/f$. Сверху ее ограничивает частота, на которой последний член выражения (3.24) равен наибольшему из частотно-зависимых членов; из этого условия следует выражение для граничной угловой частоты

$$\omega_h = \sqrt{\frac{qIG}{2k\Theta} \frac{g_m}{K_3 (C_{gs} + C_{dg})^2}}. \tag{3.27}$$

Шумовое сопротивление и шумовая проводимость в рассматриваемой области определяются соотношениями

$$R_n \approx [r_s + 4r_d + g_m^{-1} (K_1 + K_3)]; \tag{3.28}$$

$$G_n \approx qI_G / 2kT. \tag{3.29}$$

Квадрат мнимой компоненты коэффициента корреляции на этих самых низких частотах по сравнению с единицей пренебрежимо мал, т. е. $\beta^2 \ll 1$, так что оптимальная полная проводимость источника сигнала и минимальный коэффициент шума

$$G_{\underset{s0}{\smile}} \approx \sqrt{\frac{G_n}{R_n}} = \sqrt{\frac{qI_G}{2kT} \frac{1}{[r_s + 4r_d + g_m^{-1} (K_1 + K_3)]}}; \tag{3.30}$$

$$B_{\underset{s0}{\smile}} \approx -\frac{\omega \{C_{dg} (r_s + 2r_d) + g_m^{-1} [C_{dg} K_1 + (C_{gs} + C_{dg}) K_3]\}}{r_s + 4r_d + g_m^{-1} (K_1 + K_3)}; \tag{3.31}$$

$$F_{\min} \approx 1 + 2\sqrt{R_n G_n} \tag{3.32}$$

или

$$F_{\min} \approx 1 + 2\sqrt{[r_s + 4r_d + g_m^{-1} (K_1 + K_3)] \frac{qI_G}{2kT}}. \tag{3.33}$$

При приближенных вычислениях в предыдущих выражениях можно еще пренебречь паразитными сопротивлениями r_s и r_d. Для безразмерных постоянных из графика на рис. 3.3,*г* можно найти типовые значения $K_1 \approx \approx 0{,}15$ и $K_3 \approx 0{,}50$, так что

$$G_{\smile s0} \approx \sqrt{\frac{g_m q I_G}{1{,}3kT}}; \tag{3.34}$$

$$B_{\smile s0} \approx -\omega\,[C_{dg} + 0{,}8C_{gs}]; \tag{3.35}$$

$$F_{\min} \approx 1 + \sqrt{\frac{1{,}3qI_G}{g_m kT}}. \tag{3.36}$$

Упрощенные таким образом выражения совпадают с выведенными другим способом, например, в работе [53]. Минимальный коэффициент шума в нижней области диапазона средних частот не зависит от частоты. Его значение, рассчитанное либо по сильно упрощенной формуле (3.36), либо по более точному выражению (3.33), лишь незначительно превышает единицу, так что шумовые свойства усилителя на полевом транзисторе с плоскостным затвором могут быть очень хорошими.

Так, например, из выражения (3.36) следует, что для типовых значений параметров эквивалентной схемы $r_s=16$ Ом, $r_d=12$ Ом, $g_m=5$ мА/В, $I_G=10$ пА, $K_1 \approx 0{,}15$ и $K_3=0{,}50$ минимальный коэффициент шума $F'_{\min}=1{,}0010$. Если принять во внимание паразитные сопротивления r_s и r_d, т. е. если для расчета использовать выражение (3.33), то получим более точное значение коэффициента шума $F''_{\min}=1{,}0017$, которое отличается от предыдущего очень мало.

Для достижения минимального коэффициента шума следует активную проводимость источника сигнала настроить на оптимум. Согласно выражению (3.34) в рассматриваемом числовом примере $G'_{\smile s0} = 3{,}92$ мкСм, так что $R'_{\smile s0} = G'^{-1}_{\smile s0} = 255$ кОм, а по формуле (3.31) более точное значение $G''_{\smile s0} = 3{,}21$ мкСм и, следовательно, $R''_{\smile s0} = 311$ кОм. Как видно, оптимальное внутреннее сопротивление источника в нижней области средних частот составляет несколько сотен килоом. Поэтому применение полевых транзисторов с плоскостным затвором будет оправдано прежде всего при наличии источников с большим внутренним сопротивлением, т. е., например, в малошумящем усилителе для конденсаторного микрофона и т. п. В противоположность этому для источников с малым внутренним сопротивлением (динамический микрофон и т. п.) можно достичь более малых значений коэффициента шума при использовании биполярных транзисторов.

Из выражений (3.33) и (3.36) следует, что для полевых транзисторов с пренебрежимо малым током затвора I_G при нулевой активной проводимости G_s источника сигнала минимальный коэффициент шума приближается к предельно минимальному значению, т. е. к единице. Физически этот факт следует из того, что тепловой шум полевых транзисторов с плоскостным затвором на низких частотах можно отразить только одним источником шумового напряжения, включенным последовательно с затвором, т. е. можно пренебречь «токовой» составляющей теплового шума. Однако при нулевой активной проводимости источника сигнала вклад источника шумового напряжения тоже нулевой и, следовательно, коэффициент шума равен единице. В действительности токовая составляющая теплового шума в полевом транзисторе действует всегда, но в рассматриваемом частотном диапазоне она очень слаба и поэтому почти не ухудшает коэффициент шума.

Область средних частот с независимым от частоты коэффициентом шума относительно узка. Ее нижняя граничная частота, т. е. частота, на которой начинает действовать шум типа $1/f$, бывает порядка сотен герц — единиц килогерц, а верхняя граничная частота не превышает нескольких десятков или сотен килогерц.

Верхняя область диапазона средних частот. Рассматриваемая область очень важна для практики, поскольку она охватывает широкий диапазон частот, простирающийся от частоты f_h, т. е. от нескольких десятков килогерц, до частоты $0{,}1/f_{max}$, т. е. до нескольких десятков-сотен мегагерц. Шумовые параметры для этого случая найдем следующим образом. В выражении (3.23) отбросим два последних члена, в выражении (3.24) — последний член и, кроме того, реальную часть коэффициента корреляции положим равной нулю [51]. Тогда

$$R_n = g_m^{-1} r_S;\ \ G_n = \omega^2 C^2_{dg} g_m^{-1} g_S;$$
$$\beta = b_s \big/ \sqrt{r_S g_S};\quad \alpha = 0, \tag{3.37}$$

причем вспомогательные частотно-независимые параметры r_S, g_S и b_S даны выражениями

$$r_S = g_m (r_s + 4r_d) + K_1 + K_3;$$
$$g_S = g_m (r_s + r_d) + K_1 +$$
$$+ K_2 C^2_{gs}/C^2_{dg} + K_3 (C_{gs}/C_{dg} + 1)^2;$$
$$b_S = g_m (r_s + 2r_d) + K_1 + K_3 (C_{gs}/C_{dg} + 1). \tag{3.38}$$

При комплексной проводимости Y_s источника сигнала коэффициент шума можно определить, подставляя шумовые параметры в выражение (3.22):

$$F = 1 + G_s^{-1}\omega^2 C^2_{dg} g_m^{-1} g_S + G_s g_m^{-1} r_S + \\ + G_s^{-1} B^2_s g_m^{-1} r_S + G_s^{-1} B_s 2 b_S \omega^2 C^2_{dg} g_m^{-2}. \quad (3.39)$$

Оптимальная полная проводимость источника, необходимая для согласования по шумам, и минимальный коэффициент шума в этом случае равны

$$G_{\smile s0} = \frac{\sqrt{r_S g_S - b^2_S}}{r_S}\left(\frac{f}{f_{\max}} g_m\right),$$

$$B_{\smile s0} = -\frac{b_S}{r_S}\left(\frac{f}{f_{\max}} g_m\right); \quad (3.40)$$

$$F_{\min} = 1 + \frac{f}{f_{\max}} 2\sqrt{r_S g_S - b^2_S}. \quad (3.41)$$

Такая запись очень удобна, поскольку параметры r_S, g_S и b_S не зависят от частоты и весьма мало зависят от режима транзистора по постоянному току. Как

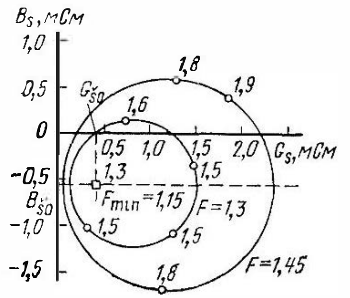


Рис. 3.5. Окружности постоянного коэффициента шума F ПТПЗ при $f_1=30$ МГц, полученные с помощью эквивалентной схемы на рис. 3.4,*а*.
о — измеренные величины.

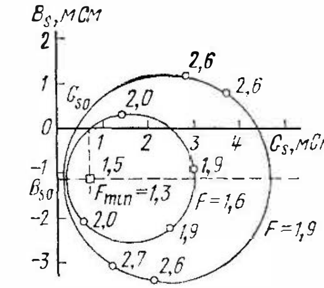


Рис. 3.6. Окружности постоянного коэффициента шума F ПТПЗ на частоте $f_2=60$ МГц при $V_{DS}=3$ В, $V_{GS}=0$:
о — измеренные величины.

видно, в верхней области средних частот минимальный коэффициент шума линейно увеличивается с ростом частоты. Следовательно, если он должен быть наименьшим, необходимо применить транзистор с наибольшей граничной частотой f_{max}. Кроме того, желательно, чтобы малошумящий транзистор имел максимальную крутизну g_m и одновременно минимальные паразитные сопротивления r_s и r_d.

В [51] была рассчитана зависимость коэффициента шума высокочастотного ПТПЗ типа TI 2N4416 от обеих составляющих G_s и B_s комплексной проводимости источника на частоте f_1=30 МГц и f_2=60 МГц (рис. 3.5 и 3.6). Все измеренные значения F значительно больше вычисленных. Более полного соответствия результа-

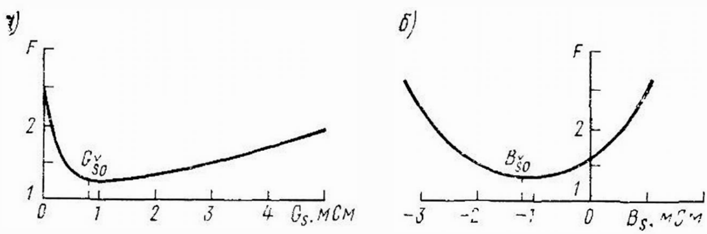


Рис. 3.7. Зависимости коэффициента шума F от активной проводимости G_s источника при реактивной проводимости $B_s = B_{s0}^{\smile}$ (*а*) и от реактивной проводимости B_s при активной проводимости $G_s = G_{s0}^{\smile}$ (*б*).

тов измерений и расчетов можно достичь в том случае, если в расчетные формулы подставить значения сопротивлений r_s и r_d, соответствующие эквивалентной шумовой схеме (т. е. определенные на основе шумовых измерений), а не их значения, определенные из линейной эквивалентной схемы.

Пользуясь рис. 3.5 или 3.6, легко построить зависимость коэффициента шума от реактивной проводимости B_s источника при оптимальной активной проводимости $G_{s0}^{\smile}$, или зависимость F от активной проводимости G_s при $B_s = B_{s0}^{\smile}$ (рис. 3.7).

3.3. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ПЛОСКОСТНЫМ ЗАТВОРОМ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Шумовые свойства ПТПЗ в области низких частот, как и биполярных транзисторов, хуже, чем в области средних частот. Это обусловлено прежде всего влиянием процессов генерации-рекомбинации в дефектных центрах канала и в обедненной области p—n-перехода затвора. Следствием этих процессов является частотно-зависимый шум генерации-рекомбинации (3.4).

Кроме шума генерации-рекомбинации, в ПТПЗ на низких частотах действует и белый тепловой шум, который можно отобразить выходным источником шумового тока i_d, и белый дробовой шум тока I_G затвора, который можно отобразить входным источником шумового тока i_{gv}. Поскольку область низких частот простирается до не-

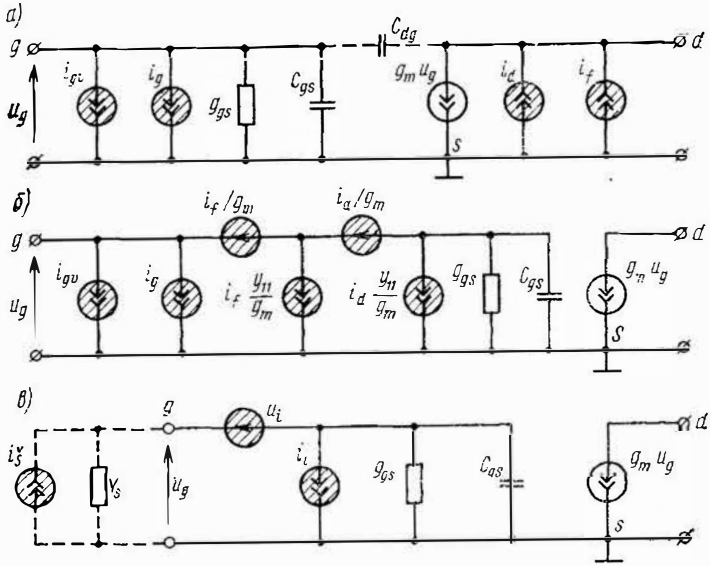


Рис. 3.8. Эквивалентные шумовые схемы ПТПЗ для области низких частот:

а — исходная; *б* — со всеми шумовыми источниками, пересчитанными ко входу; *в* — результирующая с двумя коррелированными шумовыми источниками.

скольких десятков килогерц и выше, на результирующие шумовые свойства может также влиять наведенный шум затвора i_g (рис. 3.8,*а*).

Для вывода коэффициента шума целесообразно схему на рис. 3.8,*а* преобразовать, пересчитав шумовые токи i_f и i_d с выхода на вход. Любой источник шумового тока i_d, подключенный параллельно к выходу четырехполюсника, можно заменить источником шумового напряжения u'_i, подключенным ко входу последовательно, и источником тока i'_i, включенным ко входу параллельно. Если для шумового тока, протекающего через короткозамкнутый выход четырехполюсника, исходная схема при любой комплексной проводимости генератора сходна с эквивалентной, то должны выполняться соотношения $u'_i = i_d / y_{21}$; $i'_i = i_d y_{11} / y_{21}$. Применяя такую процедуру и учитывая, что $C_{dg} \ll C_{gs}$, из эквивалентной схемы на рис. 3.8,*а* можно получить схему на рис. 3.8,*б*. Оба источника шумового напряжения взаимно не коррелированы и их можно объединить в единый источник u_i. Подобным образом можно объединить все четыре источника шумового тока в единый источник i_i, однако здесь надо учесть, что составляющие теплового и наведенного шума частично коррелированы. В результате придем к эквивалентной схеме на рис. 3.8,*в*, для которой [49]

$$\overline{u^2_i} = \frac{\overline{i^2_f}}{g^2_m} + \frac{\overline{i^2_d}}{g^2_m} = \frac{1}{g^2_m}(\overline{i^2_f} + \overline{i^2_d}), \tag{3.42}$$

$$\overline{i^2_i} = \overline{i^2_f}\left|\frac{y_{11}}{g_m}\right| + \overline{i^2_d}\left|\frac{y_{11}}{g_m}\right| + \overline{i^2_g} - 2\mathrm{Re}\left(\overline{i^*_g i_d}\,\frac{y_{11}}{g_m}\right) + \overline{i^2_{gv}} \approx (\overline{i^2_f} + \overline{i^2_d})\left|\frac{y_{11}}{g_m}\right| + \overline{i^2_{gv}}. \tag{3.43}$$

Приближенное соотношение в последнем уравнении получилось в результате пренебрежения относительно малыми составляющей i_g наведенного шума затвора и составляющей, связанной с произведением комплексно-сопряженных величин $\overline{i^*_g i_d}$. Напряжение u_i и ток i_i можно формально представить в виде теплового шума некоторого шумового сопротивления R_n и соответственно шумовой проводимости G_n, т. е.

$$\overline{u^2_i} = 4kT\Delta f R_n; \quad \overline{i^2_i} = 4kT\Delta f G_n. \tag{3.44}$$

Если входную комплексную проводимость транзистора записать в форме

$$y_{11} \cong y_{gs} = g_{gs} + j\omega C_{gs}, \tag{3.45}$$

т. е. если пренебречь емкостью обратной связи*) C_{dg}, то, учитывая (3.2) — (3.4), для шумового сопротивления и шумовой проводимости можно записать

$$R_n = \left(\frac{\rho_0}{f} + \frac{\rho'_0}{1 + (f/f_0)^2}\right) + \frac{P}{g_m} \approx \frac{\rho_0}{f} + \frac{\rho'_0}{1 + (f/f_0)^2}; \tag{3.46}$$

$$G_n = \frac{g^2_{gs} + \omega^2 C^2_{gs}}{g^2_m}\left[P g_m + \left(\frac{\rho_0}{f} + \frac{\rho'_0}{1 + (f/f_0)^2}\right) g^2_m\right] + \frac{qI_G}{2kT} \approx \omega^2 C^2_{gs}\left(\frac{\rho_0}{f} + \frac{\rho'_0}{1 + (f/f_0)^2}\right) + \frac{qI_G}{2kT}. \tag{3.47}$$

---

*) В [49] вместо емкости C_{gs} используется общая входная емкость $C_{11} = C_{gs} + C_{dg}$; если $C_{dg} \ll C_{gs}$, то, очевидно, $C_{gs} \approx C_{11}$.

причем приближенные выражения получены в результате пренебрежения относительно слабой составляющей теплового шума и несущественного относительно остальных члена g_{gs}.

Шумовые источники u_i и i_i взаимно коррелированы с коэффициентом корреляции

$$\gamma = \alpha + j\beta = \frac{\overline{u^* i}}{\sqrt{\overline{u^2_i}\,\overline{i^2_i}}}. \tag{3.48}$$

В рассматриваемой низкочастотной области с учетом выражений (3.42) и (3.47) имеем

$$\overline{u^*_i i_i} = \overline{\left(\frac{i^*_f + i^*_d}{g_m}\right)\left[\left(\frac{i_f + i_d}{g_m}\right) y_{11} + i_{gv}\right]};$$

$$\sqrt{\overline{u^2_i}\,\overline{i^2_i}} = \sqrt{\overline{\left(\frac{i_f + i_d}{g_m}\right)^2}\,\overline{\left[\left(\frac{i_f + i_d}{g_m}\right) y_{11} + i_{gv}\right]^2}}$$

и после подстановки выражений (3.2)—(3.4) для отдельных шумовых источников и после несложных преобразований получим

$$\alpha = 0;\ \beta = \omega C_{gs}\sqrt{R_n/G_n}. \tag{3.49}$$

Таким образом, коэффициент корреляции в низкочастотной области так же, как и в области средних частот, имеет только мнимую составляющую.

Если шумовые параметры R_n, G_n, α и β известны, то, подставляя их в выражения (3.22), (1.119)—(1.121), можно найти коэффициент шума F для любой комплексной проводимости генератора $Y_s = G_s + jB_s$, оптимальную проводимость генератора $Y_{\underset{s0}{\smile}} = G_{\underset{s0}{\smile}} + jB_{\underset{s0}{\smile}}$ и минимальный коэффициент шума $F_{\min}$. Если в выражениях (3.46) и (3.47) пренебречь членами с постоянной ρ'_0 (т. е. для $\rho'_0 \ll \rho_0/f$) и положить $B_s = \omega C_s$, то получим

$$F \cong 1 + \frac{qI_G}{2kT}\frac{1}{G_s} + \frac{\rho_0}{f} G_s + \frac{4\pi^2\rho_0}{G_s}(C_{gs} + C_s)^2 f; \tag{3.50}$$

$$G_{\underset{s0}{\smile}} \approx \sqrt{\frac{f}{\rho_0}\frac{qI_G}{2kT}};\quad B_{\underset{s0}{\smile}} \approx -\omega C_{gs}; \tag{3.51}$$

$$F_{\min} \approx 1 + 2\sqrt{\frac{\rho_0}{f}\frac{qI_G}{2kT}}. \tag{3.52}$$

В уравнении (3.50) на очень низких частотах пренебрежимо мал последний член, а на более высоких — предпоследний; поэтому при комплексной проводимости генератора коэффициент шума F с ростом частоты сначала падает, достигает определенного минимума, а затем увеличивается. Следовательно, некоторое значение $F > F_{min}$ получается всегда на двух различных частотах. Поэтому иногда для оценки качества низкочастотного полевого транзистора с плоскостным затвором приводится область частот, в которой коэффициент шума F меньше, чем некоторое выбранное значение. Так, например, значения $F<2$, т. е. меньше 3 дБ, обеспечиваются в полосе частот, ограниченной снизу частотой f_1, а сверху частотой f_2, причем из (3.50) следует, что

$$f_1 \approx \left[\frac{\rho_0 G^2{}_s}{G_s - qI_G/(2kT)}\right]; \quad f_2 \approx \frac{G_s - qI_G/(2kT)}{[2\pi(C_{gs}+C_s)]^2\rho_0}; \qquad (3.53)$$

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{[1 - qI_G/(2kTG_s)]^2}{[2\pi(C_{gs}+C_s)\rho_0]^2}. \qquad (3.54)$$

Для того, чтобы диапазон частот f_1—f_2 был как можно шире, т. е. отношение f_2/f_1 — наибольшим, транзистор должен иметь минимальные ток затвора I_G, емкость C_{gs}, и постоянную ρ_0.

Минимальный коэффициент шума F_{min} с ростом частоты монотонно падает и приближается к минимальному теоретическому значению $F_{min}=1$; в реальных условиях он никогда не достигнет этого значения, поскольку на более высоких частотах начнет существенно проявляться тепловой шум, которым в исходных выражениях (3.46) и (3.47) мы пренебрегли. Если на любой частоте значение F_{min} должно быть минимальным, то необходимо использовать транзистор с минимальными током I_G затвора и постоянной ρ_0.

Из выражения (3.51) следует, что для согласования по шумам требуется источник сигнала с импедансом индуктивного характера. Однако большинство встречающихся на практике источников имеет скорее емкостной характер импеданса. Поэтому надо либо между источником и транзистором включать трансформатор, изготовить который, особенно для широкополосных усилителей, трудно, либо работать в режиме рассогласования по шумам, конечно, за счет ухудшения коэффициента шума. Этот второй случай на практике встречается очень часто, и поэтому мы его и рассмотрим [49].

Предположим, что реактивная проводимость источника имеет значение $B_s = \omega C_s$, отличное от оптимума $B_{\underset{s0}{\smile}}$.

Тогда из (3.50) следует, что минимально достижимое значение коэффициента шума F'_{min} и соответствующая ему оптимальная активная проводимость источника $G'_{\underset{s0}{\smile}}$ определяются выражениями

$$F'_{min} \approx 1 + 2 \sqrt{\frac{\rho_0}{f} \frac{qI_G}{2kT} + 4\pi^2 \rho^2_0 (C_{gs} + G_s)^2}\ ; \quad (3.55)$$

$$G'_{\underset{s0}{\smile}} \approx \sqrt{\frac{f}{\rho_0} \frac{qI_G}{2kT} + 4\pi^2 f^2 (C_{gs} + C_s)^2}\ . \quad (3.56)$$

Как видно, при рассогласовании по шумам минимальный коэффициент шума тем больше, чем больше входная емкость C_{gs} транзистора и емкость C_s источника сигнала. Это ухудшение проявляется сильнее главным образом *на высоких* частотах рассматриваемого диапазона, где коэффициент шума уже приближается не к единице, а к значению

$$F'_{min} \approx 1 + 4\pi\rho_0 (C_{gs} + C_s). \quad (3.55a)$$

Предыдущий анализ можно лучше всего иллюстрировать несколькими графическими зависимостями па рис. 3.9—3.12, справедливыми для типичного малошумящего полевого транзистора со следующими параметрами ($T = T_0$) [49]:

$$\rho_0 = 1{,}2 \cdot 10^5\ \text{Ом} \cdot \text{Гц}; \quad C_{11} = 6\ \text{пФ}\ (\approx C_{gs});$$

$$\rho'_0 = 1{,}2 \cdot 10^6\ \text{Ом}; \quad I_G = 1\ \text{нА};$$

$$f_0 = 100\ \text{Гц}; \quad g_m = 1\ \text{мА/В}. \quad (3.57)$$

На рис. 3.9 изображены зависимости дополнительного коэффициента шума $F - 1$ от частоты f, рассчитанные для общей (несогласованной по шумам) емкости $C_s = 6$пФ при помощи (3.50).

На падающем участке кривые почти полностью совпадают с зависимостью $1/f$, за исключением малого отклонения около частоты $f = 100$ Гц, обусловленного членом $\rho'_0/[1 + (ff_0^{-1})^2]$.

На кривой $F'_{min} - 1$ тоже около частоты 100 Гц проявляется влияние члена с постоянной ρ'_0, кроме того, здесь также наблюдается незначительное отклонение от идеализированной зависимости $f^{-1/2}$, вытекающее из упрощенного выражения (3.55).

В общем, однако, можно сказать, что ошибка, появившаяся в результате отбрасывания члена с постоянной ρ'_0, для рассматри-

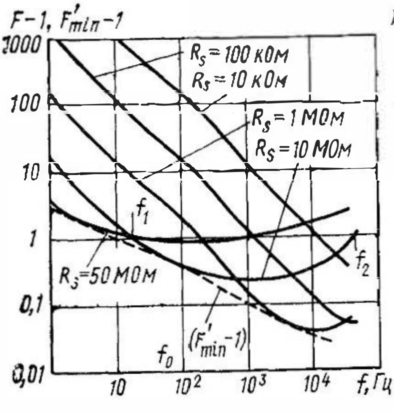


Рис. 3.9.

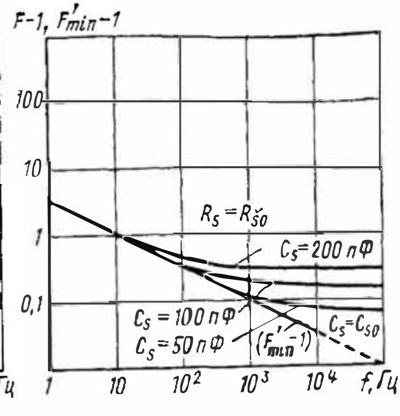


Рис. 3.10.

Рис. 3.9. Зависимости дополнительного коэффициента шума $F-1$ (—) при расстройке по шумам и его минимума $F'_{min}-1$ (— — —) от частоты f.

Рис. 3.10. Зависимости дополнительного коэффициента шума ($F-1$) (—) при расстройке по шумам и его минимума $F'_{min}-1$ (— — —) от частоты f.

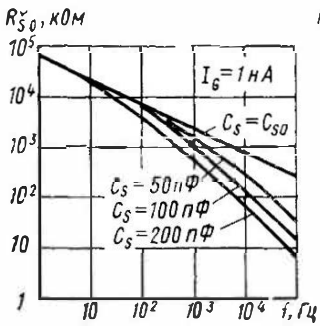


Рис. 3.11.

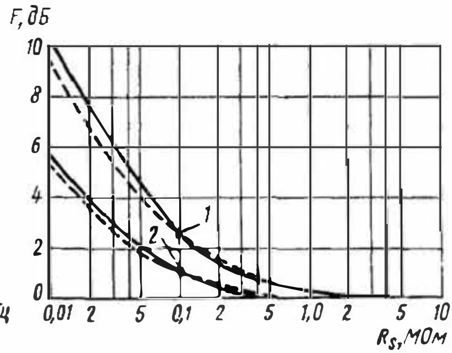


Рис. 3.12.

Рис. 3.11. Зависимость оптимального внутреннего сопротивления $R_{s0} \smile G_{s0}^{\smile -1}$ источника сигнала от частоты f.

Рис. 3.12. Расчетные (— — —) и паспортные (—) зависимости коэффициента шума F от внутреннего сопротивления R_s источника сигнала при $f=100$ Гц (*1*) и 1 кГц (*2*) для транзистора 2N5648 с $I_D=30$ мкА, $V_{DS}=15$ В, $T=25$°C.

ваемого транзистора несущественна и, следовательно, применение упрощенных выражений (3.50)—(3.52) оправдано. Но для некоторых типов ПТПЗ упомянутым членом пренебречь нельзя, более того, он может играть решающую роль. В этом случае аномалия в частотном ходе коэффициента шума ($F'_{\min}-1$) около частоты f_0 гораздо выразительнее. Его падение с частотой для $f<f_0$ медленнее, а для $f>f_0$ более быстрое, по сравнению с зависимостью $f^{-1/2}$. Интересно то, что эти отклонения могут проявиться только у некоторых образцов одного и того же типа.

Влияние расстройки по шумам на минимальный дополнительный коэффициент шума вытекает из рис. 3.10. Все кривые справедливы для тока затвора $I_G=1$ нА. Как видно, при увеличении емкости C_s источника сигнала минимальный коэффициент шума увеличивается, особенно на верхних частотах низкочастотного диапазона.

На рис. 3.11 приведены как кривая, рассчитанная по формуле (3.51) и прослеживающая закономерность $f^{-1/2}$, так и кривые, рассчитанные по формуле (3.56) для нескольких значений емкости C_s и обнаруживающие на низких частотах также закономерность $f^{-1/2}$, а на высших частотах — закономерность f^{-1}.

Определение постоянной ρ_0. Поскольку в каталогах ПТПЗ не приводятся физические постоянные ρ_0, ρ'_0 и f_0, ρ_0 иногда можно определить с удовлетворительной точностью по одному измеренному значению коэффициента шума на некоторой частоте f. Указанную операцию рассмотрим на конкретном примере, выполненном для транзистора 2N5648.

Согласно данным изготовителя рассматриваемый транзистор на частоте $f=100$ Гц при внутреннем сопротивлении источника $R_s=100$ кОм имеет коэффициент шума $F=2,6$ дБ, т. е. 1,82. Эта частота так низка, что для расчета коэффициента шума можно использовать формулу (3.50), пренебрегая в ней последним членом. Из этой формулы следует, что

$$\rho_0 \approx \frac{f}{G_s}\left(F-1-\frac{qI_G}{2kT}\frac{1}{G_s}\right). \tag{3.58}$$

В данном случае $I_G=1\cdot10^{-12}$ А, $kT/q=25$ мВ, $G^{-1}_s=3\cdot10^5$ Ом, $f=100$ Гц и, следовательно, $\rho_0=8,2\cdot10^6$ Ом/Гц. Подставляя полученную таким образом величину ρ_0 в выражение (3.50), мы можем вычислить коэффициент шума для любой активной проводимости генератора G_s на любой частоте. Сначала этот расчет был выполнен для активной проводимости $G_s=10^4 \ldots 10^{-7}$ См, т. е. для сопротивления $R_s=10$ кОм ... 10 МОм, на частоте $f=100$ Гц. Графическое изображение полученных результатов, приведенное на рис. 3.12, очень хорошо совпадает с графиком, опубликованным изготовителем [55].

Для обеспечения хорошего совпадения теоретических и экспериментальных результатов на другой частоте необходимо снова определить постоянную ρ_0. Так, например, на частоте $f=1$ кГц при сопротивлении $R_s=100$ кОм коэффициент шума $F=1$ дБ, т. е. 1,26, а постоянная $\rho_0\cong2,6\cdot10^7$ Ом/Гц. Подставляя эти значения в (3.50), придем к графику, который опять хорошо согласуется с данными изготовителя. Итак, если требуется, чтобы при этой упрощенной процедуре была достигнута необходимая точность, надо принимать величину ρ_0 не как постоянную, а как величину, до некоторой степени частотно-зависимую.

Точность расчетов можно улучшить, если в исходных соотношениях (3.46) и (3.47) учитывать член, содержащий величины ρ'_0 и f_0. Однако для их определения потребовались бы другие величины коэффициента шума, измеренные при различных рабочих режимах, в результате чего описанная процедура потеряла бы свое основное преимущество — простоту.

Интегральный коэффициент шума. Если коэффициент шума F в области $1/f$-шума выразим соотношением (3.50), в котором пренебрежем последним членом, то в полосе частот от f_1 до f_2 интегральный коэффициент шума

$$\bar{F} = \frac{1}{f_2 - f_1} \int_{f_1}^{f_2} F(f)\, df =$$

$$= \frac{1}{f_2 - f_1} \int_{f_1}^{f_2} \left(1 + \frac{qI_G}{2kT}\frac{1}{G_s} + \frac{\rho_0}{f} G_s\right) df =$$

$$= 1 + \frac{qI_G}{2kT}\frac{1}{G_s} + \frac{\rho_0 G_s}{f_2 - f_1} \ln\frac{f_2}{f_1} \approx 1 + \frac{\rho_0 G_s}{f_2 - f_1} \ln\frac{f_2}{f_1}. \quad (3.59)$$

Следовательно, например, для транзистора, характеристики которого рассмотрены на рис. 3.12, в полосе частот 10 Гц — 1 кГц при сопротивлении источника $R_s=300$ кОм интегральный коэффициент шума $\bar{F} \cong 1{,}13$, т. е. 0,52 дБ.

Из выражения (3.59) следует, что интегральный коэффициент шума $\bar{F}$ увеличивается при увеличении отношения частот f_2/f_1. Таким образом, если, например, при постоянной верхней частоте f_2 уменьшается нижняя частота f_1, то величина $\bar{F}$ растет. Но на практике она никогда не достигает бесконечно большого значения, даже у усилителей постоянного тока: дело в том, что их нижняя частота на практике равна не нулю, а величине, соответствующей продолжительности времени, в течение которого усилитель «включен» *).

Например, для рассмотренного транзистора, используемого в качестве усилителя постоянного тока и включенного на время около одного дня, т. е. частота $f_1 \approx 10^{-5}$ Гц, из выражения (3.59) следует,

*) В работе [187] показано, что эквивалентная нижняя граничная частота соответствует $(0{,}2\ldots0{,}25)/T_н$, где $T_н$ — время наблюдения за дрейфом нуля усилителя постоянного тока; коэффициент в числителе зависит от показателя степени при частоте в выражении для спектральной плотности шума типа $1/f$. — *Прим. ред.*

что при сопротивлении $R_s=300$ кОм и частоте $f_2=1$ кГц интегральный коэффициент шума $\bar{F}\approx 1{,}50$, т. е. 1,76 дБ. При дальнейшем продлении времени «включения» интегральный коэффициент шума увеличивается очень медленно [46].

3.4. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ПЛОСКОСТНЫМ ЗАТВОРОМ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

При исследовании шумовых свойств ПТПЗ в области высоких частот, т. е. в области, где $f>0{,}1f_{max}$, надо исходить из эквивалентной схемы, приведенной на рис. 3.13. В отличие от схемы для средних частот, здесь входная и выходная проводимости уже не носят чисто емкостной характер, а содержат и вещественные составляющие.

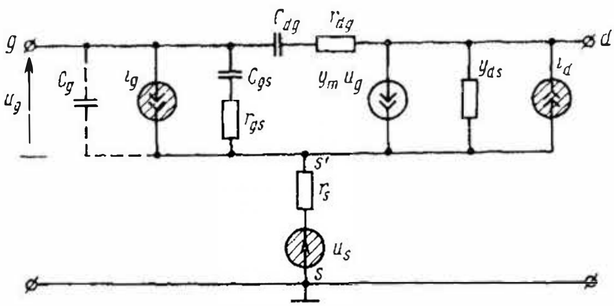


Рис. 3.13 Эквивалентная шумовая схема ПТПЗ для области высоких частот.

На шумовые свойства особенно существенно влияет сопротивление r_{gs}, которое можно аппроксимировать выражением [50]

$$r_{gs}\approx R/g_m. \tag{3.60}$$

Крутизна является комплексной величиной:

$$y_m\approx g_m \exp\left[-j\,0{,}1\omega C_{gs}g_m^{-1}\right]. \tag{3.61}$$

Шумовые источники, изображенные на рис. 3.13, в сущности аналогичны источникам на рис. 3.2. Основное отличие заключается в том, что коэффициент корреляции между источником i_d теплового шума канала и источником i_g наведенного шума затвора теперь уже не чисто мнимый, а имеет и действительную составляющую, которую необходимо учитывать.

Сначала основные шумовые параметры найдем для эквивалентной схемы на рис. 3.14,*а*, которая отличается от схемы на рис. 3.13 тем, что здесь мы пренебрегаем последовательным сопротивлением истока, полной выходной проводимостью, комплексной проводимостью обратной связи и корреляцией между источниками шума. Затем преобразуем выходной источник шумового тока i_d в два ему эквивалентных входных источника u_i и i_i,

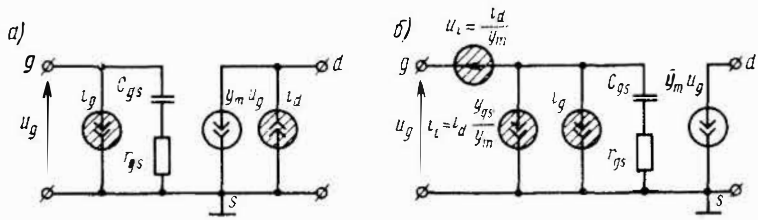


Рис. 3.14. Упрощенные эквивалентные схемы полевого транзистора с плоскостным затвором.

в результате чего придем к эквивалентной схеме на рис. 3.14,*б*. Средние квадраты напряжения и тока этих источников равны

$$\overline{u^2_i} = \overline{i^2_d}/|y_m|^2; \quad \overline{i^2_i} = \overline{i^2_d}\,|y_{gs}/y_m|^2, \tag{3.62}$$

причем

$$|y_m| = g_m; \; y_{gs} \cong \omega^2 C^2_{gs} r_{gs} + j\omega C_{gs}. \tag{3.63}$$

Тогда в обычно используемой области насыщения с учетом (3.2) и (3.5) имеем

$$\overline{u^2_i} = 4kT\Delta f P/g_m; \tag{3.64}$$

$$\overline{i^2_i} = 4kT\Delta f\,(\omega^2 C^2_{gs}/g_m) P; \tag{3.65}$$

$$\overline{i^2_g} = 4kT\Delta f\,(\omega^2 C^2_{gs}/g_m) R. \tag{3.66}$$

Предположим далее, что к схеме на рис. 3.14,*б* подключен источник сигнала с внутренней комплексной проводимостью $Y_s = G_s + jB_s$, активная проводимость которой G_s образует тепловой шумовой ток со средним квадратом

$$\overline{i^2_s} = 4kT\Delta f G_s. \tag{3.67}$$

Тогда коэффициент шума F при обычной полной проводимости генератора Y_s

$$F = 1 + \frac{\overline{i^2_g}}{\overline{i^2_{\smile s}}} + \frac{\overline{u^2_l}}{\overline{i^2_{\smile s}}} |Y_s + y_{gs}|^2 =$$

$$= 1 + \frac{1}{g_m G_s} [\omega^2 C^2_{gs} R + P (G_s + \omega^2 C^2_{gs} r_{gs})^2 + P (B_s + \omega C_{gs})^2]. \tag{3.68}$$

Из условия $\partial F / \partial B_s = 0$ легко найти оптимальную реактивную проводимость источника $B_{\underset{s0}{\smile}}$, необходимую для согласования по шумам, и соответствующий этому случаю «согласованный» коэффициент шума $F_{\min B}$:

$$B_{\underset{s0}{\smile}} = -\omega C_{gs};$$

$$F_{\min B} = 1 + \frac{1}{g_m G_s} [\omega^2 C^2_{gs} R + P (G_s + \omega^2 C^2_{gs} r_{gs})^2]. \tag{3.69}$$

Из условия $\partial F_{\min B} / \partial G_s = 0$ можно определить оптимальную активную проводимость источника $G_{\underset{s0}{\smile}}$ и минимальный коэффициент шума $F^{(1)}_{\min}$:

$$G_{\underset{s0}{\smile}} = \sqrt{\frac{\omega^2 C^2_{gs} R}{P} + (\omega^2 C^2_{gs} r_{gs})^2}; \tag{3.70}$$

$$F^{(1)}_{\min} = 1 + 2 \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) \left(\frac{R}{P}\right)^{1/2} + 2 \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 \left(\frac{R}{P}\right) + \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 \left(\frac{R}{P}\right)^{3/2}, \tag{3.71}$$

где $\omega_1 = g_m / P C_{gs}$. Выражение (3.70) можно упростить, пренебрегая вторым членом, тогда в выражении (3.71) для частот $\omega < \omega_1 / 3$ можно пренебречь третьим членом, так что

$$G_{\underset{s0}{\smile}} \approx \omega C_{gs} \sqrt{R/P}; \quad B_{\underset{s0}{\smile}} = -\omega C_{gs}; \tag{3.72}$$

$$F^{(1)}_{\min} \approx 1 + 2 \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) \left(\frac{R}{P}\right)^{1/2} + 2 \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 \left(\frac{R}{P}\right). \tag{3.73}$$

Как видно, минимальный коэффициент шума $F^{(1)}_{\min}$ до частоты ω_1 растет почти линейно с частотой, а выше частоты ω_1 растет уже пропорционально квадрату частоты. Для того, чтобы он был как можно меньше, граничная частота ω_1 должна быть как можно большей, т. е. крутизна g_m должна быть большой, а емкость C_{gs} малой. Реактивная проводимость источника должна быть равна входной реактивной проводимости истока, взятой с отрицательным знаком. Активную проводимость источника необходимо установить равной некоторому оптимальному значению, которое обычно меньше активной проводимости, требуемой для согласования по мощности.

Чтобы лучше приблизиться к реальной действительности, в последующих расчетах учтем корреляцию между источниками шумовых токов i_g и i_d. Относительно сложными вычислениями [18] можно доказать, что коэффициент корреляции упомянутых источников на высоких частотах имеет комплексный характер:

$$\gamma = \frac{\overline{i^*{}_g i_d}}{\sqrt{\overline{i^2{}_d}\,\overline{i^2{}_g}}} = \alpha' \frac{\omega}{\omega_1} + j\beta, \tag{3.74}$$

где $-0{,}10 < \alpha' < 0{,}15$; $0{,}30 < \beta < 0{,}40$. Минимальный коэффициент шума в этом случае

$$F^{(2)}_{\min} = \frac{\overline{(i_{\underset{s}{\sim}} + i_g + i_d y_{11}/y_{21} + (i_d/y_{21})\,Y_s)^2}}{\overline{i^2_{\underset{s}{\sim}}}}. \tag{3.75}$$

Подставляя значения шумовых токов i_g и i_d из выражений (3.2) и (3.5), их комплексно-сопряженное произведение $\overline{i^*{}_g i_d}$ из (3.74) и полные проводимости y_{gs} и y_m из (3.63), после несложных преобразований и учета неравенства

$$\frac{R}{P}\alpha\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 \ll 1 - \beta^2$$

можно записать

$$F^{(2)}_{\min} \approx 1 + 2\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)\left(\frac{R}{P}\right)^{1/2}(1-\beta^2)^{1/2} + $$
$$+ 2\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2\left(\frac{R}{P}\right)\left[1 + \alpha'\left(\frac{P}{R}\right)^{1/2}\right]. \tag{3.76}$$

Принимая во внимание численные значения коэффициента корреляции (3.74), легко установить, что в этом случае коэффициент шума $F_{\min}$ изменится только на 10—15% (рис. 3.15).

При ненулевой корреляции шумовых источников изменяются обе составляющие оптимальной комплексной проводимости источника, которые теперь равны

$$G_{\underset{s0}{\smile}} \approx \left[\frac{R}{P}(1-\beta^2)\right]^{1/2} \omega C_{gs}, \tag{3.77}$$

$$B_{\underset{s0}{\smile}} \approx -\left[1-\beta\left(\frac{R}{P}\right)^{1/2}\right] \omega C_{gs}. \tag{3.78}$$

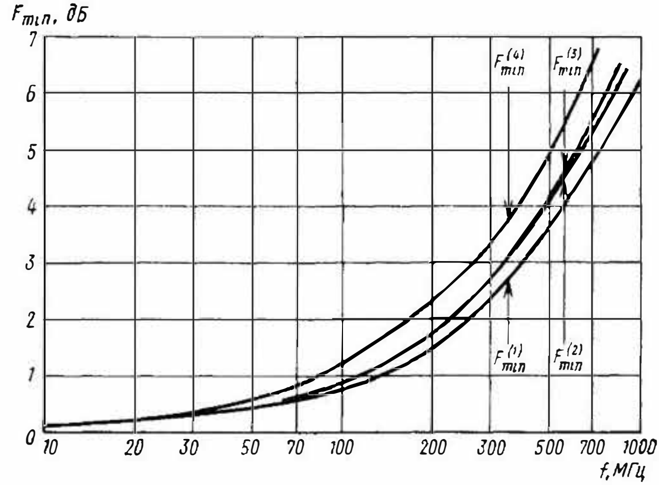


Рис. 3.15. Расчетные зависимости минимальных коэффициентов шума F_{min} от частоты f; $F^{(1)}_{min}$ (3.73) — при пренебрежении элементами r_s и y_{dg}, корреляцией γ; $F^{(2)}_{min}$ (3.76) — при пренебрежении элементами r_s и y_{dg}, но с учетом корреляции γ; $F^{(3)}_{min}$ — при пренебрежении сопротивлением r_s, но учете комплексной проводимости y_{dg} и корреляции γ; $F^{(4)}_{min}$ — при учете всех элементов эквивалентной схемы: $g_m = 10$ мА/В; $C_{gs} = 4$ пФ; $C_{dg} = 0{,}5$ пФ; $C_g = 0{,}1$ пФ; $r_{dg} = 120$ Ом; $r_{gs} = 26$ Ом, $r_s = 20$ Ом, $R \approx 0{,}26$, $P = 0{,}66$, $\alpha = -0{,}15$; $\beta = 0{,}4$.

Впрочем, это изменение опять относительно невелико — всего несколько процентов.

Эквивалентную схему можно уточнить учитывая комплексную проводимость обратной связи y_{dg}, которую в соответствии с рис. 3.16 выразим в форме

$$\frac{1}{y_{dg}} = r_{dg} + \frac{1}{j\omega C_{dg}}.$$

Эта проводимость влияет на шумовые параметры прежде всего тем, что ее вещественная составляющая образует тепловой шум, но соответствующий шумовой вклад очень мал и им практически всегда можно пренебречь. Однако комплексная проводимость y_{dg} воздействует еще на параметры полной проводимости эквива-

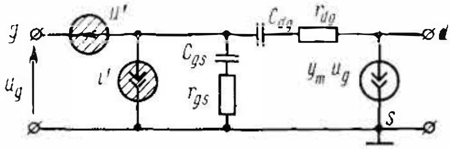


Рис. 3.16. Эквивалентная схема ПТПЗ, в которой пренебрегается только последовательным сопротивлением r_s и выходной комплексной проводимостью y_{ds}.

лентной схемы так, что исходная матрица проводимостей схемы на рис. 3.14,*а*

$$[y]=\begin{bmatrix} y_{gs} & 0 \\ y_m & 0 \end{bmatrix} \tag{3.79}$$

изменится на матрицу

$$[y']=\begin{bmatrix} (y_{gs}+y_{dg}) & -y_{dg} \\ (y_m-y_{dg}) & y_{dg} \end{bmatrix}. \tag{3.80}$$

В результате эквивалентные шумовые источники упрощенной схемы на рис. 3.14,*б* преобразуются в источники

$$u'=\frac{i_d}{y_m-y_{dg}};\quad i'=i_g+\frac{y_{gs}+y_{dg}}{y_m-y_{dg}}\,i_d. \tag{3.81}$$

Однако в рассматриваемом диапазоне частот $|y_{dg}|\ll \ll|y_m|$, так что

$$u'\approx\frac{i_d}{y_m};\quad i'\approx i_g+y_{dg}\frac{i_d}{y_m}+y_{gs}\frac{i_d}{y_m}. \tag{3.82}$$

Минимальный коэффициент шума преобразованной таким образом схемы

$$F^{(3)}_{\min}\approx F^{(1)}_{\min}+2\,\frac{P}{g_m}\,\omega^2 C^2_{dg} r_{dg}. \tag{3.83}$$

Из этого выражения видно, что если полная проводимость обратной связи чисто емкостная, т. е. если сопротивление $r_{dg}=0$, то она не влияет на коэффициент шума. Однако если она содержит ненулевую реальную составляющую (что наступает, в частности, на высоких частотах), то величина F_{min} увеличится ($F^{(3)}_{min}$ на рис. 3.15).

Последними элементами, которые влияют на минимальный коэффициент шума полевого транзистора на высоких частотах, являются паразитные сопротивление истока r_s и емкость C_g между затвором и подложкой (в предыдущих схемах не было необходимости учитывать емкость C_g, поскольку ее можно нейтрализовать внешними цепями). Эти два элемента подсоединяются к «внутреннему» транзистору так, как показано на рис. 3.13. Для определения их воздействия на минимальный коэффициент шума предполагаем, что внутренний транзистор имеет упрощенный вид в соответствии с рис. 3.14. В этом случае рассматриваемую цепь можно преобразовать в нешумящий четырехполюсник, на входе которого включены два эквивалентных шумовых источника u'' и i'':

$$u''=u_i+(1-Y_{11})u_s-(Y_{21}u_s-i'_i)\frac{(1-Y_{11})r_s}{1+Y_{21}r_s}; \quad (3.84)$$

$$i''=i'_i+\frac{j\omega C_g u_i-Y_{21}u_s}{1+Y_{21}r_s}, \quad (3.85)$$

где

$$\overline{u^2_s}=4kT\Delta f r_s;$$

$$Y_{11}=-y_{ds}/y_m;$$

$$Y_{21}=-(y_{ds}y_{gs}-y_m y_{dg})/y_m. \quad (3.86)$$

u_i; $i'_i=i_g+i_i$ — шумовые источники схемы на рис. 3.14.

Для современных высокочастотных ПТПЗ в рассматриваемом частотном диапазоне выполняются неравенства $|Y_{11}|\ll 1$; $|Y_{21}r_s|\ll 1$; $|Y_{21}u_s|\ll i'_i$, так что

$$u''\sim u'_i+u_s+i'_i r_s; \quad i''\sim i'_i+j\omega C_g u_i. \quad (3.87)$$

Пренебрегая выражением $\omega^2 r^2_s C^2_{gs}$ по сравнению с единицей, получаем

$$F^{(4)}_{min}\approx 1+2\omega\frac{P}{g_m}\left[\frac{R}{P}C^2_{gs}+\frac{g_m r_s}{P}(C_{gs}+C_g)^2\right]^{1/2}+$$
$$+2\omega^2\frac{P^2}{g^2_m}\left[\frac{R}{P}C^2_{gs}+\frac{g_m r_s C_{gs}}{P}(C_{gs}+C_g)\right]. \quad (3.88)$$

На практике часто выполняется неравенство $C_g \ll C_{gs}$. В этом случае минимальный коэффициент шума можно представить выражением

$$F_{\min}^{(4)} \approx 1 + 2\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)\left(\frac{R'}{P}\right)^{1/2} + 2\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2\left(\frac{R'}{P}\right), \quad (3.89)$$

которое отличается от (3.73) только тем, что величина R заменена величиной $R' = (R + g_m r_s)$. Из этого следует, что сопротивление r_s увеличивает коэффициент шума.

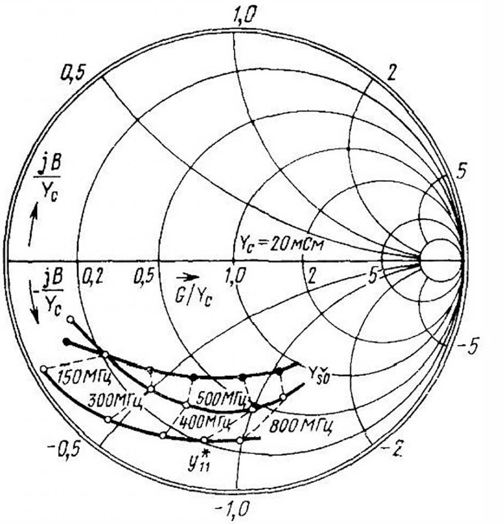


Рис. 3.17. Теоретическая (•••) и экспериментальная (°°°) зависимости оптимальной комплексной проводимости Y_{s0} источника от частоты f для ПТПЗ при $U_{DS} = 10$ В, $I_D = 7$ мА.

Однако для современных ПТПЗ выполняется условие $g_m r_s \ll R$, так что это увеличение не должно превышать нескольких процентов. Это вытекает из рис. 3.15 (кривая $F_{\min}^{(4)}$).

Корреляция между источниками теплового и наведенного шума, проводимость обратной связи и последовательное сопротивление истока мало влияют не только на коэффициент шума $F_{\min}$, но и на оптимальную комплексную проводимость Y_{s0} источника. Поэтому часто при расчетах этими величинами пренебрегают. Однако и в этом случае совпадение измеренных и рассчитанных величин хорошее. Это наглядно следует из рис. 3.17 [21]. На рис. 3.17 также изображена частотная зависимость параметра полной проводимости y^*_{11}, которую бесспорно можно принять за допустимую аппроксимацию оптимальной полной проводимости $\underset{s0}{Y_{\smile}}$ источника, пригодную для ориентировочных расчетов. Это положение очень важно для практики, поскольку параметр y_{11} до частот порядка нескольких сотен мегагерц можно просто измерить.

На более высоких частотах, т. е. в дециметровой области волн эти параметры уже трудно измерить, и поэтому для описания линейных свойств четырехполюсника чаще всего используются s-параметры. Параметр y_{11} можно определить по формуле

$$y_{11} = Y_c \frac{(1+s_{22})(1-s_{11}) + s_{12}s_{21}}{(1+s_{11})(1+s_{22}) - s_{12}s_{21}}, \qquad (3.90)$$

где Y_c — нормирующая проводимость, обычно $Y_c = 20$ мСм ($Y_c^{-1} = 50$ Ом). Если проводимостью обратной связи s_{12} можно пренебречь, то (3.90) переходит в форму

$$y_{11} \approx Y_c(1-s_{11})/(1+s_{11}). \qquad (3.91)$$

Это выражение можно легко решить графически с помощью круговой диаграммы полных проводимостей. Из основных свойств этой диаграммы следует, что образ параметра s_{11} в системе координат диаграммы комплексного коэффициента отражения совпадает с образом параметра y_{11} в системе координат диаграммы полных проводимостей. Итак, достаточно измерить параметр s_{11} и изобразить его на диаграмме, и тем самым уже определен параметр y_{11}, а следовательно, и симметричный относительно реальной оси параметр $y^*_{11} \sim \underset{s0}{Y_{\smile}}$.

3.5. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Полевые транзисторы с плоскостным затвором в обычном исполнении, т. е. с затвором, отделенным от канала обратно-смещенным p—n-переходом, применимы до частот порядка нескольких гигагерц. Для дальнейшего повышения этих частот надо укоротить канал и по возможности увеличить подвижность носителей тока. Существенный прогресс в этом направлении представляют полевые транзисторы с затвором, образованным с помощью контакта металл — полупроводник, создающего потенциальный барьер Шоттки (рис. 3.18), и обозначаемые сокращенно ПТБШ (полевые транзисторы с барьером Шоттки). Затвор здесь имеет вид тонкой,

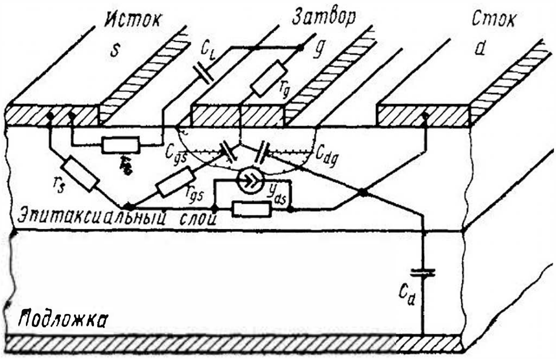


Рис. 3.18. Упрощенное изображение ПТБШ.

образованной напылением металлической полоски, обеспечивающей хороший контакт с полупроводниковым каналом. Напылением образованы и контакты истока и стока. Длину канала можно уменьшить до 1 мкм, что при использовании канала из кремния позволяет достигнуть предельной частоты $f_{max} \sim 10$ ГГц; при использовании канала из арсенида галлия, благодаря приблизительно в пять раз большей подвижности электронов в этом материале, предельная частота может возрасти до нескольких десятков гигагерц.

Из эквивалентной схемы ПТБШ на рис. 3.19 [56] видно, что «внутренний» транзистор почти не отличается от ПТПЗ. Однако полная эквивалентная схема содержит еще целый ряд паразитных элементов. Последовательное сопротивление r_g обусловлено тем, что затвор имеет малую ширину (1 мкм) и малую толщину, но большую длину (~ 400 мкм) между вводом и активной частью канала. Емкость C_L и последовательное сопротивление r_L обусловлены связью между контактами затвора и истока через низкоомный эпитаксиальный слой. Емкость C_d возникает между контактом стока и подложкой транзистора, соединенной обычно с истоком.

Для рассматриваемого диапазона дециметровых и сантиметровых волн, где в основном используются ПТБШ, в эквивалентную схему необходимо включить еще паразитные индуктивности $L_1 \ldots L_5$ и емкости C_1 и C_2 выводов, значения которых сильно зависят от типа корпуса.

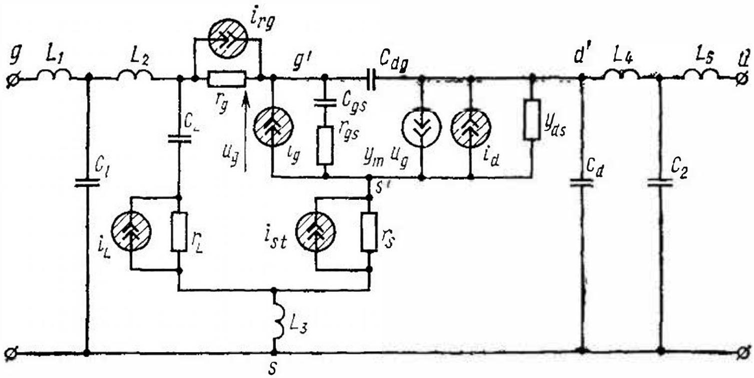


Рис. 3.19. Полная эквивалентная схема ПТБШ для области частот в несколько гигагерц.

На эквивалентной схеме на рис. 3.19 изображены также эквивалентные шумовые источники. Как и для ПТПЗ, основными шумовыми составляющими здесь являются тепловой шум канала и наведенный шум затвора, отображенные источниками шумовых токов со среднеквадратичными значениями, определенными формулами (3.2) и (3.5). Однако постоянные P и R для ПТБШ имеют несколько отличные числовые значения, чем для ПТПЗ. Это обусловлено тем, что у ПТПЗ подвижность и эффективную температуру электронов в канале можно считать постоянными, в то время как у ПТБШ из-за предельно короткого канала, а следовательно, и очень сильного электрического поля обе упомянутые величины непостоянны. У кремниевого ПТБШ это мало сказывается на его шумовых параметрах [56]. В противоположность этому у арсенид-галлиевого ПТБШ влияние сильного электрического поля сравнительно мало только для структур с относительно узким каналом. У транзисторов с широким каналом упомянутый эффект, существенно ухудшающий шумовые параметры, необходимо надлежащим образом учитывать [57].

Источники i_d и i_g частично коррелированы, причем коэффициент корреляции γ определен выражением (3.6). Однако его модуль $|\gamma|$ имеет несколько иное значение, чем приведенное на рис. 3.3,в [56].

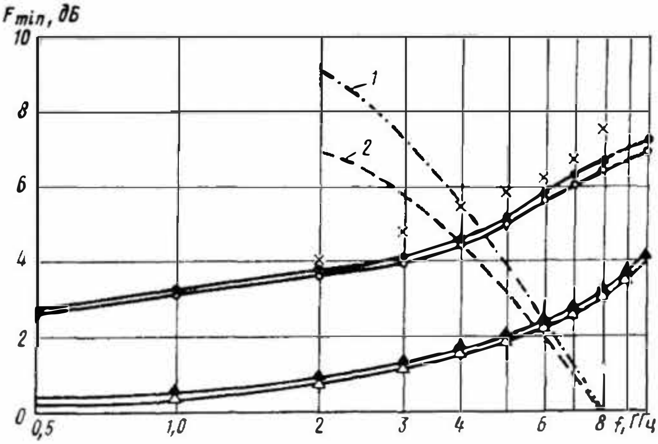


Рис. 3.20. Зависимости минимального коэффициента шума F_{min}, максимального усиления по мощности $A_{max}^{(1)}$ (1) и достижимого усиления A_a при согласовании по шумам (2) от частоты f для кремниевого полевого транзистора с барьером Шоттки.

Омические сопротивления r_s, r_g и r_L являются источниками тепловых шумовых токов со средними квадратами

$$\overline{i^2_{st}} = 4kT\Delta f/r_s; \quad \overline{i^2_{rg}} = 4kT\Delta f/r_g; \tag{3.92}$$

$$\overline{i^2_L} = 4kT\Delta f/r_L. \tag{3.93}$$

Эквивалентная схема на рис. 3.19 сравнительно сложна, и ее параметры определить трудно. На практике можно поступить следующим образом: измерить частотные зависимости s-параметров реального транзистора и по ним с помощью оптимальной вычислительной программы, основанной, например, на классическом градиентном методе, определить искомые элементы [58]. На найденной таким образом эквивалентной схеме можно изобразить эквивалентные шумовые источники и вычислить по ней коэффициент шума, его минимум и оптимальную полную проводимость источника. Однако численное решение этой задачи без использования хотя бы малой вычислительной машины слишком трудоемко.

Для наглядного отображения влияния элементов на минимальный коэффициент шума на рис. 3.20 показаны зависимости этой величины от частоты [56]. Графики справедливы для кремниевого ПТБШ, элементы эквивалентной схемы которого имеют следующие

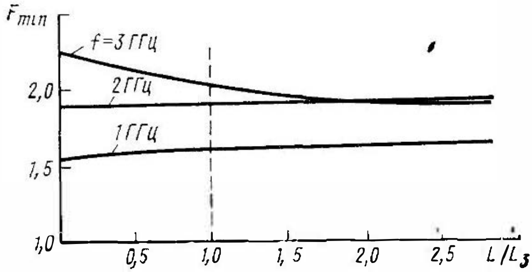


Рис. 3.21. Зависимость минимального коэффициента шума $F_{мин}$ от индуктивности L_3 вывода истока при $V_{DS}=4$ В, $I_D=5$ мА

значения: $g_m=17$ мСм; $C_{gs}=0,47$ пФ; $r_{gs}=7$ Ом; $y_{ds}=1,6$ мСм; $C_{dg}=0,05$ пФ; $C_{ds}=0,06$ пФ. $C_L=1,0$ пФ; $r_L=400$ Ом; $r_g=11$ Ом; $r_s=11$ Ом; $L_1=0,25$ нГ; $L_2=0,65$ нГ; $L_3=0,15$ нГ; $L_4=0,85$ нГ; $L_5=$ $=0,2$ нГ; $C_1=0,38$ пФ; $C_2=0,38$ пФ.

К измеренным значениям (обозначены крестиками) лучше других приближается рассчитанный с помощью полной эквивалентной схемы на рис. 3.19 график, учитывающий влияние экстремально сильного поля канала (точки). Немного хуже зависимость, полученная на основе полной эквивалентной схемы, в которой, однако, пренебрегается влияние сильного поля (кружочки). Существенно больше от измеренного отличаются графики, полученные из упрощенной эквивалентной схемы, в которой пренебрегаем тепловым шумом паразитных сопротивлений r_s, r_g и r_L, причем независимо от того, учитывается (сплошные треугольники) или нет (полые треугольники) влияние сильного электрического поля. Из этого следует, что паразитные сопротивления существенно влияют на минимальный коэффициент шума и у малошумящих транзисторов их следует минимизировать. На величине F_{min} ощутимо сказывается также паразитная индуктивность L_3 вывода истока [59]. Из рис. 3.21, справедливого для определенного арсенид-галлиевого ПТБШ с реальной величиной $L_3=1,41$ нГ, видно, что приблизительно до частоты 2 ГГц эта индуктивность почти не сказывается, а на частотах выше 3 ГГц ее увеличение сопровождается определенным падением коэффициента шума F_{min}. Однако использовать влияние индуктивности L_3 для улучшения шумовых свойств транзистора на практике невозможно, так как ее увеличение одновременно приводит к резкому росту входной активной проводимости g_{11} транзистора (так же, как индуктивность катодного вывода у ламп увеличивает входную активную проводимость). В ряде случаев этот эффект, безусловно, является нежелательным.

Паразитные элементы L_1, L_2 и C_1 действуют как трансформатор сопротивлений без потерь. Поэтому они влияют не на достижимую

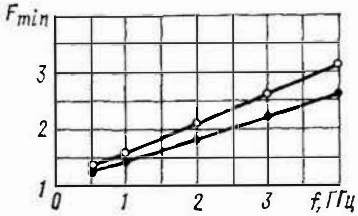


Рис. 3.22. Теоретическая (•••) и экспериментальная (°°°) зависимости минимального коэффициента шума F_{min} арсенид-галлиевого ПТБШ от частоты f при $V_{DS}=4$ В, $I_D=5$ мА.

величину минимального коэффициента шума F_{min}, а на оптимальную полную проводимость генератора Y_{s0} и на шумовое сопротивление R_n. Паразитные элементы L_4, L_5 и C_2 не сказываются ни на одном из упомянутых четырех шумовых параметров.

Расчет минимального коэффициента шума F_{min} и оптимальной полной проводимости источника Y_{s0} по эквивалентной схеме на рис. 3.19 сложен. Поэтому эти величины

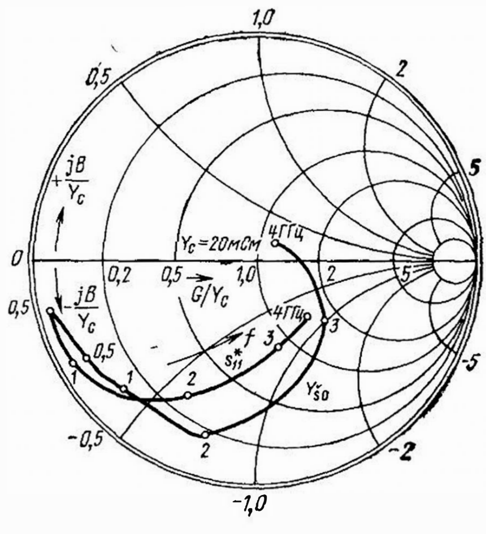


Рис. 3.23. Зависимость оптимальной комплексной проводимости Y_{s0} источника сигнала арсенид-галлиевого ПТБШ от частоты f при $V_{DS}=4$ В, $I_D=5$ мА.

приводятся изготовителем транзисторов, причем обычно в форме, изображенной для определенного экспериментального образца арсенид-галлиевого ПТБШ на рис. 3.22—3.24 [58]. Сравнение рис. 3.22 с рис. 3.20 показывает, что в гигагерцовой области коэффициент шума $F_{\min}$ арсенид-галлиевого транзистора по крайней мере на 1 дБ меньше, чем кремниевого. Поскольку у GaAs-

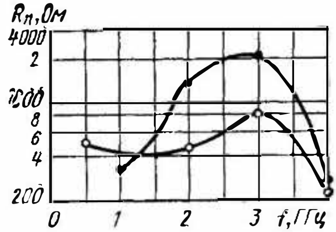


Рис. 3.24. Теоретическая (•••) и экспериментальная (•••) зависимости шумового сопротивления R_n арсенид-галлиевого ПТБШ от частоты f при $V_{DS}=4$ В, $I_D=5$ мА.

транзистора лучше и частотные свойства, ему отдается предпочтение в новых разработках. Параметр s^*_{11}, частотная зависимость которого показана на рис. 3.23, представляет хотя и менее точную, но достаточную для ориентировочных расчетов аппроксимацию оптимального коэффициента отражения источника сигнала или же эквивалентной ему полной проводимости $\underset{0s}{Y_{\smile}}$.

Если известны четыре шумовых параметра $F_{\min}$, $\underset{s0}{G_{\smile}}$, $\underset{s0}{B_{\smile}}$ и R_n, то можно вычислить коэффициент шума F при любой комплексной проводимости источника $Y_s=G_s+$ $+jB_s$ по формуле (1.122).

3.6. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ

Ранее были описаны шумовые параметры полевых транзисторов с плоскостным затвором (ПТПЗ), у которых затвор отделен от канала обратносмещенным p—n-переходом, и полевых транзисторов с барьером Шоттки (ПТБШ). Следующую большую и важную группу полевых транзисторов образуют МОП-транзисторы, у которых затвор отделен от канала слоем изолятора, чаще всего из SiO_2.

Основные свойства МОП-транзисторов по постоянному току наглядно вытекают из выходных характеристик, изображенных на рис. 3.25—3.26. Линейная эквивалентная схема МОП-транзистора (рис. 3.27) почти совпадает с эквивалентной схемой ПТПЗ на рис. 3.2, но физическая сущность ее отдельных элементов и шумовых источников несколько иная [1, 17, 61].

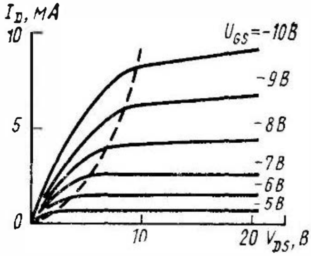


Рис 3.25. Выходные статические характеристики МОП-транзистора с обогащенным (насыщенным) каналом.

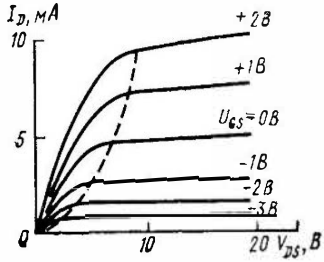


Рис. 3.26. Выходные статические характеристики МОП-транзистора с обедненным каналом.

В области средних частот самой важной составляющей опять является тепловой шум канала, изображенный на эквивалентной схеме выходным источником шумового тока i_d. Его среднеквадратичное значение дано выражением (3.2), где P — коэффициент, имеющий в обычном режиме насыщения почти постоянное значение $P \approx 0{,}66$. Однако на практике эта величина достигается только у МОП-транзисторов с так называемой высокоомной подложкой, в то время как у приборов с низ-

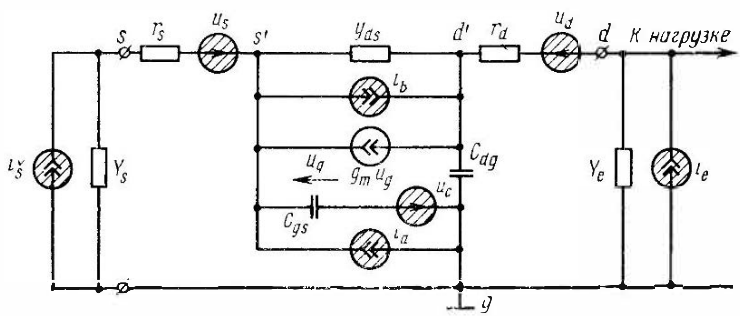


Рис. 3.27. Эквивалентная шумовая схема ПТПЗ, включенного по схеме с общим затвором для области средних частот.

коомной подложкой коэффициент P может быть в несколько раз больше [1].

Другой шумовой составляющей МОП-транзистора, сказывающейся прежде всего на более высоких частотах, является наведенный шум затвора, который можно отобразить источником входного шумового тока i_g. Средний квадрат этого шума

$$\overline{i^2_g} = 4kT\Delta f\,(\omega^2 C^2_i / g_m)\,R', \tag{3.94}$$

где R' — коэффициент, отражающий зависимость наведенного шума от режима по постоянному току и имеющий при насыщении значение $R' \approx 0{,}12$; C_i — емкость затвора относительно канала; это собственно полная входная емкость «внутреннего» транзистора ($\omega C_i = b_{11}$).

Источники i_g и i_d взаимно коррелированы. Их корреляцию отражает комплексный коэффициент корреляции, определяемый выражением (3.74) [50].

В первом приближении (особенно на низких частотах) можно считать, что коэффициент корреляции чисто мнимый. Произведение сопряженных величин, которое его определяет, в этом случае равно

$$\overline{i^*_g i_d} = 4kT\Delta f\, j\omega C_i Q', \tag{3.95}$$

причем при насыщении $Q' \approx 0{,}11$.

Следующей шумовой составляющей МОП-транзистора является тепловой шум его входной активной проводимости g_{gs}, средний квадрат его тока определяется формулой (3.5а). Источниками теплового шума являются также последовательные сопротивления истока и стока, шумовые напряжения которых можно найти по выражениям (3.8).

Как видно, пренебрегая тепловым шумом входной активной проводимости g_{gs} и несущественным дробовым шумом тока утечки I_G затвора, шумовые источники МОП-транзистора в области средних и высоких частот можно описать почти так же, как и для ПТПЗ. Поэтому и основные шумовые параметры МОП-транзистора, т. е. минимальный коэффициент шума $F_{\min}$ и соответствующая оптимальная проводимость $\underset{\smile}{Y}_{s0}$ источника, для упрощенной модели выражаются теми же формулами, что и для ПТПЗ.

Однако у МОП-транзисторов особого внимания требуют источники шума, проявляющиеся на самых низких частотах, т. е. источники шума типа $1/f$. Полное физическое объяснение этих источников пока еще не дано, хотя эта проблема решалась в ряде работ.

Согласно [49] дробовой шум тока I_G затвора в низкочастотной области тоже пренебрежимо мал, поскольку у МОП-транзисторов ток I_G на несколько порядков меньше, чем у ПТПЗ. На самых низких частотах основную шумовую составляющую образует фликкер-шум, который появляется в результате случайного захвата свободных носителей заряда поверхностными ловушками (дефектами), находящимися на границе полупроводника и изолирующего слоя канала. Средний квадрат соответствующего шумового тока i_f источника в узкой полосе частот Δf около частоты f и в области насыщения характеристик равен

$$\overline{i^2_f} = 4kT\Delta f \frac{\rho_0}{f} g^2_m, \tag{3.96}$$

где g_m — крутизна, а ρ_0 — постоянная, зависящая от материала, температуры и внутренней геометрии транзистора.

Следующей шумовой составляющей, сказывающейся на самых низких частотах, является шум генерации-рекомбинации, возникающей в обедненном слое подложки. Этот шум подобен шуму генерации-рекомбинации полевого транзистора с плоскостным затвором и поэтому его численное выражение аналогично формуле (3.4).

Итак, средний квадрат полного шумового тока на низких частотах

$$\overline{i^2_f} = 4kT\Delta f \left[\frac{\rho_0}{f} g^2_m + \left(\frac{\rho_{0s}}{f} + \frac{\rho'_{0s}}{1 + (f/f_{0s})^2}\right) g^2_{ms}\right], \tag{3.97}$$

где g_{ms} — крутизна, соответствующая управлению тока канала напряжением на подложке, а ρ_{0s}, ρ'_{0s} и f_{0s} — физические постоянные, зависимые от шума генерации-рекомбинации подложки. Два последних члена выражения (3.97) часто бывают значительно меньше первого члена, и поэтому ими можно пренебречь; тогда шумовой ток i_f выражается той же формулой, что и для ПТПЗ с «идеальным» фликкерным шумом. Однако в будущем при повышении качества границы изолятор — полупроводник вес шума генерации-рекомбинации может относительно увеличиться, так что формулу (3.97) надо будет использовать в неупрощенном виде.

Поскольку постоянная ρ_0 у МОП-транзисторов, как правило, в несколько раз больше, чем у ПТПЗ, шум типа $1/f$ у этих транзисторов простирается до значительно более высоких частот: порядка десятков или сотен килогерц. Минимум коэффициента шума также несколько больший, так что МОП-транзисторы для низкочастотных схем с малым шумом обычно менее пригодны, чем ПТПЗ. Однако для полноты приведем хотя бы самую основную формулу, вытекающую из приведенной эквивалентной схемы [49].

Коэффициент шума при общей внутренней комплексной проводимости источника сигнала

$$F \approx 1 + \frac{\rho_0}{f} G_s + \frac{4\pi^2 \rho_0}{G_s} (C_i + C_s)^2 f. \qquad (3.98)$$

Минимальный коэффициент шума $F_{\text{мин}}$ при общей (несогласованной) емкости C_s источника, но при согласованной по шумам активной проводимости $G_s = G_{\smile s0}$ выражается формулой (3.55а) при замене C_{gs} на C_i, причем

$$G_{\smile s0} \approx \omega (C_i + C_s). \qquad (3.99)$$

Как видно, коэффициент шума с ростом частоты сначала падает до определенного минимума $F'_{\min}$ и затем растет. Однако в отличие от ПТПЗ, минимальный коэффициент шума $F'_{\min}$ не зависит от частоты.

3.7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ЦЕПИ ДЛЯ СХЕМЫ С ОБЩИМ ИСТОКОМ

При расчете шумовых свойств полевых транзисторов предполагается, что большинство элементов эквивалентной схемы на рис. 3.2 известно. Последовательные сопротивления r_s и r_d можно ориентировочно определить из известных «внешних» параметров y' результирующей эквивалентной схемы, измеренных на более высоких частотах, низкочастотной внешней крутизны $g'_{\max}$ в режиме насыщения и внешней выходной активной проводимости g'_{d0} в режиме нулевого напряжения стока. Согласно [60] при выполнении условия $r_s g_{\max} \ll 1$

$$r_d \approx \frac{g'_{12}}{b'_{12} b'_{22}}; \quad (r_s + r_d) \approx \frac{1}{g'_{d0}} - \frac{1}{g'_{\max}}. \qquad (3.100)$$

Измерив внешнюю низкочастотную активную проводимость g'_{ds} в режиме насыщения, можно рассчитать внутреннюю крутизну [61]:

$$g_{\max}=\frac{g'_{\max}}{1-r_s(g'_{\max}+g'_{ds})}-r_d g'_{ds}. \tag{3.101}$$

Внутренний параметр y_{11}, позволяющий определить входную активную и реактивную проводимости внутреннего транзистора, [61]

$$y_{11}=\frac{y'_{11}-(y'_{11}y'_{22}-y'_{12}y'_{21})(r_s+r_d)}{1-r_s(y'_{11}+y'_{12}+y'_{21}+y'_{22})+r_s r_d(y'_{11}y'_{22}-y'_{12}y'_{21})-r_d y'_{22}}. \tag{3.102}$$

3.8. СХЕМЫ С ОБЩИМ ЗАТВОРОМ И СТОКОМ

ПТПЗ, включенный по схеме с общим затвором (ОЗ), в области низких частот имеет очень малое входное сопротивление. Следовательно, в этом случае он не дает никаких существенных преимуществ, по сравнению с биполярными транзисторами, и по этой причине даже в малошумящих низкочастотных цепях он не используется. Однако на средних и относительно высоких частотах его малое входное сопротивление уже не является препятствием, а относительно слабая внутренняя обратная связь, наоборот, может быть очень желательной. Поэтому рассмотрим шумовые свойства схемы с ОЗ в этой частотной области.

Для определения основных параметров можно использовать эквивалентную шумовую схему на рис. 3.2, которая для схемы с ОЗ имеет вид, приведенный на рис. 3.27. Как и в § 3.2, для коэффициента шума F_G можно вывести выражение

$$F_G=1+G_s^{-1}\Big[|r_s||Y_s|^2+\frac{K_3}{g_m}|Y_s+y_{gs}|^2+\frac{\omega^2 C^2_{gs}K_2}{g_m}|1+r_sY_s|^2+\frac{qI_G}{2kT}|1+r_sY_s|^2+\frac{K_1}{g_n}\left|Y_s-\frac{1}{g_m}\,j\omega C_{gs}y_{ds}\right|^2\Big]. \tag{3.103}$$

Минимальный коэффициент шума $F_{G\,\min}$ и соответствующая оптимальная полная проводимость источника

$Y_{\smile s0}$ также определяется обычными соотношениями (1.119)—(1.121), причем

$$R_n = R_{nG} = r_G/g_m;\ G_n = G_{nG} = \omega^2 C^2_{dg} g_G/g_m; \quad (3.104)$$

$$\alpha = \alpha_G = 0;\ \beta = \beta_G = b_G/(r_G g_G); \quad (3.105)$$

где

$$r_G = r_s g_m + K_1 + K_3;\ g_G = K_3 C^2_{gs}/C^2_{dg}; \quad (1.106)$$

$$b_G = K_3 C_{gs}/C_{dg}. \quad (3.107)$$

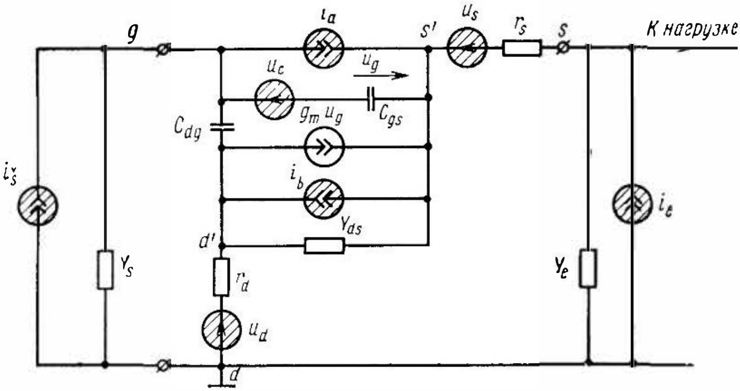


Рис. 3.28. Эквивалентная шумовая схема ПТПЗ, включенного по схеме с общим стоком, для области средних частот.

Выражения (3.100)—(3.103) справедливы для области средних частот, ограниченной снизу частотой

$$f \geq \sqrt{\frac{2I_G}{4\pi^2 kT} \frac{g_m}{C^2_{gs} K_3}}, \quad (3.108)$$

а сверху частотой $\sim 0{,}1 f_{max}$.

Анализ показывает, что между величинами F, F_{min} и $Y_{\smile s0}$ схем с ОИ и ОЗ весьма малые различия. Более того, если у этих схем нейтрализована емкость обратной связи, то при определенной проводимости источника в рассматриваемой частотной области их коэффициенты шума одинаковы [1]. Поэтому об уместности использования той или иной схемы в конкретных случаях позволяют судить еще другие их свойства, главным образом входная и выходная полные проводимости, усиление и устойчивость.

Из эквивалентной схемы на рис. 3.28 выведем выражения для шумовых параметров схемы с общим стоком (ОС), причем опять только для области средних частот. Коэффициент шума схемы с ОС при обычной полной проводимости источника

$$F_D = 1 + \frac{1}{G_s}\left[|Y_s y_{ds} + g_m j\omega C_{dg}|^2 \frac{r_d}{g_m^2} + \right.$$
$$+ |Y_s + j\omega(C_{gs} + C_{dg})|^2 \frac{K_3}{g_m} + |Y_s - g_m|^2 \frac{\omega^2 C_{gs}^2 K_2}{g_m^3} +$$
$$\left. + |Y_s - g_m|^2 \frac{qI_G}{2kTg_m^2} + |Y_s + j\omega C_{dg}|^2 \frac{K_1}{g_m}\right]. \qquad (3.109)$$

Минимальный коэффициент шума $F_{D\min}$ и оптимальная комплексная проводимость источника $\underset{s0}{Y}$ даны выражениями (1.119)—(1.121), причем

$$R_n = R_{nD} = r_D/g_m;\ G_n = G_{nD} = \omega^2 C_{dg}^2 g_m^{-1} g_D;$$
$$\alpha = \alpha_D = 0;\quad \beta = \beta_D = b_D \Big/ \sqrt{r_D g_D}; \qquad (3.110)$$

$$r_D = r_d g_m + K_1 + K_3;$$
$$g_D = K_1 + K_2 \frac{C_{gs}^2}{C_{dg}^2} + K_3\left(\frac{C_{gs}}{C_{dg}} + 1\right)^2 + 2r_d g_m;$$
$$b_D = K_1 + r_d g_m. \qquad (3.111)$$

Если в схеме с ОС введена нейтрализация, то коэффициент шума и его минимум $F_{\min}$ на нижней границе диапазона средних частот приблизительно такие же, как у схем с ОИ и ОЗ. На высоких частотах коэффициент шума схемы с ОС и нейтрализацией даже несколько меньше, чем у схем с ОИ и ОЗ. Однако существенно меньше и его достижимое усиление по мощности, поэтому схема с ОС не используется на входе малошумящих цепей.

3.9. ПРОЕКТИРОВАНИЕ МАЛОШУМЯЩИХ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЕЙ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Как следует из теоретического анализа, шумовые свойства полевых транзисторов — особенно с плоскостным затвором — в диапазоне видеочастот могут быть очень хорошими. Так, например, у биполярного транзистора с большим коэффициентом усиления по току ($\beta \approx \approx 400$) в низкочастотной области минимальный коэффициент шума $F_{min} \sim 1{,}05$, т. е. 0,2 дБ. Усилитель на малошумящем ПТПЗ ($g_m = 5$ мА/В; $I_G = 10$ нА) позволяет достичь минимального коэффициента шума $F_{min} \approx 1{,}0013$, т. е. 0,006 дБ. Специально отобранные образцы ПТПЗ по достижимой величине шумового сопротивления R_n могут даже сравняться с низкочастотными параметрическими усилителями на варакторных диодах (по [64] у параметрического усилителя на частотах 1 Гц и 1 кГц сопротивление $R_n \sim 7{,}5$ кОм и ~ 100 Ом соответственно, а у усилителя на ПТПЗ $R_n \sim 6$ кОм и ~ 200 Ом соответственно). При этом с точки зрения простоты и производственных расходов усилитель на ПТПЗ выгоднее.

Однако для того, чтобы эти теоретические величины были достигнуты на практике, следует выполнить несколько условий. Прежде всего необходимо тщательно отобрать транзистор либо на основе технических данных, либо по результатам измерений его реальных шумовых свойств, поскольку расчет, пусть даже самый точный, не может учесть действие всех шумовых источников, которые могут появиться у реального транзистора на низких частотах (например, источников, обусловленных несовершенным исполнением проходных изоляторов либо другими технологическими дефектами [62]).

Сравнительно трудно выполнимым требованием малошумящего режима ПТПЗ в диапазоне видеочастот является соответствие внутреннего сопротивления R_s источника сигнала оптимальному значению. На нижней границе акустического диапазона оно обычно достигает десятков мегаом. Столь большое внутреннее сопротивление имеют только некоторые источники сигналов, поэтому в большинстве случаев для обеспечения согласования по шумам между источником и транзистором следует включить трансформатор сопротивлений, но его конструкция, особенно для широкополосных цепей, сложна. В некоторых случаях можно включать параллельно несколько транзисторов, при этом хотя и не уменьшается достижимая величина минимального коэффициента шума, но зато оптимальное сопротивление источника сигнала смещается до требуемых значений. Однако для упомянутых источников с малым внутренним сопротивлением эти способы не годятся, поэтому для усиления их сигналов надо либо применить малошумящий биполярный транзистор, либо смириться с тем, что ПТПЗ будет далек от согласования по шумам. В этих случаях при выборе элементов полезен рис. 3.29 [55]. Как видно из рис. 3.29, ПТПЗ отличается тем, что у него согласование по шумам мало критично. Его минимальный коэффициент шума значительно меньше, чем у биполярного транзистора.

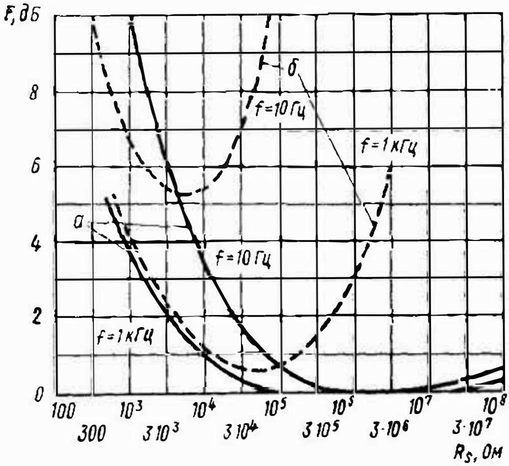


Рис. 3.29. Зависимости коэффициента шума F от внутреннего сопротивления R_s источника сигнала для малошумящего ПТПЗ при $I_D=I_{D0}$, $V_{DS}=10$ В (*а*) и для биполярного транзистора при $I_C=10$ мкА, $V_{CE}=5$ В (*б*).

Следующим важным фактором, влияющим на шумовые свойства, является выбор рабочей точки. В диапазоне средних частот у ПТПЗ должен быть установлен относительно большой ток I_D стока, для обычных типов лежащий в пределах 5—10 мА; однако выбор этой величины мало критичен. В низкочастотной области с шумом типа $1/f$ ситуация более сложная. Здесь транзистор часто работает при внутреннем сопротивлении R_s источника сигнала, существенно меньшем оптимального сопротивления $R_{\smile s0}$, необходимого для согласования по шумам. Тогда шумовые свойства транзистора определяются в основном его эквивалентным входным источником шумового напряжения или же соответствующим шумовым сопротивлением R_n. Как видно из рис. 3.30 [63], при токах $I_D=1$ ... 4 мА шумовое сопротивление почти не изменяется. Однако с ростом I_D оно быстро растет, причем особенно на инфразвуковых частотах. Следовательно, слишком большие токи стока I_D, особенно в усилителях постоянного тока, нежелательны.

На шумовое сопротивление R_n влияет и постоянное напряжение стока V_D. Из графика на рис. 3.31 следует, что для достижения минимального шумового сопротив-

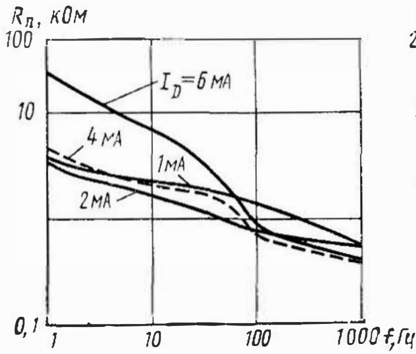


Рис. 3.30.

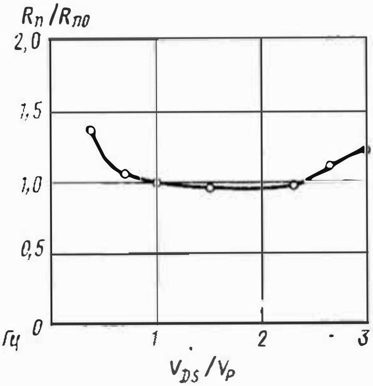


Рис. 3.31.

Рис. 3.30 Зависимости шумового сопротивления R_n ПТПЗ 2N3819 от частоты f при различных токах I_D стока.

Рис. 3.31. Зависимость нормированного значения шумового сопротивления R_n/R_{n0} ПТПЗ 2N3819 от напряжения V_{DS} стока (R_{n0} — шумовое сопротивление при напряжении $V_{DS}=V_P$).

ления оно должно быть больше ограничивающего напряжения V_P. Кроме того, это требование обусловливает достаточное усиление по напряжению и малые нелинейные искажения. Однако очевидно, что увеличение напряжения стока в два-три раза по сравнению с V_P у малошумящих усилителей нежелательно.

Если внутреннее сопротивление R_s источника сигнала равняется или даже больше оптимального сопротивления R_{s0}, то на шумовые свойства ПТПЗ существенно влияет его эквивалентный входной источник шумового тока. Как следует из рис. 3.32, этот ток очень мало зависит от тока стока и от частоты. Следовательно, и в этом случае оптимальный режим можно определить током I_D и напряжением V_{DS}, выбранными в соответствии с рис. 3.30, 3.31.

Если шумовые свойства полевых транзисторов необходимо использовать как можно лучше, то и все вспомогательные цепи следует спроектировать так, чтобы они ухудшали результирующее отношение сигнал/шум

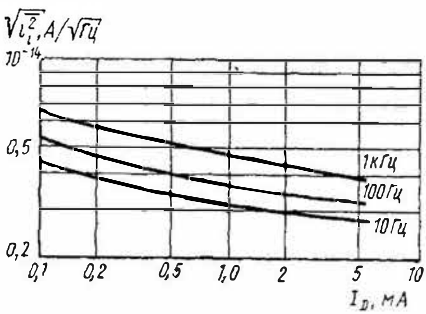


Рис. 3.32. Зависимость шумового тока i_i эквивалентного входного источника малошумящего ПТПЗ 2N5394 от тока покоя I_D стока; параметром для отдельных кривых является частота f, $V_{DS}=10$ В.

как можно меньше. Поэтому в цепях питания входных транзисторов следует тщательно отфильтровать все шумовые составляющие, а саму схему цепей питания выбрать с учетом получения минимального шума, т. е. она не должна содержать незашунтированные большие сопротивления в истоке и т. п.

3.10. ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ КОНДЕНСАТОРНОГО МИКРОФОНА

Конденсаторный (емкостной) микрофон, часто используемый в качественных электроакустических устройствах, можно изобразить эквивалентной цепью из последовательно соединенных источника сигнального напряжения u_s и емкости C_s. Для эффективной передачи слабого напряжения сигнала необходимо, чтобы следующий за ним предусилитель имел высокое входное сопротивление и как можно меньший коэффициент собственного шума. Однако биполярный транзистор способен удовлетворить только либо первое, либо второе условие. В противоположность этому ПТПЗ может удовлетворить даже самым высоким требованиям и поэтому ему однозначно отдается предпочтение.

Из нескольких возможных схем включения ПТПЗ мы разберем подробно схему, приведенную на рис. 3.33

[65] *). ПТПЗ здесь включен как истоковый повторитель с большим входным сопротивлением, который необходим для обеспечения передачи самых низких частот. Действительная составляющая этого комплексного сопротивления приблизительно равна сопротивлению питания R_p затвора порядка сотен магаом, поскольку входное сопротивление самого транзистора существенно больше (однако увеличивать сопротивление R_p выше указаной границы нельзя, потому что тогда даже совсем малые изменения тока I_G затвора от температуры слишком сместят рабочую точку). Ток I_D стока установлен сопротивлением $R_E=$ $=3$ кОм на оптимальное значение в несколько единиц миллиампер. Конденсаторный микрофон включен между затвором и положительным полюсом источника напряжения поляризации, который необходим для его нормальной работы. Поскольку выходное сопротивление повторителя меньше 1 кОм, в качестве второго каскада предусилителя используется уже биполярный транзистор в схеме с общим коллектором. К его выходу можно уже присоединить экранированный провод, подводящий сигнал к основному усилителю.

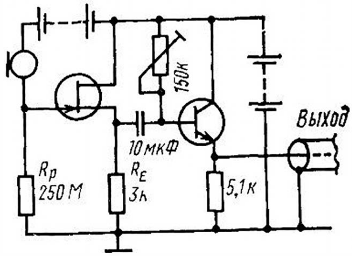


Рис 3 33 Принципиальная схема предусилителя для конденсаторного микрофона.

Шумовые свойства предусилителя, подсоединенного к источнику сигнала чисто емкостного характера, нельзя охарактеризовать коэффициентом шума, так как в этом случае он не определен В качестве удобной меры для его оценки может служить эквивалентное входное шумовое напряжение u_{ri}, которое характеризует действие всех внутренних шумовых источников входного, а при необходимости и следующего за ним транзистора (однако, учитывая большое достижимое усиление по мощности ПТПЗ, шумовой вклад биполярного транзистора вообще не надо принимать во внимание). Эквивалентное шумовое напряжение u_{ri} включено последовательно с напряжением u_s так, как это показано на

*) Существенного усовершенствования схемы удалось добиться в работе [189] путем использования вместо резистора R_n обратносмещенных кремниевых *p—n*-переходов — *Прим ред*

рис. 3.34,*а*. Для его вывода применим низкочастотную эквивалентную шумовую схему ПТПЗ, приведенную на рис. 3.8,*б*, в которой отбросим источник несущественного наведенного шума i_g, а также составляющие $i_d y_{11} g_m^{-1}$ и $i_f y_{11} g_m^{-1}$ теплового шума и шума генерации-рекомбинации, также очень малые при параметре

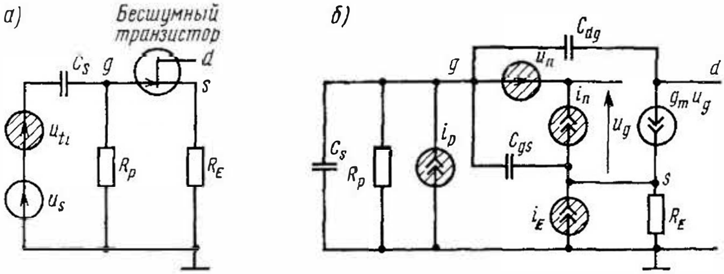


Рис. 3.34. Эквивалентные схемы конденсаторного микрофона с последующим ПТПЗ:

а — шум транзистора отображен единым эквивалентным источником шумового напряжения u_{ti}; *б* — указаны внутренние источники шума транзистора и сопротивлений R_p и R_E.

$y_{11} \to 0$. В результате придем к эквивалентной шумовой схеме на рис. 3.34,*б*, шумовые источники которой в узкой полосе частот Δf с учетом § 3.3 определены формулами

$$\overline{u^2_n} \approx \frac{\overline{i^2_d}}{g^2_m} + \frac{\overline{i^2_f}}{g^2_m} \approx 4kT\Delta f \frac{0,7}{g_m} + 4kT\Delta f \frac{\rho_0}{f};$$

$$\overline{i^2_n} \simeq 2qI_G\Delta f;\quad \overline{i^2_E} = 4kT\Delta f R_E^{-1};\quad \overline{i^2_p} = 4kT\Delta f R_p^{-1}. \tag{3.112}$$

Эти источники шума можно заменить единым источником эквивалентного шумового напряжения u_t, средний квадрат которого

$$\overline{u^2_t} = \frac{\overline{i^2_p}}{\omega^2 C^2_s} + \frac{\overline{i^2_n}\,[(g_m - R_p^{-1})^2 + \omega^2 (C_{dg} + C_{gs})^2]}{\omega^2 C^2_s\,(g^2_m + \omega^2 C^2_s)} + \frac{(\overline{u^2_n} g^2_m + \overline{i^2_E})\,[R_p^{-2} + \omega^2 (C_s + C_{dg} + C_{gs})^2]}{\omega^2 C^2_s\,(g^2_m + \omega^2 C^2_s)}. \tag{3.113}$$

Однако в низкочастотной области справедливы неравенства

$$g^2_m \gg \omega^2 (C_s + C_{dg} + C_{gs})^2 \gg \frac{1}{R^2_s}, \tag{3.114}$$

так что выражение (3.113) можно упростить и записать в виде

$$\overline{u^2}_t \cong \frac{\overline{i^2}_p}{\omega^2 C^2_s} + \frac{\overline{i^2}_n}{\omega^2 C^2_s} +$$

$$+ \left(\overline{u^2}_n + \frac{\overline{i^2}_E}{g^2_m}\right)\left(1 + \frac{C_{dg} + C_{gs}}{C_s}\right)^2. \tag{3.115}$$

Подставляя сюда выражения (3.112), можно определить средний квадрат эквивалентного шумового напряжения $\overline{u^2}_t$ в частотном диапазоне Δf. В электроакустике с учетом обычно используемой измерительной аппаратуры с октавными фильтрами этот диапазон выбирается в соответствии с формулой

$$\Delta f = \frac{1}{2} f \sqrt{2} = 0{,}707 f. \tag{3.116}$$

Тогда средний квадрат эквивалентного шумового напряжения

$$\overline{u^2}_{ti} = \int\limits_{\frac{1}{2} f\sqrt{2}}^{f\sqrt{2}} \left(\frac{\overline{u^2}_t}{\Delta f}\right) df$$

и после подстановки (3.115) и (3.116)

$$\overline{u^2}_{ti} = \frac{2\cdot 10^{-2}}{f C^2_s}\left(\frac{4kT}{R_p} + 2qI_G\right) + \left(1 + \frac{C_{dg} + C_{gs}}{C_s}\right) \times$$

$$\times \left(\frac{2kTf\sqrt{2}}{0{,}7 g_m + R_E g^2_m} + 4kT\rho_0 \lg\frac{5}{3}\right). \tag{3.117}$$

Подставим в выражение (3.117) типовые величины $C_s = 33$ пФ; $R_p = 250$ МОм; $g_m = 1$ мА/В; $C_{dg} + C_{gs} = 5$ пФ; $R_E = 3$ кОм; $\rho_0 = 6{,}4\cdot 10^7$ Ом·Гц; $I_G = 0{,}1$ нА или же 0,5 нА.

Постоянная Больцмана k и заряд электрона q равны $k = 1{,}38\cdot 10^{-23}$ Дж·град$^{-1}$, $q = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ Кл, так что при токе затвора $I_G = 0{,}1$ нА средний квадрат шумового напряжения

$$\overline{u^2}_{ti} = 2\cdot 10^{-9}\frac{1}{f} + 0{,}7\cdot 10^{-13} + 1{,}6\cdot 10^{-17} f \ [\text{В}^2], \tag{3.118}$$

а при токе $I_G = 0{,}5$ нА

$$\overline{u^2_{ti}} = 4{,}6\cdot 10^{-9}\frac{1}{f} + 0{,}7\cdot 10^{-13} + 1{,}6\cdot 10^{-17} f\ [\text{В}^2]. \tag{3.119}$$

Выражения (3.118) и (3.119) графически изображены на рис. 3.35.

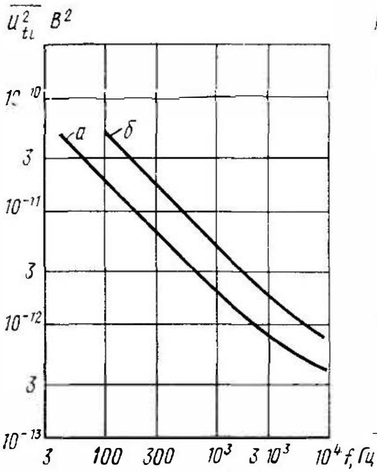


Рис. 3.35

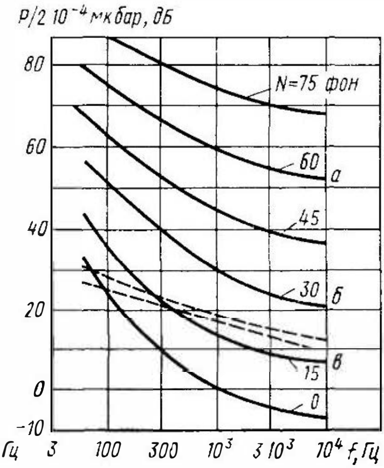


Рис. 3.36

Рис. 3.35. Зависимость среднего квадрата эквивалентного шумового напряжения $\overline{u^2_{ti}}$ от частоты f для $I_G = 0{,}1$ нА (*а*) и 0,5 нА (*б*) при $\Delta f = f/\sqrt{2}$.

Рис. 3.36 Кривые постоянного уровня громкости N, отражающие зависимость субъективного слухового восприятия (акустического давления) шумового сигнала от частоты f для помещения магазина (*а*), библиотеки (*б*) и радиовещательной студии (*в*)

Штриховые кривые соответствуют эквивалентному уровню собственного шума предусилителя (чувствительность микрофона 1 мВ/мкбар).

На практике конденсаторный микрофон обычно размещен в пространстве с определенным уровнем шумового фона. Физическую интенсивность этого фона можно выразить, например, в микробарах или в децибелах (отнесенных к опорному давлению $2\cdot 10^{-4}$ мкбар). Однако субъективная чувствительность человеческого уха изменяется от частоты, что необходимо учитывать. Эту взаимную связь между интенсивностью шума, выраженную в децибелах, и уровнем громкости, выраженным в фонах, показывает график на рис. 3.36 (график подобен известным кривым Флетчера — Мансона, которые, однако, справедливы не для шумовых, а для синусоидальных сигналов).

На рис. 3 36 можно перенести также кривые с рис. 3 35 при условии, что известна чувствительность данного микрофона, выраженная, например, в милливольтах на микробар. Видно, что только в радиовещательной студии на частотах выше 300 Гц эквивалентный шумовой фон предусилителя несколько больше, чем шумовой фон студии. Во всех более шумных помещениях шум предусилителя заведомо лежит под уровнем шума среды.

Кроме предусилителя на ПТПЗ, включенном по схеме повторителя, часто используется и предусилитель на ПТПЗ, включенном по схеме с общим истоком. Однако в этом случае шум несколько больше, так как сильнее сказывается шумовой вклад второго транзистора.

Одна из практических схем приведена в приложении П. 1.

3.11. ВИДЕОУСИЛИТЕЛЬ

Типичным примером малошумящего видеоусилителя является предусилитель для телевизионной приемной трубки типа плумбикон [66]. Эта лампа представляет собой источник тока, внутреннее комплексное сопротивление которого состоит из сопротивления со значением, например, $R_s=7$ МОм и параллельной емкости $C_s=$ $=12$ пФ. Принимая во внимание относительно большое сопротивление R_s, целесообразно в первом каскаде предусилителя применить ПТПЗ, который во всем рассматриваемом диапазоне частот будет ближе к согласованию по шумам, чем биполярный транзистор. МОП-транзистор для этого случая тоже менее подходит, поскольку его шумовые свойства, особенно в низкочастотной области, значительно хуже, чем у ПТПЗ.

Основная схема входной цепи предусилителя (рис. 3.37,*а*) представляет собой гибридную каскодную схему, первую половину которой образуют два параллельно включенных ПТПЗ по схеме с ОИ, а вторую — биполярный транзистор, включенный по схеме с ОБ. Поэтому приведем краткий численный анализ, из которого будет видно, как получена рассматриваемая схема. Анализ проведем на основе материалов § 3.2 и 3.3, согласно которым шумовые свойства усилителя на полевом транзисторе обычно тем лучше, чем выше его крутизна.

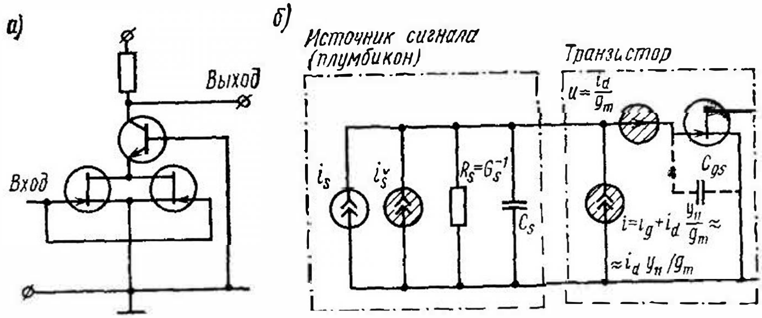


Рис. 3.37. Схема включения транзисторов входного каскада предварительного видеоусилителя (*а*) и эквивалентная схема этого каскада с учетом выходных параметров плумбикона (*б*).

При решении поставленной задачи будем исходить из эквивалентной шумовой схемы ПТПЗ, приведенной на рис. 3.8,*б* *). Сначала упростим схему, пренебрегая относительно малой составляющей i_{gv} дробового шума затвора и составляющей i_f низкочастотного шума $1/f$. Оставшиеся шумовые составляющие, содержащие токи i_d и i_g, выразим с помощью формул (3.2) и (3.5а), причем вместо коэффициентов P и R подставим аппроксимирующие средние значения $P\approx 2/3$ и $(P+R)\approx 2/3$ (хотя они несколько и отличаются от значений, получаемых из рис. 3.3, но такой выбор значительно упростит дальнейшие вычисления). Если пренебрежем еще входной реактивной проводимостью g_{gs} транзистора, то придем к эквивалентной схеме на рис. 3.37,*б*, в которой

$$\overline{u^2}\approx 4kT\Delta f\,\frac{2}{3g_m}\,;\quad \overline{i^2}=4kT\Delta f\,\frac{2}{3g_m}\,\omega^2C^2_{gs}. \qquad (3.120)$$

Источники u и i взаимно коррелированы. Мерой их корреляции является произведение сопряженных величин $\overline{u^*i}$, для реальной и мнимой составляющих которого

*) Само собой разумеется, что наряду с этой процедурой, основанной на [66], задачу об усилении параллельно включенными полевыми транзисторами можно решить также с помощью обычных соотношений из § 2.11.

справедливы приближенные выражения [66]

$$\overline{\mathrm{Re}\,(u^*i)} \approx 4kT\Delta f\left(\frac{2}{3g_m}\right)\left(\frac{\omega^2 C^2_{gs}}{4g_m}\right);$$

$$\overline{\mathrm{Im}\,(u^*i)} \approx 4kT\Delta f\left(\frac{2}{3g_m}\right)\left(\frac{3\omega C_{gs}}{4}\right), \qquad (3.121)$$

полученные путем преобразования формулы (3.74) для коэффициента корреляции γ (реальная составляющая оказывает малое влияние и вследствие этого ею, как правило, пренебрегают). Внутренняя проводимость источника сигнала является источником шумового тока *), его средний квадрат

$$\overline{i^2_s} = 4kT\Delta f G_s. \qquad (3.122)$$

Все источники шумовых токов и напряжений на рис. 3.37,*б* можно объединить в единый источник эквивалентного шумового тока i_t, средний квадрат которого

$$\overline{i^2_t} = 4kT\Delta f\,\frac{2}{3g_m}\left[G^2_s + \omega^2 C^2_s\left(1 + r^2 + \frac{3r}{2} + \frac{rG_s}{2g_m}\right)\right] + 4kT\Delta f G_s, \qquad (3.123)$$

где $r = C_{gs}/C_s$ — отношение входной емкости транзистора к внутренней емкости источника сигнала. Формула (3.123) отражает эквивалентный шумовой ток в узкой полосе частот Δf.

При его интегрировании находится общий шумовой ток i_{ti} в диапазоне видеочастот B. Очевидно,

$$\overline{i^2_{ti}} = \int\limits_0^B\left(\frac{\overline{i^2_t}}{\Delta f}\right)df = 4kTB\,\frac{2}{3g_m}\left[G^2_s + \frac{4}{3}\pi^2 B^2 C^2_s \times \left(1 + r^2 + \frac{3r}{2} + \frac{rG_s}{2g_m}\right)\right] + 4kTBG_s. \qquad (3.124)$$

Если включить n транзисторов параллельно, то результирующая крутизна увеличится в n раз. Одновременно в n раз увеличится и результирующая входная

*) Помимо теплового шума резистора, через который подается необходимое смещение на сигнальную пластину плумбикона, необходимо учитывать дробовой шум и шум токораспределения считывающего пучка электронов [190]. — *Прим. ред.*

емкость, так что эквивалентный генератор шумового тока «n-кратного транзистора» будет

$$\overline{i^2_{tn}} = 4kTB \frac{2}{3ng_m}\left[G^2_s + \frac{4}{3}\pi^2B^2C^2_s\left(1 + n^2r^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{3nr}{2} + \frac{rG_s}{2g_m}\right)\right] + 4kTBG_s. \qquad (3.125)$$

Поскольку практически всегда справедливы неравенства $(rG_s/2g_m) \ll 1$ и $G^2{}_s \ll n^2B^2C^2{}_s$, то предыдущее выражение можно записать в упрощенном виде

$$\overline{i^2_{tn}} \approx 4kTB\left(\frac{8\pi^2B^2C^2{}_s}{3g_m}\,\frac{1 + n^2r^2 + 3nr/2}{n} + G_s\right). \qquad (3.126)$$

Шумовой ток можно представить как функцию переменной величины n, т. е. как функцию числа параллельно включенных транзисторов. Эта функция приобретает минимальное значение при $nr = nC_{gs}/C_s = 1$. Следовательно, для усилителя, составленного из параллельно включенных ПТПЗ, максимальное отношение сигнал/шум, т. е. минимальный коэффициент шума, достигается в том случае, если их число n равно отношению C_s/C_{gs} внутренней емкости источника сигнала ко входной емкости транзистора. В рассматриваемом случае $C_s = 12$ пФ и $C_{gs} = 3$ пФ, так что оптимальное число транзисторов $n = 12/3 = 4$. Подробный анализ функции $i_{tn} = f(n)$, однако, показывает, что третий и тем более четвертый из параллельно включенных транзисторов незначительно улучшает отношение сигнал/шум и поэтому на входе усилителя включены только два транзистора *).

За входной парой полевых ПТПЗ следует биполярный транзистор, включенный по схеме с ОБ, так что вся цепь образует собственно каскодную схему. Из-за малого входного сопротивления биполярного транзистора усиление по напряжению ПТПЗ тоже мало. Поэтому мала и входная емкость каскодной схемы, которая практически определяется только емкостью C_{gs} используемых ПТПЗ. Однако, как следует из выражения (3.126), получение минимальной емкости C_{gs} является основным условием для максимального отношения сигнал/шум. Следующим преимуществом каскодной схемы, вытекающим также из малого усиления по напряжению ПТПЗ, является ее относительно большая устойчивость.

---

*) Дополнительные сведения об оптимизации числа параллельно включенных транзисторов см. в [187]. — *Прим. ред.*

Чтобы биполярный транзистор не ухудшал значительно шумовые свойства усилителя, он должен иметь минимальный собственный шум, причем особенно на верхних частотах видеодиапазона, где сигнал плумбикона относительно самый слабый и, следовательно, опас-

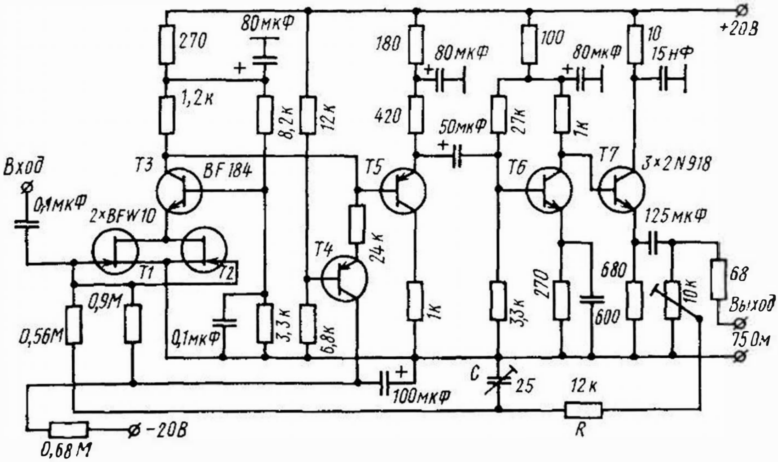


Рис. 3.38. Принципиальная схема предусилителя для плумбикона. **Транзистор *Т4* стабилизирует рабочую точку входного каскада.**

ность ухудшения отношения сигнал/шум самая большая. Весьма подходящим для этого случая оказался кремниевый планарный эпитаксиальный транзистор BF184 (эквивалент TESLA KF524), шумовые свойства которого на 5,5 МГц исключительные, а шум типа $1/f$ еще вполне допустимый.

Из-за емкостного характера внутреннего сопротивления выходной полезный сигнал плумбикона с ростом частоты падает, поэтому в предусилителе за входным каскадом следует корректирующий, включенный в соответствии с рис. 3.38. Коррекция здесь осуществляется с помощью параллельной частотно-зависимой обратной связи, поданной с выхода предусилителя на его вход через *RC*-цепь. В результате частотная характеристика предусилителя становится более плоской (рис. 3.39,*а*). Как видно из рис. 3.39,*б*, уровень шумового напряжения с частотой растет.

Описанная схема не является единственно возможным решением. В [67] подробно исследованы и другие варианты, из которых стоит упомянуть входную каскодную схему, собранную исключительно на ПТПЗ, с включенным за нею многокаскадным усилителем с коррекцией параллельными индуктивностями. Однако полученные параметры (в частности, отношение сигнал/шум, несколько превышающее 40 дБ) приблизительно такие же, как у предусилителя на рис. 3.38.

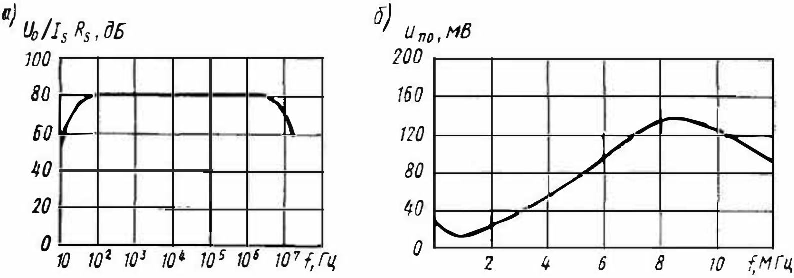


Рис. 3.39. Характеристики предусилителя, приведенного на рис. 3.38; а — амплитудно-частотная характеристика усиления; б — зависимость выходного шумового напряжения предусилителя от частоты (измерено вольтметром с шириной шумовой полосы $\Delta f = 5$ кГц).

Для рассматриваемого случая следует признать не совсем подходящим однокаскадный входной усилитель на одном ПТПЗ с резистивной нагрузкой. Дело в том, что из-за входной емкости, обусловленной обратной связью (эффект Миллера), этот каскад имеет входную емкость в несколько раз больше, чем каскодная схема, что уменьшает значение отношения сигнал/шум ниже допустимой границы *).

3.12. УСИЛИТЕЛЬ НА МОП-ТЕТРОДЕ СИГНАЛА ЧАСТОТОЙ 400 МГц

В самых различных высокочастотных цепях наряду с обычными МОП-транзисторами можно успешно использовать МОП-транзистор с двумя затворами, так называемый полевой МОП-тетрод (или интегральный МОП-каскод). Этот элемент обладает очень малой внутренней связью, возможностью эффективной регулировки усиления и, естественно, другими преимуществами МОП-транзисторов, т. е. большим входным сопротивлением, малым шумом и отличной линейностью.

*) За счет дополнительного шума, вносимого последующими каскадами (см. [185]). — *Прим. ред.*

Для иллюстрации достоинств МОП-тетрода приведем краткий расчет узкополосного усилителя на частоту 400 МГц (рис. 3.40) [68]. Исходными данными для проектирования являются y-параметры тетрода, которые на частоте 400 МГц при рекомендованной

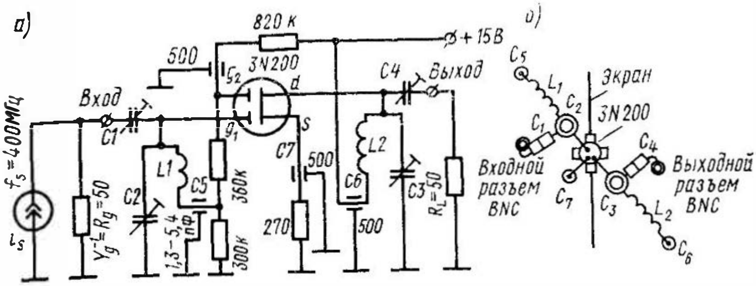


Рис. 3.40. Принципиальная схема (*а*) и схема рекомендуемого размещения деталей (*б*) усилителя на МОП-тетроде типа 3N200 (RCA) на частоту f_s=400 МГц. Переменные емкости позволяют произвести согласование либо по мощности, либо по шумам (у реального тетрода между истоком и каждым из затворов включена последовательная цепочка из диодов, которая служит для защиты от пробоя).

рабочей точке $I_D = 10$ мА и $V_{DS} = 15$ В и заземленном корпусе имеют следующие значения

$$y_{11} = (2{,}5 + j\,11{,}7)\ \text{мСм};\quad \text{mod}\, y_{12} = 0{,}07\ \text{мСм};$$

$$\arg y_{12} = 49°;\ \text{mod}\, y_{21} = 15{,}5\ \text{мСм};\ \arg y_{21} = -40°;$$

$$y_{22} = (0{,}65 + j4{,}25)\ \text{мСм}.$$

Для расчета также необходимы кривые постоянного коэффициента шума на плоскости внутренней полной проводимости $Y_s = G_s + jB_s$ источника сигнала, которые изготовитель приводит к форме, изображенной на рис. 3.41. Конечным результатом расчета являются числовые значения элементов *C1*, *C2*, *L1*, *C3*, *C4* и *L2*, соответствующих согласованию на входе как по мощности, так и по шумам, а также определение коэффициента усиления по мощности и коэффициента шума для обоих случаев.

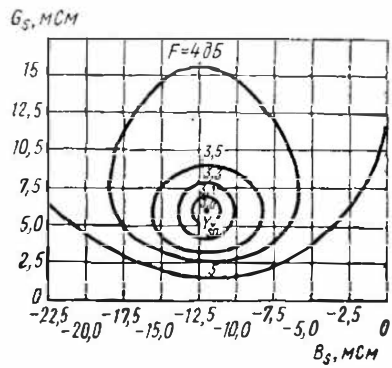


Рис. 3.41. Кривые постоянного коэффициента шума F МОП-тетрода 2N200 (RCA) при f=400 МГц, T=25°C в плоскости внутренней комплексной проводимости $Y_s = G_s + jB_s$ источника сигнала.

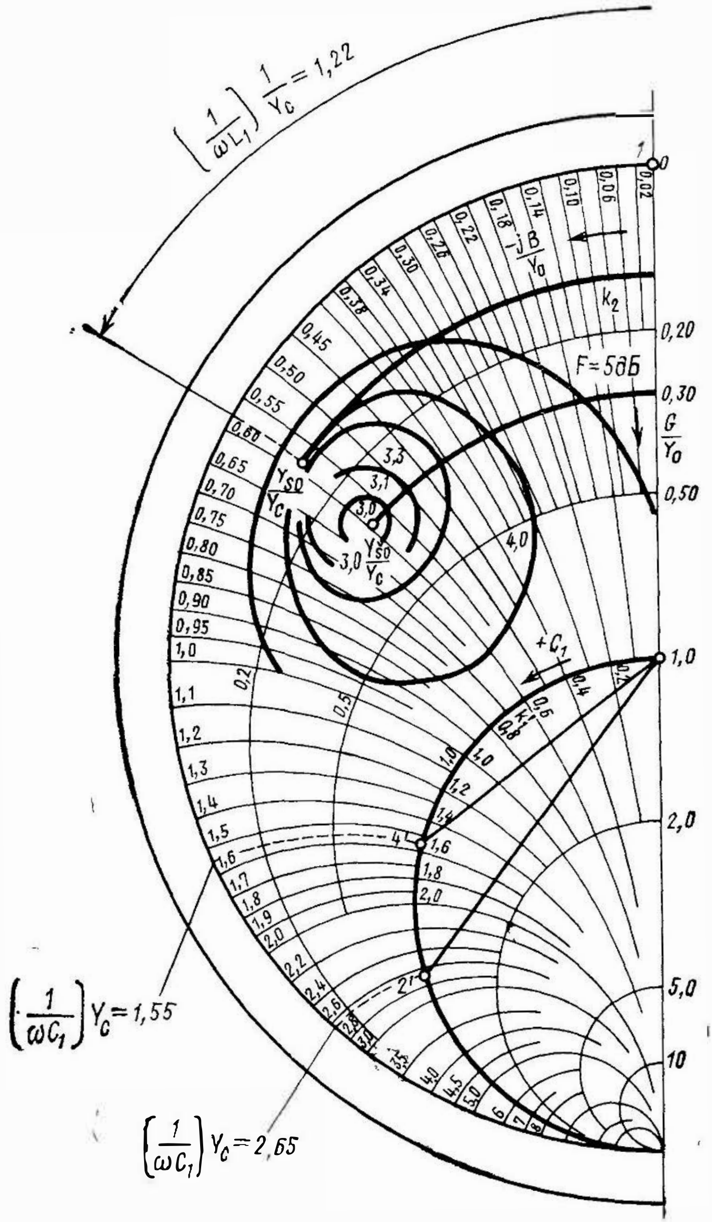


Рис. 3.42 К расчету входной цепи усилителя, приведенного на
Все проводимости (и соответствующие сопротивления) даны в нормирован
$R_c = Y_c^{-1} = 50$ Ом).

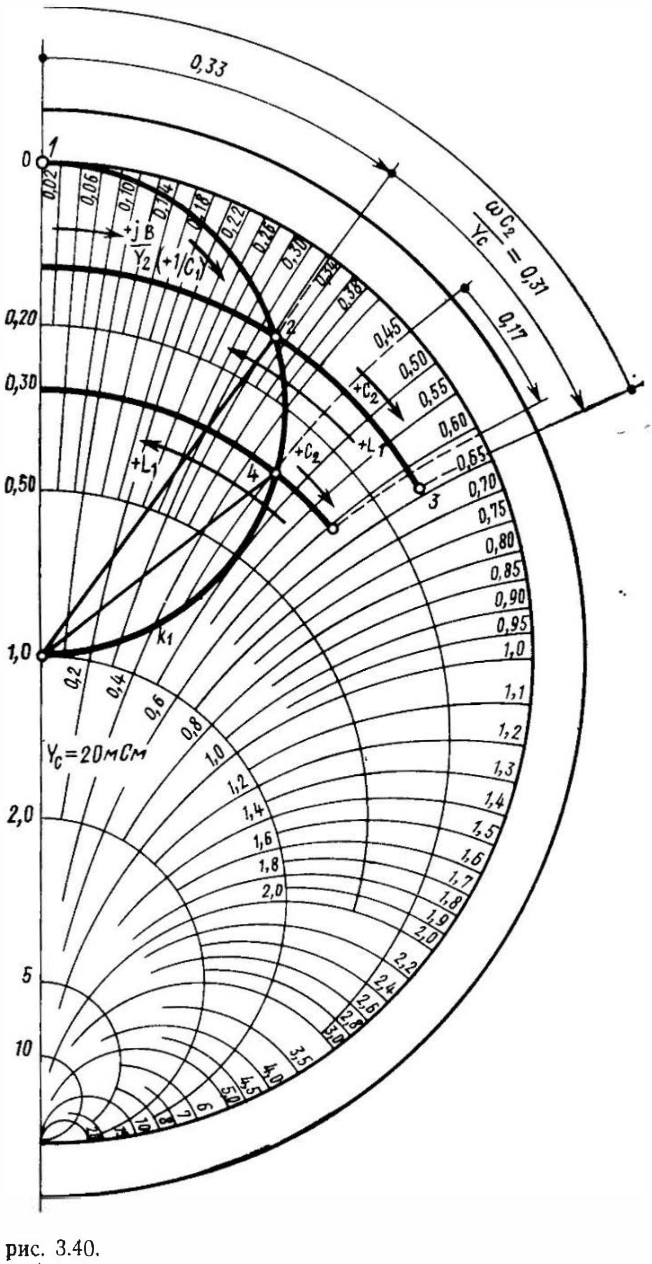


рис. 3.40.

ных значениях, отнесенных к проводимости $Y_c = 20$ мСм (и соответетственно

Задачу можно решить при помощи круговой диаграммы полной проводимости, приведенной на рис. 3.42. Сначала на диаграмму переносятся с рис. 3.41 кривые постоянного коэффициента шума, из которых следует, что оптимальная проводимость источника, необходимая для согласования по шумам, $Y_{\underset{s0}{\smile}} = (6{,}0 - j12{,}0)$ мСм. Затем на диаграмму наносится оптимальная полная проводимость источника, соответствующая согласованию по мощности, т. е. комплексно-сопряженному согласованию. С помощью выражения

$$Y_i = y_{11} - (y_{12}y_{21})(Y_L + y_{22})^{-1}$$

можно определить точное ее значение $Y_{s0} = Y^*_i = (1{,}7 - j\,11{,}6)$ мСм. Однако поскольку рассматриваемый тетрод имеет относительно слабую внутреннюю обратную связь, т. е. очень малый параметр y_{12}, то мы можем аппроксимировать эту проводимость параметром y^*_{11}, так что тогда $Y_{s0} \sim y^*_{11} = (2{,}5 - j\,11{,}7)$ мСм.

Если необходимо обеспечить согласование по мощности на входе тетрода, элементы *L1, C1* и *C2* следует подобрать таким образом, чтобы они трансформировали внутреннюю полную проводимость источника сигнала $Y_g = 20$ мСм в оптимальное значение Y_{s0}. Этот оптимум выберем в соответствии с приближенным соотношением $Y_{s0} \sim y^*_{11}$. Конечно, в результате этого упомянутые элементы будут определены с некоторой ошибкой, однако на практике это не имеет значения, так как их точные величины в силу ряда причин все равно должны подбираться экспериментально при настройке усилителя.

Определим сначала емкость C_1. Включение ее последовательно с полной проводимостью Y_g на диаграмме проводимости реализуется движением по вспомогательной окружности k_1, которая является симметричным образом окружности k'_1 постоянного сопротивления эквивалентной диаграммы проводимостей. Движение начинается в точке *1* ($C_1 = 0$) и кончается в такой точке *2*, чтобы последующее подсоединение параллельных элементов *C2* и *L1* вело в точку Y_{s0}. Это параллельное подключение реактивной проводимости реализуется движением по окружности k_2 постоянной активной проводимости, проходящей через точку Y_{s0}, так что точка *2* является точкой пересечения окружностей k_1 и k_2. Точка *2'*, симметричная относительно центра, соответствует нормированному реактивному сопротивлению $(1/\omega C_1) Y_c = 2{,}65$, так что

$$C_1 = \frac{Y_c}{2{,}65\omega} = \frac{20 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 10^8 \cdot 6{,}28 \cdot 2{,}65} = 3{,}0 \text{ пФ}.$$

Емкость C_2 реализуется при помощи подстроечного конденсатора 1,3—5,4 пФ, поэтому в качестве номинального значения выберем, например, $C_2 = 2{,}5$ пФ. Соответствующая нормированная реактивная проводимость

$$\frac{\omega C_2}{Y_c} = \frac{4 \cdot 10^8 \cdot 6{,}28 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-12}}{20 \cdot 10^{-3}} = 0{,}31$$

Параллельному подключению емкости C_2 соответствует на диаграмме движение по окружности k_2 из точки *2* в точку *3*. Затем обратным движением из точки *3* по окружности k_2, соответствующим параллельному подключению индуктивности L_1, придем к конечной точке Y_{s0}. Этот последний шаг отвечает подключению нормированной индуктивной проводимости $(1/\omega L_1)$ $Y_c^{-1}=1{,}22$, так что индуктивность L_1

$$L_1=\frac{1}{\omega Y_c 1{,}22}=\frac{1}{6{,}28\cdot 4\cdot 10^8\cdot 20\cdot 10^{-3}\cdot 1{,}22}=16{,}31\ \text{нГ}.$$

Этим определены все элементы входной согласующей цепи. Подобным образом находим C_3, C_4 и L_2, обеспечивающие согласование по мощности на выходе. При этом можно исходить из приближенного значения выходной полной проводимости тетрода $Y_0 \sim y_{22} = (0{,}65+j\,4{,}25)$ мСм, поскольку при графическом построении на круговой диаграмме оно почти бы совпадало с точным значением $(0{,}43+j\,4{,}22)$ мСм, определенным из выражения (2.79). Найденные значения этих элементов приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Параметры усилителя при согласовании

Вид согласования	L_1, нГ	C_1, пФ	C_2, пФ	L_2, нГ	C_3, пФ	C_4, пФ	A_a, дБ	F, дБ
по мощности	16,3	3,00	2,50	28,4	2,50	1,37	17,7	5
по шумам	16,3	1,35	2,50	28,4	2,50	1,37	15,8	3

При двухстороннем согласовании по мощности усиление тетрода по мощности достигает максимального значения A_{max}. Для того, чтобы мы могли его определить, вычислим сначала коэффициент устойчивости

$$k=\frac{2g_{11}g_{22}-\operatorname{Re}\,[y_{12}y_{21}]}{|y_{12}y_{21}|}=$$

$$=\frac{2\cdot 2{,}5\cdot 0{,}65-(15{,}5\cdot 0{,}07)\cos(49^\circ-40^\circ)}{15{,}5\cdot 0{,}07}=2{,}0.$$

Тогда в соответствии с преобразованным выражением (2.86) максимально достижимое усиление по мощности

$$A_{max}=\frac{y_{21}}{y_{12}}\,\frac{1}{k+\sqrt{k^2-1}}=\frac{15{,}5}{0{,}07}\,\frac{1}{2+\sqrt{2^2-1}}=59{,}3$$

т. е. 17,7 дБ. Поскольку $k>1$, тетрод абсолютно устойчив и, следовательно, вычисленный коэффициент усиления можно действительно получить, не боясь нарушить устойчивость.

Коэффициент шума при согласовании по мощности на входе определяется при помощи кривых $F=\text{const}$. Если полную проводимость источника установить равной точному значению $Y_{s0}=(1{,}7-j\,11{,}6)$ мСм, то, очевидно, $F\approx 5$ дБ.

Если усилитель работает в режиме согласования по шумам, то соотношения несколько отличны. Для оптимальной полной проводимости $Y_{\smile s0}=(6{,}0-j\,12{,}0)$ мСм требуются прежде всего иные значения элементов входной согласующей цепи. Как следует из рис. 3.42, емкость C_1 теперь должна иметь нормированное значение реактивной проводимости порядка 1,55, откуда следует ее значение $C_1=5{,}1$ пФ (точка *4* или *4'*). Если оставить во входной цепи исходную индуктивность $L_1=16{,}3$ нГ, то должна измениться емкость C_2 так, чтобы ее нормированная реактивная проводимость была порядка 0,17 и, следовательно, емкость $C_2=1{,}32$ пФ.

Изменение соотношений проводимостей на входе вызывает изменение выходной полной проводимости тетрода, которое, однако, из-за слабой внутренней обратной связи очень мало. Поэтому величины L_2, C_3 и C_4, необходимые для согласования по мощности на выходе. остаются в этом случае почти без изменений

При рассогласовании по мощности на входе. но при сохранении согласования на выходе, усилительные способности тетрода определяются достижимым усилением по мощности A_a. С помощью выражения (2.73) получим при полной проводимости источника $Y_s=Y_{\smile s0}$ усиление $A_a=38{,}0$, т. е. 15,8 дБ. Несмотря на то, что достижимое усиление по мощности A_a определено иначе, чем максимальное достижимое усиление по мощности A_{max}, обе величины можно сравнивать. Дело в том, что если для возбуждения усилителя в обоих случаях используется один и тот же источник сигнала ($Y_g=20$ мСм), то достижимая мощность на выходе согласующего звена *L1*, *C1* и *C2* одинакова. Следовательно, отношение A_{max}/A_a равно отношению номинальных мощностей, отдаваемых усилителем в нагрузочное сопротивление R_L.

Коэффициент шума при согласовании по шумам равен своему минимальному значению $F_{min}\approx 3$ дБ. Результаты предыдущих вычислений, объединенные в табл. 3.1, позволяют оценить оба исследованных варианта усилителя. Из них видно, что при согласовании усилителя по мощности с источником сигнала коэффициент шума увеличится по сравнению с минимумом на 2 дБ. Это ухудшение в ряде случаев весьма заметно. Поэтому в большинстве случаев выгоднее согласовывать усилитель по шумам; усиление по мощности при этом падает на незначительную величину 1,9 дБ, в то время как улучшение шумовых свойств очень заметно. Большая входная активная проводимость источника сигнала при согласовании по шумам ведет также к уменьшению некоторых видов нелинейных искажений, особенно перекрестной модуляции, что при выборе схемы усилителя также надо учитывать.

С общих позиций, очень малые нелинейные искажения являются одним из самых главных достоинств МОП-тетрода, причем особенно для усилителей с регулируемым усилением. В этом отношении дискретные полевые транзисторы с одним затвором значительно хуже. Существенно лучше МОП-тетрод и с точки зрения устойчивости, поскольку даже в таких сложных случаях, как рассматриваемый узкополосный усилитель, он обеспечивает абсолютно устойчивый режим без какой-либо нейтрализации. В противоположность этому коэффициент шума $F_{min} \approx 3$ дБ на частоте 400 МГц не является наилучшим и, например, малошумящие биполярные транзисторы позволяют получить минимальный коэффициент шума по крайней мере на 1 дБ меньше.

3.13. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ПО СХЕМЕ С ЗАЗЕМЛЕННОЙ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ТОЧКОЙ

Схема ВЧ усилителя на рис. 3.43 объединяет в себе достоинства схемы с заземленным истоком и с заземленным затвором, поскольку она имеет относительно большое усиление по мощности и высокое входное сопротивление и одновременно мало критичную нейтрализацию проходной емкости, т. е. хорошую устойчивость. Кроме того, она позволяет одновременно получить согласование и по мощности, и по шумам. Поэтому ее часто используют в качестве входного усилителя **УКВ приемников** [69].

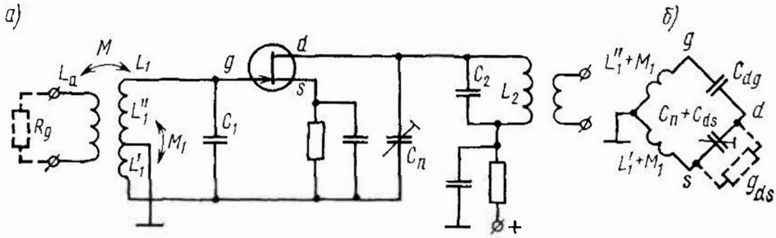


Рис. 3.43. Схемы усилителя с заземленной промежуточной точкой (*а*) и нейтрализующего моста усилителя (*б*).

Основные параметры рассматриваемой цепи можно определить с помощью эквивалентной схемы на рис. 3.44. ПТПЗ здесь представлен обычной высокочастотной эквивалентной схемой, шумовые свойства которой отображаются источником теплового шума канала i_d и источником наведенного шума затвора i_g. Корреляцией между этими источниками так же, как и другими, менее значительными шумовыми составляющими, пренебрегаем. Это существенно упрощает расчет, а возникающую в результате этого ошибку (10—20%) для обычных случаев можно считать допустимой.

На входе транзистора включен резонансный контур L_1, C_1 с резонансным сопротивлением $R_{i0}=Y_{i0}^{-1}$. Параллельно ему соединена трансформированная из первичной обмотки внутренняя полная проводимость Y_s источника сигнала. Нагрузкой транзистора является резонансный контур L_2, C_2 с резонансным сопротивлением $R_{00}=Y_{00}^{-1}$, к которому с помощью обмотки связи подключен следующий усилительный каскад. Паразитная емкость C_{dg} между стоком и затвором нейтрализована емкостью (C_n+C_{ds}), образующей с обеими частями L'_1 и L''_1 индуктивности L_1 мост, изображенный на рис. 3.43,б. Если мост сбалансирован, то выходной сигнал почти не проходит с клемм «сток d — земля» на вход, т. е. на клеммы «затвор g — исток s».

Через индуктивность L_1 протекают два тока. Индуктивный ток i_L при резонансе компенсирован емкостным током i_C, и, следовательно, его далее можно не учитывать. Первичный ток i_p автотрансформатора является некоторой частью его вторичного тока i_2, так что его можно выразить в форме $i_p=xi_2$, где коэффициент деления $x=u'_{L1}/u_1\approx(L'_1+M_1)/L_1$.

Если для простоты включим проводимость Y_{i0} во входную проводимость g_{gs} транзистора и подобным образом нейтрализующую реактивную проводимость ωC_n в выходную реактивную проводимость ωC_{ds} транзистора, то для узлов g и d окажутся справедливыми соотношения

$$i_1=i_p+i_{gs}+i_{gd};\quad i_2=i_{ds}+g_m u_1-i_{gd}. \tag{3.127}$$

Токи можно выразить в виде произведений полных проводимостей на соответствующие напряжения, так что после несложных преобразований предыдущие выражения можно записать в следующей форме

$$\begin{aligned} i_1&=u_1[y_{gs}+x^2y_{ds}+xg_m+y_{dg}(1-x)^2]+\\ &+u_2[xy_{ds}-y_{dg}(1-x)]=u_1y_{11}+u_2y_{12};\\ i_2&=u_1[g_m+xy_{ds}-y_{dg}(1-x)]+\\ &+u_2[y_{ds}+y_{dg}]=u_1y_{21}+u_2y_{22}. \end{aligned} \tag{3.128}$$

Члены в квадратных скобках, очевидно, имеют значения параметров полной проводимости эквивалентного четырехполюсника со входом *1—1'* и выходом *2—2'*. Если этот четырехполюсник полностью нейтрализован, т. е. его обратная связь равна нулю, то $y_{12}=0$. Условием компенсации обратной связи, следовательно, является соотношение $xy_{ds}-(1-x)y_{dg}=0$. В этом случае параметры полных проводимостей четырехполюсника с компенсированной обратной связью равны

$$y_{11n}=y_{gs}+xg_m+xy_{ds};\ y_{12n}=0;$$
$$y_{21n}=g_m;\ y_{22n}=y_{ds}+y_{dg}. \qquad (3.128а)$$

Поскольку параметр y_{ds} является комплексным, то для полной нейтрализации и параметр y_{dg} тоже должен быть комплексным, т. е. он должен состоять из внутренней емкости C_{dg} и внешней нейтрализующей проводимости g_{dg}. Однако на практике для обеспечения устойчивого режима усилителя достаточно и неполной нейтрализации, реализованной с помощью только емкости C_{dg}. Соответствующие параметры полных проводимостей равны

$$y_{11n}=g_{gs}+x(g_m+xg_{ds})+\mathrm{j}(xb_{ds}+b_{gs});\ y_{12n}=xg_{ds};$$
$$y_{21n}=g_m+xg_{ds};\ y_{22n}=g_{ds}+\mathrm{j}(b_{ds}+b_{dg}). \qquad (3.128б)$$

Условие неполной нейтрализации имеет вид

$$xb_{ds}-(1-x)b_{dg}=0$$

или

$$x(C_{ds}+C_n)-(1-x)C_{dg}=0. \qquad (3.129)$$

Для приведенных на рис. 3.44 шумовых источников справедливы выражения (3.2), (3.5а), (3.5б) и (3.67). Коэффициент шума мы определяем как отношение средних квадратов суммарного шумового тока, протекающего через закороченный выход усилителя при воздействии всех трех источников шума, изображенных на рис. 3.44, к шумовому току, обусловленному только источником $i_{\smile s}$ теплового шума генератора, т. е.

$$F=(\overline{i^2_{\smile s0}}+\overline{i^2_{g0}}+\overline{i^2_{d0}})/\overline{i^2_{\smile s0}}, \qquad (3.130)$$

где индекс „0" означает, что речь идет о шумовых токах на закороченном выходе. Ток $i_{\smile s0}$ легко найти, умножив составляющую входного тока $i_{\smile s}\,y_{11}/(y_{11}+Y_s)$, поступающую на входные клеммы $1-1'$ эквивалентного четырехполюсника, на коэффициент усиления по току этого четырехполюсника y_{21}/y_{11}. Тогда

$$\overline{i^2_{\sim s0}} = \overline{i^2_{\sim s}} \left| \frac{y_{11} y_{21}}{(y_{11} + Y_s)\, y_{11}} \right|^2 =$$

$$= 4kT\Delta f G_s \frac{|g_m + x y_{ds} - (1-x)\, y_{dg}|^2}{|y_{gs} + x^2 y_{ds} + x g_m + (1-x)^2 y_{dg} + Y_s|^2}. \quad (3.131)$$

Подобным образом можно рассчитать выходной шумовой ток i_{g0}. Ведь по существу источник i_g подсоединен

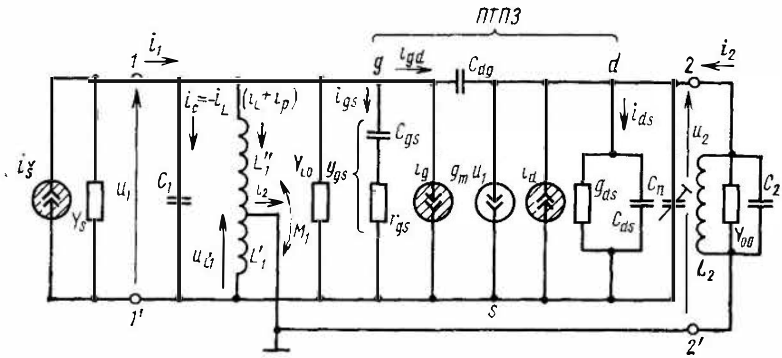


Рис. 3.44. Эквивалентная схема усилителя, приведенного на рис. 3.43.

параллельно к источнику $i_{\sim s}$, так что по аналогии с предыдущим выражением

$$\overline{i^2_{g0}} = 4kT_{ng}\Delta f g_{gs} \frac{|g_m + x y_{ds} - (1-x)\, y_{dg}|^2}{|y_{gs} + x^2 y_{ds} + x g_m + (1-x)^2 y_{dg} + Y_s|^2}. \quad (3.132)$$

Оставшийся выходной шумовой ток i_{d0} определим из основных контурных уравнений эквивалентной схемы на рис. 3.44. Если предположить, что в ней действует только источник i_d, то для узлов g и d справедливы выражения

$$i_1 + i_{gs} + i_{dg} + x i_{d0} = u_1 [Y_s + y_{gs} + (1-x)\, y_{dg}] + x i_{d0} = 0; \quad (3.133)$$

$$-i_{dg} + i_{ds} + g_m u_1 + i_d - i_{d0} =$$
$$= u_1 [g_m + x y_{ds} - (1-x)\, y_{dg}] + i_d - i_{d0} = 0. \quad (3.134)$$

Исключив из этих уравнений напряжение u_1 и выполнив несложные преобразования, получим

$$\overline{i^2_{d0}} = 4kT\Delta f R_n g^2_m \frac{|y_{gs} + (1-x) y_{dg} + Y_s|^2}{|y_{gs} + x^2 y_{ds} + x g_m + (1-x)^2 y_{dg} + Y_s|^2}. \tag{3.135}$$

Подставляя соответствующие выражения в (3.130), определяем коэффициент шума при весьма общих соотношениях на входе и выходе

$$F = 1 + \frac{T_{ng} g_{gs}}{TG_s} + \frac{|y_{gs} + (1-x) y_{dg} + Y_s|^2}{|g_m + x y_{ds} - (1-x) y_{dg}|^2} \frac{R_n g^2_m}{G_s}. \tag{3.136}$$

Если полную проводимость выразить через ее вещественные и мнимые составляющие, то

$$F = 1 + \frac{T_{ng} g_{gs}}{TG_s} +$$

$$+ \frac{(g_{gs} + G_s)^2 + [b_{gs} + (1-x) b_{dg} + B_s]^2}{(g_m + x g_{ds})^2 + [x b_{ds} - (1-x) b_{dg}]^2} \frac{R_n g^2_m}{G_s}. \tag{3.137}$$

Выбирая соответствующим образом реактивную проводимость B_s источника сигнала, можно настроить входной контур усилителя на частоту сигнала, т. е. аннулировать член в квадратных скобках в числителе второй дроби выражения (3.137). Введение нейтрализации в соответствии с условием (3.129) позволяет аннулировать также член в квадратных скобках ее знаменателя. Тогда коэффициент шума такого усилителя

$$F = 1 + \frac{T_{ng} g_{gs}}{TG_s} + \frac{(g_{gs} + G_s)^2}{(g_m + x g_{ds})^2} \frac{R_n g^2_m}{G_s}. \tag{3.138}$$

Если пренебречь выходной активной проводимостью g_{ds} по сравнению с g_m, то

$$F \simeq 1 + \frac{T_{ng} g_{gs}}{TG_s} + \frac{(g_{gs} + G_s)^2}{G_s} R_n. \tag{3.139}$$

Это выражение для коэффициента шума справедливо при активной проводимости G_s источника. Приравнивая нулю первую производную функции $F = f(G_s)$, можно определить оптимальную активную проводимость источника, необходимую для согласования по шумам,

$$G_{s0} \approx g_{gs} \sqrt{\frac{T_{ng}}{T g_{gs} R_n} + 1}, \tag{3.140}$$

и минимальный коэффициент **шума**

$$F_{\min} \approx 1 - \frac{T_{ng}}{T} + \left[\sqrt{\frac{T_{ng}}{T} + R_n g_{gs}} + \sqrt{R_n g_{gs}}\right]^2. \quad (3.141)$$

Учитывая, что в выражении (3.139) с полным основанием пренебрегли активной проводимостью g_{gs} по сравнению с крутизной g_m, можно полагать, что оптимальная активная проводимость $G_{\smile s0}$ и коэффициент шума $F_{\min}$ почти не зависят от положения отвода на катушке, т. е. от передаточного коэффициента x. Следовательно, они одинаковы и для двух крайних случаев, т. е. для схемы с общим истоком, когда $x=0$, и для схемы с общим затвором, когда $x=1$. Величины $G_{\smile s0}$ и $F_{\min}$ также не зависят от проводимости нагрузки Y_{00}, так что выражения (3.140) и (3.141), выведенные для случая закороченного выхода усилителя, справедливы и для любой другой полной проводимости Y_{00}.

В противоположность этому усиление по мощности рассматриваемой схемы зависит от положения отвода и достигает максимального значения тогда, когда активная проводимость $G_{\smile s0}$, определяемая выражением (3.140), равна входной активной проводимости G_i усилителя. Если бы в усилителе была применена совершенная нейтрализация, то активная проводимость G_i равнялась бы параметру y_{11n}, определяемому уравнением (3.128а). Однако в рассматриваемом случае полной нейтрализации не достигается, и поэтому входную полную проводимость надо находить из общего выражения $Y_i = y_{11} - (y_{12}y_{21})/(Y_{00} + y_{22})$, в которое подставляются параметры из (3.128б). Входную реактивную проводимость B_i можно аннулировать, подстраивая входной контур. После преобразований входная активная проводимость определяется выражением

$$G_i = g_{gs} + \frac{g_m + x g_{ds}}{g_{ds} + G_{00}} x G_{00} \approx g_{gs} + \frac{x g_m G_{00}}{g_{ds} + G_{00}}. \quad (3.142)$$

Теперь из условия $G_i = G_{\smile s0}$ можно определить оптимальный передаточный коэффициент, необходимый для обеспечения согласования по мощности на входе,

$$x_{\text{opt}} \approx \frac{g_{gs}(g_{ds} + G_{00})}{g_m G_{00}} \left(\sqrt{\frac{T_{ng}}{T g_{gs} R_n} + 1} - 1\right). \quad (3.143)$$

Максимально достижимое усиление по мощности, соответствующее оптимальному коэффициенту x_{opt}, т. е. согласованию полных проводимостей на входе, а также на выходе, равно

$$A_{max} \approx \frac{1}{g_{gs}g_{ds}}\left(\frac{g_m + xg_{ds}}{1 + x\sqrt{(g_m + xg_{ds})/g_{gs}}}\right)^2 \approx$$

$$\approx \frac{g^2_m}{g_{gs}g_{ds}} \frac{1}{(1 + x\sqrt{g_m/g_{gs}})^2}. \qquad (3.144)$$

При выводе предыдущих выражений предполагалось, что активная проводимость источника сигнала, включенная параллельно резонансному контуру L_1C_1, имеет определенное значение $\underset{s0}{G_{\smile}}$, необходимое для согласования по шумам. При данной внутренней активной проводимости G_g генератора этого значения можно достичь, надлежащим образом выбирая коэффициент связи между индуктивностями L_a и L_1.

Для иллюстрации полученных соотношений рассчитаем наиболее важные элементы усилителя сигнала частотой $f=100$ МГц (рис. 3.43). Сигнал на усилитель подается с генератора с сопротивлением $R_g=70$ Ом. В усилителе используется ПТПЗ, который на данной частоте имеет следующие параметры: $g_{gs}=0{,}1$ мСм; $g_m \approx \approx |y_{21}|=7{,}0$ мСм; $g_{dg}=0$; $g_{ds}=0{,}05$ мСм; $C_{dg}=0{,}8$ пФ; $C_{ds}=0{,}06$ пФ; резонансное сопротивление нагрузки $G_{00}^{-1} = 5$ кОм.

Из выражения (3.140) для $R_n=2/3g_m$ и для $T_{ng}/T_0=4/3$ найдем сначала оптимальную активную проводимость $\underset{s0}{G_{\smile}}$ источника, необходимую для согласования по шумам,

$$\underset{s0}{G_{\smile}} = 4{,}07\cdot 10^{-4}\ \text{См};\ \underset{s0}{R_{\smile}} = \underset{s0}{G_{\smile}^{-1}} = 2{,}46\ \text{кОм}.$$

Согласно (3.141) минимальный коэффициент шума $F_{min}=1{,}25$, т. е. 1 дБ

Согласно (3.143) оптимальное положение отвода на входной катушке $x_{opt}=0{,}19$. Величина x_{opt} связана с индуктивностями L'_1 и L_1, или же соответствующими числами витков n'_1 и n_1, соотношением

$$x_{opt} \approx (L'_1 + M_1)/L_1 \approx \sqrt{n_1/n}.$$

Взаимная индуктивность M между катушками L_a и L_1, необходимая для трансформации активной проводимости генератора $G_g=70^{-1}$ См в активную проводимость $\underset{s0}{G_{\smile}}=4{,}07\cdot 10^{-4}$ См, определяется выражением

$$M \approx L_1\sqrt{G_g/\underset{s0}{G_{\smile}}}.$$

Согласно (3.144) максимально достижимое усиление по мощности $A_{max}=1{,}42\cdot 10^3$, т. е. 31,5 дБ

Согласно (3.129) нейтрализующая емкость $C_n \approx 3{,}32$ пФ.

4. ШУМ МОНОЛИТНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

4.1 ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМОВАЯ СХЕМА ИНТЕГРАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА

Основным активным элементом интегральных схем является биполярный транзистор, обозначаемый далее как ИС-транзистор Поэтому рассмотрим его эквивалентную малосигнальную схему и эквивалентную шумовую схему [74, 78]. При этом ограничимся только наиболее часто используемой группой монолитных интегральных схем с элементами, изолированными друг от друга p—n-переходами. Таким образом, мы оставим в стороне не только монолитные интегральные схемы с диэлектрической изоляцией элементов, но и гибридные толсто- и тонкопленочные схемы.

В отличие от дискретного транзистора, который имеет два p—n-перехода: эмиттерный и коллекторный, ИС-транзистор состоит из трех переходов (рис 4 1,*а*) и поэтому иногда называется трехпереходным (n—p—n—p) транзистором. Третий p—n-переход на границе области коллектора и подложки при работе транзистора в ли-

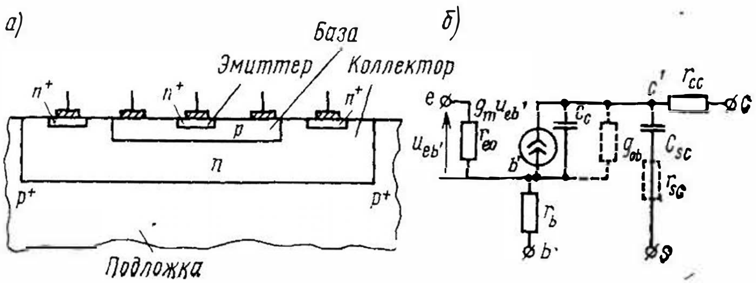


Рис 4 1 Упрощенное изображение монолитного эпитаксиально-планарного транзистора (*а*) и его малосигнальная эквивалентная схема (*б*)

нейном режиме смещен в обратном направлении, в результате чего он эффективно отделяет ИС-транзистор от соседних деталей. Кроме этого, он заметно влияет и на результирующие свойства ИС-транзистора, внося в эквивалентную схему — прямо или косвенно — определенные пассивные и активные паразитные элементы. Важнейшим из них является емкость подложка — коллектор C_{sc}=2—4 пФ. Другим важным паразитным элементом является последовательное сопротивление r_{cc} между контактом коллектора и самим коллектором. Это сопротивление у ИС-транзистора существенно больше (в пределах 40—80 Ом), чем у дискретного, так как упомя-

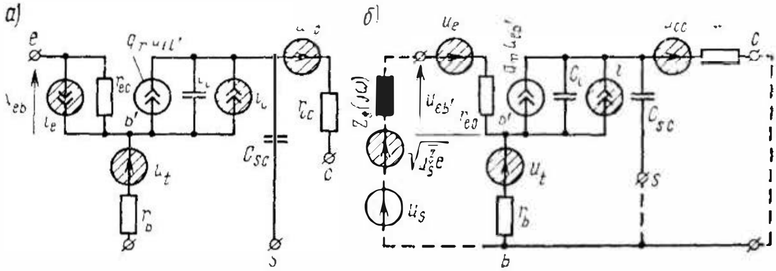


Рис 4 2 Исходная (*а*) и видоизмененная (*б*) эквивалентные шумовые схемы монолитного транзистора.

нутый контакт при планарной технологии должен быть изготовлен только на поверхности коллекторной области. Введя эти паразитные элементы в обычную линеаризированную эквивалентную схему дискретного транзистора, получим эквивалентную схему ИС-транзистора (рис. 4.1,*б*). Последовательное сопротивление r_{sc} подложки мало и поэтому в дальнейших рассуждениях им можно пренебречь.

Чтобы перейти к эквивалентной шумовой схеме, добавим к схеме на рис. 4 1,*б* три основных источника шума дискретного транзистора: i_e дробового шума эмиттерного перехода, i_c дробового шума коллекторного перехода и теплового шума сопротивления r_b, а также дополнительный источник u_{cc} теплового шума паразитного сопротивления r_{cc} коллектора. В результате получим схему, приведенную на рис. 4.2,*а*, шумовые источники i_e и i_c которой определяются выражениями табл. 2.1, а источники u_t и u_{cc} — известной формулой Найквиста (2.23) и

$$\overline{u^2_{cc}} = 4kT\Delta f r_{cc}. \qquad (4.1)$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением низких частот $f \ll f_\alpha$ и перейдем к эквивалентной схеме на рис. 4.2,б, где источник шумового тока i_e преобразован в источник напряжения $u_e = i_e r_e$. Для того, чтобы схемы на рис. 4.2,*а* и *б* были эквивалентны при произвольных внешних проводимостях (например, при разомкнутых клеммах $e-b$), надо выходной источник тока i_c заменить источником $i = i_c - \alpha i_e$. Если при расчете использовать известные соотношения

$$r_{e0} \approx kT/(qI_E); \tag{4.2}$$

$$|\alpha| \approx \alpha_0/\sqrt{1+(f/f_\alpha)^2};\quad \beta_0 = \alpha_0/(1-\alpha_0), \tag{4.3}$$

то после небольших преобразований можно получить

$$\overline{u_e^2} = 2kTr_{e0}\Delta f;$$

$$\overline{i^2} = \frac{2kT\Delta f}{\beta_0 r_{e0}} \frac{1+\beta_0 (f/f_\alpha)^2}{1+(f/f_\alpha)^2}. \tag{4.4}$$

Источники u_e и i взаимно коррелированы, но корреляция слабая и поэтому ею можно пренебречь.

4.2 КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ИНТЕГРАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА

Из эквивалентной шумовой схемы на рис. 4.2,б можно вывести коэффициент шума ИС-транзистора при включении его по любой из трех основных схем. Эту величину можно определить как отношение среднего квадрата шумового напряжения на выходе реального (шумящего) транзистора к среднему квадрату шумового напряжения идеализированного (нешумящего) транзистора, причем в обоих случаях предполагается, что на входе транзистора включено одно и то же комплексное сопротивление $Z_s(j\omega) = R_s + jX_s$ источника. Нагрузочное сопротивление не влияет на это отношение и, следовательно, может быть абсолютно произвольным, например, бесконечно большим (холостой ход).

Для наиболее часто используемой схемы с ОЭ из эквивалентной схемы на рис. 4.2,б получаем следующее выражение для среднего квадрата выходного шумового напряжения реального транзистора **при холостом ходе** [74]:

$$\overline{u^2_E} = \overline{u^2_{cc}} +$$

$$+ \frac{|j\omega C_c r_{e0} - |\alpha||^2 (\overline{u^2_s} + \overline{u^2_t}) + |j\omega C_c [Z_s(j\omega) + r_b]| + }{\omega^2 | j\omega C_c C_{sc} r_{e0} [Z_s(j\omega) + r_b] + } \to$$

$$\to \frac{+ |\alpha|^2 \overline{u^2_e} + |Z_s(j\omega) + r_b + r_{e0}|^2 \overline{i^2_c}}{+ [C_c + (1 - |\alpha|) C_{sc}] [Z_s(j\omega) + r_b] + (C_c + C_{sc}) r_{e0}|^2} =$$

$$= \overline{u^2_{cc}} + \frac{M}{N}. \tag{4.5}$$

Средний квадрат выходного шумового напряжения идеализированного транзистора, в котором единственным первичным источником шума является внутреннее сопротивление R_s источника сигнала,

$$\overline{u^2_{E0}} = | j\omega C_c r_{e0} - |\alpha||^2 \overline{u^2_s} N^{-1} = | j\omega C_c r_{e0} - |\alpha||^2 4kT\Delta f R_s N^{-1} \tag{4.6}$$

и, следовательно, коэффициент шума ИС-транзистора в схеме с ОЭ

$$F_E = \overline{u^2_E} / \overline{u^2_{E0}}. \tag{4.7}$$

Отдельные члены соотношений (4.5) и (4.6) отличаются друг от друга на порядок. В частности, на частотах ниже f_α справедливы неравенства

$$\omega C_c r_{e0} \ll |\alpha|; \quad \omega C_c r_b \ll |\alpha|;$$

$$(1 - |\alpha|) C_{sc} \ll C_c; \quad \omega (C_c + C_{sc}) r_{cc} \ll 1; \quad \omega C_{sc} r_{e0} \ll 1. \tag{4.8}$$

Это позволяет значительно упростить результирующую формулу, получающуюся в результате подстановки (4.5) и (4.6) в (4.7):

$$F_E = 1 + \frac{r_{e0}}{2R_s} \left| 1 + \frac{j\omega C_c Z_s(j\omega)}{|\alpha|} \right|^2 + \frac{r_b}{R_s} +$$

$$+ \frac{|Z_s(j\omega) + r_b + r_{e0}|^2}{2\beta_0 r_{e0} R_s} \left(1 + \frac{\beta_0 \omega^2}{\omega^2_\alpha} \right) +$$

$$+ \frac{r_{cc}}{R_s} \omega^2 C^2_c |Z_s(j\omega)|^2 \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha} \right)^2 \right]. \tag{4.9}$$

Для оставшихся двух схем — схемы с ОБ и схемы с ОК можно подобным образом вывести

$$F_B = 1 + \frac{r_{e0}}{2R_s} + \frac{r_b}{R_s}\left|1 - \frac{j\omega C_c Z_s(j\omega)}{|\alpha|}\right|^2 + \frac{|Z_s(j\omega) + r_b + r_{e0}|^2}{2\beta_0 r_{e0} R_s}\left(1 + \frac{\beta_0 \omega^2}{\omega_\alpha^2}\right) + \frac{r_{cc}}{R_s}\omega^2 (C_c + C_{sc})^2 |Z_s(j\omega)|^2 \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2\right]; \quad (4.10)$$

$$F_C = 1 + \frac{r_{e0}}{2R_s}|1 + j\omega C_c Z_s(j\omega)|^2 + \frac{r_b}{R_s} + \frac{|Z_s(j\omega) + r_b|^2}{2\beta_0 r_{e0} R_s}\,\frac{1 + \beta_0(\omega/\omega_\alpha)^2}{1 + (\omega/\omega_\alpha)^2} + \frac{r_{cc}}{R_s}\omega^2 C_c^2 |Z_s(j\omega)|^2 \quad (4.11)$$

Из выражений (4.9)—(4.11) можно сделать некоторые общие выводы о влиянии паразитных элементов r_{cc} и C_{sc} транзистора в интегральном исполнении на его коэффициент шума. Сопротивление r_{cc} увеличивает коэффициент шума всех трех основных схем, причем тем существеннее, чем больше модуль внутреннего комплексного сопротивления источника сигнала. Следовательно, если рассматриваемому каскаду предшествует, например, усилитель по схеме с ОБ, т. е. с относительно большим выходным сопротивлением, влияние сопротивления r_{cc} будет весьма ощутимо, в то время как при подсоединении к усилителю по схеме с ОК воздействием сопротивления r_{cc} можно пренебречь. Емкость C_{sc} на шумовые свойства схем с ОЭ и ОК вообще не влияет, а для схемы с ОБ проявляется опять только при большом сопротивлении источника сигнала.

Если сравнивать один за другим члены выражений (4.9)—(4.11), то можно высказать еще некоторые общие соображения. Так, например, при одинаковом сопротивлении источника сигнала

$$F_C < F_E. \quad (4.12)$$

Если, кроме этого, реактивное сопротивление источника положительно и справедливо неравенство $r_b \geqslant r_{e0}/2$, то

$$F_C < F_E < F_B \quad (4.13)$$

Таким образом, при равных сопротивлениях источника схема с ОК ИС-транзистора имеет наименьший коэффициент шума (но и наименьшее усиление). При положительном реактивном сопротивлении источника за ней следует схема с ОЭ, и самой плохой, с точки зрения шумовых свойств, является схема с ОБ

Коэффициент шума трех основных схем, выраженный формулами (4 9)—(4.11), является функцией внутреннего полного сопротивления источника сигнала Если действительная и мнимая составляющие этого сопротивления имеют оптимальные значения, т. е. устройство согласовано по шумам, то коэффициент шума достигает минимума.

Это минимальное значение $F_{\min}$ и оптимальная комплексная проводимость источника $\underset{s0}{Z_\smile} = \underset{s0}{R_\smile} + j\underset{s0}{X_\smile}$ для всех трех схем определены общими выражениями, являющимися сложными функциями элементов эквивалентной схемы ИС-транзистора и частоты [74]. Анализ этих выражений показывает, что для минимальных значений коэффициентов шума ИС-транзистора в трех основных схемах справедливы соотношения

$$F_{\min C} < F_{\min E}, \qquad (4.14)$$

а при выполнении условия

$$r_b > 0{,}5 r_{e0}, \qquad (4.15)$$

которое является достаточным, но не является необходимым,

$$F_{\min E} < F_{\min B}. \qquad (4.16)$$

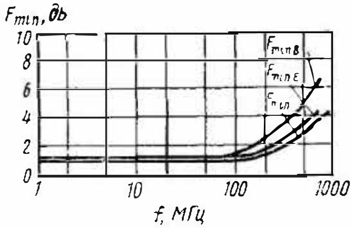


Рис 4 3 Частотные зависимости минимального коэффициента шума $F_{\min}$ трех основных схем включения транзистора в интегральной цепи при $r_{e0}=25$ Ом, $r_b=40$ Ом, $r_{cc}=60$ Ом, $C_c=1$ пФ, $C_{sc}=3$ пФ, $\beta_0=50$, $f_\alpha=1{,}5$ ГГц.

Таким образом, ИС-транзистор имеет наименьший коэффициент шума при включении по схеме с ОК, несколько больший — по схеме с ОЭ и самый большой — по схеме с ОБ (рис. 4.3 [74]).

4.3 КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА КАСКАДА НА ДВУХ ТРАНЗИСТОРАХ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ СХЕМЕ

Результирующий коэффициент шума многокаскадного усилителя на ИС-транзисторах при обычных рабочих режимах в основном определяют первые два каскада. Поскольку каждый из них можно включить по любой из трех основных схем, то возникает девять возможных вариантов двухкаскадной схемы. Их свойства лучше всего пояснить с помощью подробного количественного анализа.

Для определения коэффициента шума F двухкаскадной схемы можно использовать формулу Фрииса

$$F = F_1 + (F_2 - 1)/A_{1a}, \tag{4.17}$$

где F_1 — коэффициент шума первого каскада, на который подается сигнал от источника с внутренним комплексным сопротивлением Z_s; F_2 — коэффициент шума второго каскада, на который подается сигнал от источника с внутренним комплексным сопротивлением Z_{01}, равным выходному комплексному сопротивлению первого каскада; $A_{1,a}$ — достижимое усиление по мощности первого каскада.

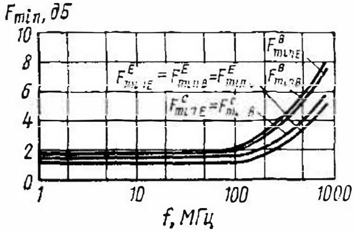


Рис. 4.4. Частотные зависимости минимального коэффициента шума F_{min} цепей на двух транзисторах в интегральной схеме.

Если ограничиться областью низких частот, где коэффициент усиления $|\alpha| \approx 1$, и, кроме того, учесть, что для элементов эквивалентной схемы ИС-транзистора почти всегда справедливы соотношения (4.8), то с помощью выражения (4.17) легко обнаружить, что все три схемы, в которых первый каскад включен по схеме с ОЭ, имеют одинаковый результирующий коэффициент шума

$$F^E_E = F^E_B = F^E_C. \tag{4.18}$$

Также одинаковый коэффициент шума имеют схемы ОК—ОЭ и ОК—ОБ, т. е.

$$F^C{}_E = F^C{}_B. \tag{4.19}$$

Коэффициент шума F^{C}_{C} схемы ОК—ОК от предыдущего значения отличается; однако эта схема в малошумящих усилителях не находит применения.

Одинаковый коэффициент шума имеют схемы ОБ—ОЭ и ОБ—ОК, т. е.

$$F^{B}_{E} = F^{B}_{C}. \tag{4.20}$$

Аналитические выражения для коэффициента шума двухкаскадных схем при произвольном сопротивлении

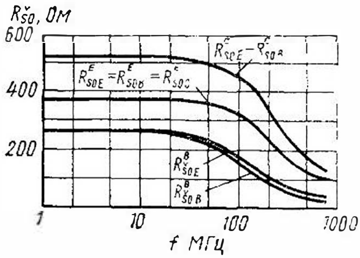


Рис. 4.5. Частотная зависимость оптимального внутреннего сопротивления $R_{\breve{s}0}$ источника, необходимого для обеспечения согласования по шумам на входе соединения из двух транзисторов в интегральной схеме.

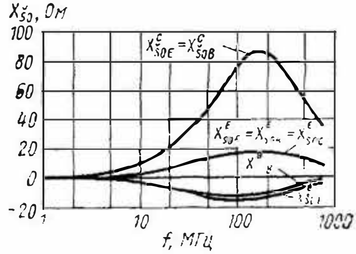


Рис. 4.6. Частотные зависимости оптимальной внутренней реактивности $X_{\breve{s}0}$ источника необходимой для обеспечения согласования по шумам на входе соединения из двух транзисторов в интегральной схеме.

Z_s источника сигнала весьма сложны. Для всех рассматриваемых схем их можно записать в обобщенном виде

$$F = \alpha_0 + \frac{\alpha_1}{R_s} - \alpha_2 \frac{X_s}{R_s} + \alpha_3 \frac{R^2{}_s + X^2{}_s}{R_s}, \tag{4.21}$$

где α_0, α_1, α_2 и α_3 — некоторые коэффициенты, зависящие от параметров схемы [74].

Оптимальное внутреннее комплексное сопротивление $Z_{\breve{s}0} = R_{\breve{s}0} + jX_{\breve{s}0}$, соответствующее согласованию по шумам, и соответствующий минимальный коэффициент шума в общем виде выражается формулами, приведенными в [74] (рис. 4.4—4.6).

На основе дальнейшего подробного анализа можно вывести некоторые общие соотношения, устанавливающие связь между коэффициентами шума для отдельных схем Так, например, при выполнении условия $C_{sc}<C_c$ имеем

$$F^C_{\min E},\ F^C_{\min B} < F^B_{\min B}. \tag{4 22}$$

На частотах $\omega<\omega_\alpha^T/2$ справедливы выражения

$$F^E_{\min E},\ F^E_{\min B},\ F^E_{\min C} < F^C_{\min E};$$

$$F^C_{\min B} < F^B_{\min E} = F^B_{\min C} \tag{4 23}$$

Из предыдущего вытекает, что ИС транзистор, который является составной частью монолитной схемы, можно заменить эквивалентной цепью, отличающейся от эквивалентной схемы дискретного транзистора непренебрежимым последовательным сопротивлением вывода коллектора и емкостью коллектора относительно подложки Эти два паразитных элемента, особенно сопротивление коллектора, несколько улучшают устойчивость транзистора, но уменьшают его усиление Последовательное сопротивление коллектора также ухудшает шумовые свойства этого транзистора по сравнению с эквивалентным дискретным транзистором, поскольку оно является источником дополнительного теплового шума

Если у однокаскадного усилителя на ИС-транзисторе необходимо получить наименьший коэффициент шума, то рекомендуется использовать схему с ОК, которая с точки зрения шума самая хорошая За ней следует схема с ОЭ, и самой худшей является схема с ОБ

Из девяти возможных вариантов двухкаскадного усилителя на ИС-транзисторах минимальный коэффициент шума имеют те схемы, в которых первый транзистор включен по схеме с ОЭ, если усилитель должен быть максимально устойчив, то второй транзистор должен быть включен по схеме с ОБ, но если требуется получить наибольшее усиление по мощности, выгоднее второй каскад выполнить по схеме с ОЭ С точки зрения шумовых свойств, несколько хуже двухкаскадные схемы, в которых первый транзистор включен по схеме с ОК, и еще хуже шумовые характеристики у схемы, в которой первый транзистор включен по схеме с ОБ

В некоторых типах двухкаскадных схем на ИС-транзисторах между первым и вторым каскадом можно включить элемент связи, позволяющий обеспечить у второго транзистора режим оптимального согласования по шумам. Результирующий коэффициент шума схемы вследствие этого уменьшится только на несколько десятых долей децибела, что является слишком малой величиной для оправдания применения элемента связи.

4.4. ШУМ ИНТЕГРАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА В НИЗКОЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ

В низкочастотной области у ИС-транзистора, как и у дискретного, проявляется шум $1/f$. Его влияние на результирующие шумовые свойства очень велико, и поэтому по сравнению с ним можно пренебречь всеми менее интенсивными источниками шума, в том числе и тепловым шумом последовательного сопротивления r_{cc} коллектора. Естественно, что эквивалентная шумовая схема интегрального транзистора в этом случае такая же, как и у дискретного транзистора, которая подробно разобрана в § 2.3, без всяких изменений справедливы для интегрального транзистора и все количественные соотношения.

Эквивалентная шумовая схема дифференциального усилителя. Рассматриваемая эквивалентная схема является исходной для расчета низкочастотных схем, которые используются в технике монолитных интегральных цепей. Для иллюстрации этой процедуры рассчитаем эквивалентную шумовую схему дифференциального усилителя, приведенного на рис. 4.7,*а*, которая принадлежит к числу наиболее часто встречающихся схем [75]. При выводе будем исходить из рис. 4.7,*б*, где оба усилительных транзистора T_1, T_2, как и транзистор T_3, являющийся источником постоянного тока, представлены эквивалентной схемой, приведенной на рис. 2.4,*в*.

Согласно этой схеме шум транзистора T_1 отображен эквивалентным входным источником шумового тока

$$\overline{i^2_{t1}} = 4kT\Delta f g_n, \tag{4.24}$$

где g_n определена формулами (2.26).

Этот источник включен между базой и эмиттером транзистора T_1, но, поскольку ток базы много меньше тока коллектора, его можно включить между базой и точкой *1*, которая для сигнала заземлена. Вторым источником шума транзистора T_1 является генератор эквивалентного шумового напряжения $u_п$. Этот шум представляет собой сумму трех некоррелированных составляющих: теплового шума сопротивлений r_b и R_E и шума, который возникнет при пересчете выходного источника дробового шума i_c на вход. При этом преобразовании необходимо помнить, что в эмиттерную цепь

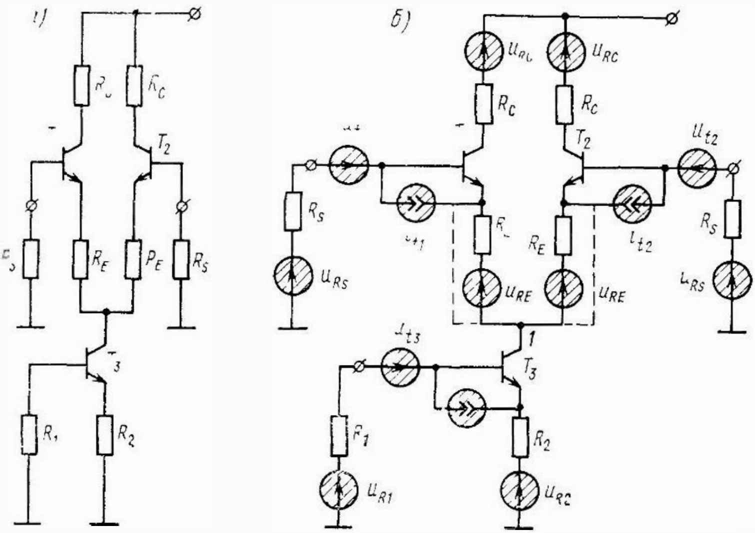


Рис. 4.7. Функциональная (*а*) и эквивалентная шумовая (*б*) схемы дифференциального усилителя с источником постоянного тока в общей эмиттерной цепи усилительных транзисторов

транзистора T_1 включено незашунтированное емкостью сопротивление R_E, за которым следует параллельно соединенный источник тока T_3 и входное сопротивление транзистора T_2 со стороны эмиттера, равное

$$[R_E + r_{e0} + (R_s + r_b)\beta_0^{-1}]. \tag{4.25}$$

Поскольку источник тока T_3 имеет большое внутреннее сопротивление, то в первом приближении им можно пренебречь. Тогда транзистор T_1 можно представить схемой на рис. 4.8, которая из-за упомянутого сопротивления эмиттера имеет увеличенное входное сопротивление и уменьшенную крутизну. Входное шумовое напряжение u_{ci}, которое эквивалентно выходному шумовому току i_c, определяется из условия

$$\overline{u^2_{ci}}\left(\frac{R_i}{R_s+r_b+R_i}\right)^2 g'^2_m=\overline{i^2_c}, \qquad (4.26)$$

которое после подстановки значений R_i, g'_m и i_c из рис. 4 8 дает значение

$$\overline{u^2_{ci}}=4qI_c\Delta f\left(R_E+r_{e0}+\frac{r_b+R_s}{\beta_0}\right)^2. \qquad (4\ 27)$$

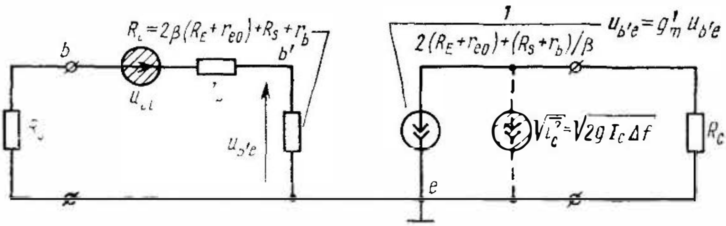


Рис 4 8 Эквивалентная схема транзистора T_1 дифференциального усилителя, приведенного на рис 4 7

Тепловые шумы сопротивлений R_E и r_b

$$\overline{u^2_{RE}}=4kT\Delta fR_E;\quad \overline{u^2_{rb}}=4kT\Delta fr_b. \qquad (4.28)$$

Общий эквивалентный входной шум равен сумме трех предыдущих взаимно некоррелированных составляющих, т. е.

$$\overline{u^2_{t1}}=4kT\Delta f\left[\frac{1}{r_{e0}}\left(R_E+r_{e0}+\frac{r_b+R_s}{\beta_0}\right)^2+R_E+r_b\right]. \qquad (4.29)$$

Подобным образом выводятся выражения для эквивалентных входных шумовых источников i_{t2} и u_{t2} транзистора T_2. Транзисторы T_1 и T_2, как правило, одинаковы и поэтому их шумовые источники тоже сходны, т. е. $i_{t1}=i_{t2}$ и $u_{t1}=u_{t2}$. Тогда оба источника шумового напряжения можно объединить, в результате чего получим схему на рис 4 9,*а*.

Так как сопротивления R_s в базах усилительных транзисторов одинаковы для обеспечения малого температурного дрейфа и т. д., можно еще упростить эквивалентную шумовую схему, как показано на рис. 4.9,*б*. Для получения представления о величинах напряжений и токов эквивалентных шумовых источников u_t и i_t типичного операционного усилителя с малым шумом служит рис. 4.10.

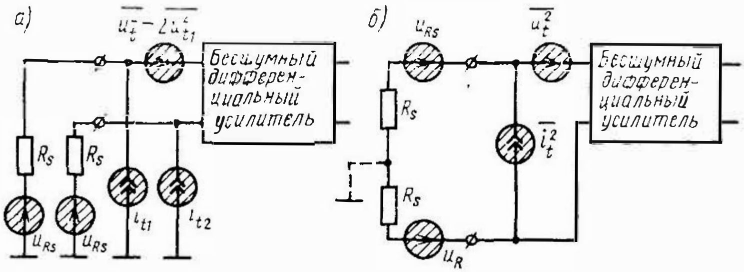


Рис. 4.9. Результирующие эквивалентные шумовые схемы дифференциального усилителя с тремя (*а*) и двумя (*б*) входными источниками шума $(\overline{u^2_t} = 2\overline{u^2_{t1}};\ \overline{i^2_t} = \overline{i^2_{t1}}/2)$.

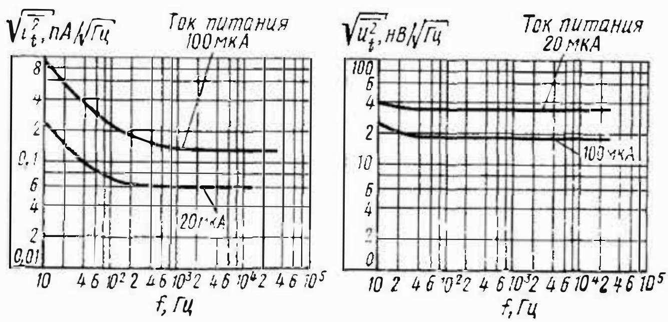


Рис 4.10 Зависимости шумовых напряжения и тока эквивалентных входных источников u_t и i_t от частоты для монолитного малошумящего операционного усилителя RCA CA6078 AT. Напряжение питания ±6 В, окружающая температура $T=25°C$.

Коэффициент шума. Из рис. 4.9,*б* легко определить коэффициент шума F дифференциального усилителя, сигнал на который подается от источника с внутренним сопротивлением $2R_s$. Если источником шумового напряжения u_t является тепловой шум сопротивления r_{nd}, а источником шумового тока i_t — тепловой шум проводимости g_{nd}, то коэффициент шума F, его минимальное значение $F_{\min}$ и оптимальное сопротивление $R_{\underset{s0}{\sim}}$ источника определяются выражениями

$$F = 1 + 2R_s g_{nd} + r_{nd}/(2R_s); \tag{4.30}$$

$$F_{\min} = 1 + 2\sqrt{g_{nd} r_{nd}}; \tag{4.31}$$

$$R_{\underset{s_0}{\sim}} = \sqrt{r_{nd}/g_{nd}}. \tag{4.32}$$

Если шумовые источники u_t и i_t не известны, то они определяются из выражений

$$\overline{u^2_t} = \overline{2u^2_{t1}}; \quad \overline{i^2_t} = \overline{i^2_{t1}}/2, \tag{4.33}$$

причем величина u_{t1} определяется соотношением (4.29), а величина i_{t1} соотношением (4.24).

Влияние шума источника постоянного тока. При предыдущем выводе величин i_t и u_t мы пренебрегли собственным шумом транзистора T_3, являющегося источником тока. Это пренебрежение справедливо тогда, когда выходной сигнал снимается симметрично с коллекторов транзисторов T_1, T_2. В этом случае шумовое напряжение транзистора T_3 имеет характер синфазного сигнала, который не проявляется на выходе. Однако во многих схемах выходной сигнал снимается с коллектора одного из транзисторов T_1 или T_2 и земли. Для того, чтобы в этом случае источник тока не ухудшал результирующие шумовые свойства усилителя, должно быть выполнено неравенство

$$\left(1 + \frac{1 + f_L/f}{\beta_0}\right) \gg \frac{(1 + f_L/f)\,(R_1 + R_2)^2}{\beta_0 R^2_2}. \tag{4.34}$$

Для обеспечения хорошей температурной стабильности сопротивление R_2 должно быть гораздо больше обратного значения крутизны g_m транзистора T_3 в данной рабочей точке ($R_2 \gg qI_E/kT$). Следовательно, условие (4.34) можно выполнить, выбирая наименьшее сопротивление R_1. Этого можно достичь, например, подавая смещение на базу транзистора T_3 с делителя, у которого плечо, подсоединенное к земле, образовано последовательным соединением двух или более полупроводниковых диодов. В диодах образуется дробовой шум, который существенно меньше шума на омическом сопротивлении такой же величины*) Таким образом, эта схема дифференциального усилителя имеет малый шум, и к тому же благодаря идентичности температурных характеристик диодов смещения и диода эмиттер — база транзистора T_3 хорошую температурную стабильность.

4.5 ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ШУМ

В линейных монолитных усилителях, как и в усилителях на дискретных транзисторах, часто применяется параллельная отрицательная обратная связь (рис. 4.11,*а*).

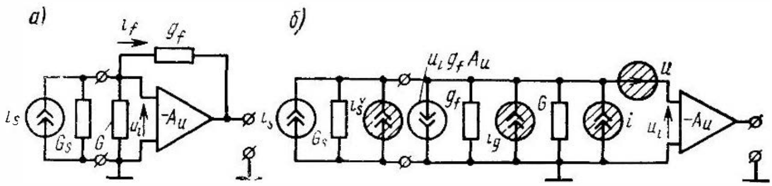


Рис. 4.11. Функциональная (*а*) и эквивалентная шумовая (*б*) схемы усилителя с параллельной отрицательной обратной связью

Для исследования ее влияния на коэффициент шума рассмотрим схему на рис. 4.11,*б*, которая эквивалентна исходной, так как ток i_f, поступающий в источник $u_i g_f A_u$ и активную проводимость g_f, очевидно, сходен с током i_f на рис. 4.11,*а* [77]. На этой эквивалентной схеме также изображены все шумовые источники, т. е. источники: i и u усилителя, i_g теплового шума активной проводимости обратной связи g_f и $i_{\smile s}$ теплового шума активной проводимости G_s. Если записать их в следующем виде:

$$\overline{i^2} = 4kT\Delta f g_n; \quad \overline{u^2} = 4kT\Delta f r_n;$$

$$\overline{i^2_g} = 4kT\Delta f g_f; \quad \overline{i^2_{\smile s}} = 4kT\Delta f G_s \qquad (4.35)$$

---

*) На эту возможность уменьшения шума при замене резисторов диодами обращалось внимание в [188]. — *Прим. ред.*

и предположить, что они некоррелированы, то коэффициент шума

$$F = 1 + \frac{1}{G_s}[g_n + g_f + r_n(G_s + g_f)^2] + r_nG_s +$$
$$+ 2r_n(G_s + g_f) \approx 1 + \frac{1}{G_s}(g_n + g_f) + r_nG_s, \qquad (4.36)$$

причем приближенная формула справедлива при пренебрежении членами $r_n(G_s+g_f)$, которые в большинстве

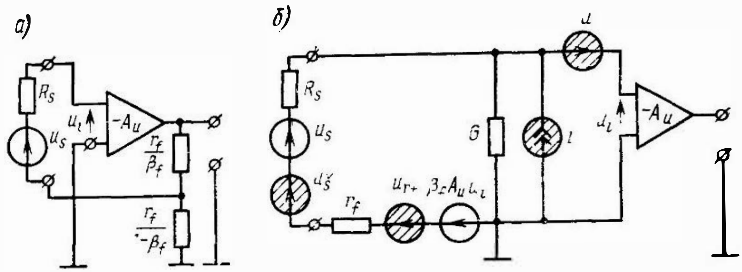


Рис 4.12 Функциональная (*а*) и эквивалентная шумовая (*б*) схемы усилителя с последовательной отрицательной обратной связью.

случаев малы относительно остальных членов. Минимальный коэффициент шума и оптимальная активная проводимость источника равны соответственно

$$F_{\min} = 1 + 2\sqrt{r_ng_n}\sqrt{1 + g_f/g_n}; \qquad (4.37)$$

$$G_{\underset{s0}{\smile}} = \sqrt{g_n/r_n}\sqrt{1 + g_f/g_n}. \qquad (4.38)$$

Как видно, параллельная отрицательная обратная связь всегда увеличивает коэффициент шума, причем даже в том случае, если она подана через чисто реактивную проводимость обратной связи, которая сама по себе не образует теплового шума. Ухудшение минимального дополнительного коэффициента шума $(F_{\min}-1)$ пренебрежимо, если справедливо неравенство $g_f \ll g_n$; однако при $g_f \sim g_n$ неблагоприятное влияние параллельной обратной связи уже ощутимо. В том же отношении, что и дополнительный коэффициент шума $F_{\min}$, увеличивается и оптимальная активная проводимость $G_{\underset{s0}{\smile}}$ источника сигнала, необходимая для согласования по шумам.

При последовательной отрицательной обратной связи (рис 4 12)

$$F = 1 + 2g_n r_f + R_s g_n + \frac{1}{R_s}(r_n + r_f + r^2_f g_n); \quad (4.39)$$

$$F_{\min} = 1 + 2[g_n r_f + \\ + \sqrt{(g_n r_n)}\sqrt{(1 + r_f/r_n + r^2_f g_n/r_n)}]; \quad (4\ 40)$$

$$R_{\underset{0}{\sim}} = \sqrt{r_n/g_n}\sqrt{1 + r_f/r_n + r^2_f g_n/r_n} \quad (4\ 41)$$

Этот тип обратной связи также ухудшает коэффициент шума Увеличение минимального дополнительного коэффициента шума ($F_{\min}$—1), однако, пренебрежимо, если одновременно справедливы неравенства $r_f \ll r_n$ и $r_f \ll g_n^{-1}$.

Оптимальная активная проводимость $G_{\underset{s0}{\sim}}$ источника при последовательной обратной связи уменьшается, т. е оптимальное сопротивление $R_{\underset{s0}{\sim}}$ растет; впрочем, это увеличение опять заметно только в том случае, если не выполняются предыдущие неравенства

В приложении П 3 рассмотрен предварительный дифференциальный усилитель на биполярных транзисторах для операционного усилителя

В приложении П 4 приведены сведения о монолитном усилителе с подавленными избыточными шумами типа $1/f$

5. ШУМЫ ТРАНЗИСТОРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ БОЛЬШОГО СИГНАЛА И УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

5 1 ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В высококачественных источниках колебаний требования к допустимому уровню шумов, сопровождающих сигнал, настолько жесткие, что приходится не только ставить вопрос об оценке влияния собственных флуктуаций токов транзисторов или других активных элементов на отношение шум/сигнал, но и рассматривать задачу о путях снижения этого отношения Эта задача особенно актуальна, если первичные колебания вырабатываются кварцевым автогенератором с высокой стабильностью частоты. Такие автогенераторы имеют малую мощность, и их связь с последующими каскадами должна быть слабой [133, 134] Отношение шум/сигнал на входе каскада, через который кварцевый генератор связывается с остальными цепями (назовем его «буферным»), может оказаться недопустимо большим Следовательно, на анализ шумовых характеристик буферного каскада (БК) нужно обратить особое внимание.

В качестве БК можно использовать либо усилитель, либо умножитель частоты При работе в режиме «малого сигнала» отношение шум/сигнал на выходе БК получается плохим, не говоря уже о невозможности умножения частоты Поэтому, хотя мощность БК обычно мала, работает он в режиме «большого сигнала», когда влияние нелинейности активного элемента существенно Следовательно, и шумы необходимо рассчитывать в режиме большого сигнала

Несмотря на актуальность исследования шумов БК, подтверждаемую экспериментами [135], по этому вопросу опубликовано сравнительно мало работ Методы решения задач такого типа разрабатывались в [136, 132] Шумы ламповых умножителей частоты рассматривались в [137—140], а шумы транзисторных усилителей и умножителей — в [141, 142]. Практически отсутствуют материалы по исследованию влияния параметров на уровень шумов БК и рекомендации по выбору и оптимизации режимов таких каскадов

Приведенный ранее материал по методам расчета шумов и по шумовым эквивалентным схемам транзисторов является основой для излагаемого далее анализа шумов усилителей большого сигнала и умножителей частоты Исследование шумов транзисторных каскадов с большим сигналом имеет несколько отличительных черт Во-первых, оно базируется на результатах расчета стационарного режима в отсутствие шумов. Во-вторых, в нем должны учитываться особенности шумовых эквивалентных схем, зависимости характеристик шума от сигнала и периодическая нестационарность шумов при действии большого сигнала В-третьих, нужно знать не только какие шумы вносит сам каскад, но и как он преобразует флуктуации амплитуды и фазы входного сигнала В-четвертых, если стремиться к решению задач во всей практически важной области частот, то нужно принимать в расчет инерционные свойства транзисторов.

Исследование шумов транзисторного каскада с большим сигналом в общем случае весьма громоздко. В настоящее время этот вопрос еще требует дополнительных исследований. Поэтому в данной главе будут проанализированы шумы каскадов в случае частот сигнала, низких для данного транзистора. При этом инерционные свойства транзистора не учитываются, и его шумовая эквивалентная схема упрощается.

Такое допущение ограничивает область практического использования приводимых результатов. Однако их можно использовать и за пределами области частот, низких для транзисторов, для оценки возможностей транзисторных каскадов по шумовым характеристикам. Кроме того, в методическом отношении исследование шумовых характеристик усилителей и умножителей частоты на высоких частотах аналогично излагаемому далее.

5.2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СИГНАЛА И ШУМОВ В КАСКАДЕ С ШУМЯЩИМ НЕЛИНЕЙНЫМ ТРЕХПОЛЮСНИКОМ

Исследование шумов усилительного и умножительного каскадов в значительной мере проводится аналогично, причем основные соотношения можно получить для активного трехполюсника общего вида. Тогда расчеты шумов конкретных каскадов упрощаются и облегчается их сопоставление. Поэтому анализ шумов в усилителях и умножителях частоты начнем с обобщенного каскада, показанного на рис. 5.1.

Будем понимать под «каскадом» активный трехполюсник и цепь согласования его входа с предыдущим активным элементом. Внутренняя проводимость источ-

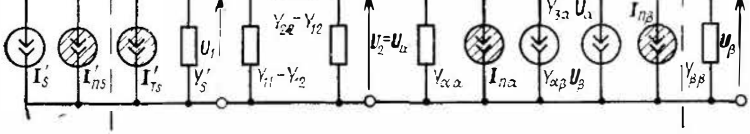


Рис. 5.1. Эквивалентная схема обобщенного усилительно-умножительного каскада.

ника сигнала Y_s также относится к рассматриваемому каскаду, а выходную проводимость активного трехполюсника удобнее отнести к следующему.

В общем случае форма периодических токов и напряжений на нелинейном трехполюснике подлежит определению, и задача расчета стационарного режима оказывается сложной. Соответственно и вопрос о шумах такого каскада количественно решить трудно. Расчеты упрощаются, если либо токи, либо напряжения в трехполюснике можно считать гармоническими. В большинстве схем усилителей и умножителей частоты небольшой мощности цепи согласования строятся так, что напряжения на входе и выходе нелинейного трехполюсника являются почти гармоническими. Далее это будет всюду предполагаться.

Обозначим величины, характеризующие токи и напряжения на входе нелинейного трехполюсника, индексом «α», а выходные величины — индексом «β». Тогда напряжения на входе и выходе трехполюсника можно записать в виде

$$u_\alpha(t) = \mathrm{Re}\,\mathbf{U}_\alpha \exp j\omega_s t,$$
$$u_\beta(t) = \mathrm{Re}\,\mathbf{U}_\beta \exp jl\omega_s t, \tag{5.1}$$

где

$$\mathbf{U}_\alpha = U_\alpha \exp j\varphi_{u\alpha},$$
$$\mathbf{U}_\beta = U_\beta \exp j\varphi_{u\beta} \tag{5.2}$$

— комплексные амплитуды напряжений, ω_s — частота входного сигнала, l — коэффициент умножения частоты. Амплитуды U_α, U_β и фазы $\varphi_{u\alpha}$, $\varphi_{u\beta}$ будем считать функциями времени, медленно меняющимися по сравнению с $u_\alpha(t)$ и $u_\beta(t)$.

В спектре входного тока цепь согласования выделяет первую гармонику, т. е.

$$i_\alpha(t) = \mathrm{Re}\,\mathbf{I}_\alpha \exp j\omega_s t, \tag{5.3}$$

а в спектре выходного — гармонику с номером l:

$$i_{\beta l}(t) = \mathrm{Re}\,\mathbf{I}_{\beta l} \exp jl\omega_s t. \tag{5.4}$$

Их комплексные амплитуды

$$\mathbf{I}_\alpha = \mathcal{I}_\alpha \exp j\varphi_\alpha, \tag{5.5}$$

$$\mathbf{I}_{\beta l} = \mathcal{I}_{\beta l} \exp j\varphi_{\beta l} \tag{5.6}$$

являются в общем случае функциями U_α, U_β и $(\varphi_{u\beta} - l\varphi_{u\alpha})$ и находятся при гармоническом анализе токов, т. е.

$$\mathcal{I}_\alpha \equiv \mathcal{I}_\alpha (U_\alpha,\ U_\beta,\ \varphi_{u\beta} - l\varphi_{u\alpha}),$$

$$\varphi_\alpha \equiv \varphi_{u\alpha} + \Delta\varphi_\alpha (U_\alpha,\ U_\beta,\ \varphi_{u\beta} - l\varphi_{u\alpha}),$$

$$\mathcal{I}_{\beta l} \equiv \mathcal{I}_{\beta l} (U_\alpha,\ U_\beta,\ \varphi_{u\beta} - l\varphi_{u\alpha}),$$

$$\varphi_{\beta l} \equiv l\varphi_{u\alpha} + \Delta\varphi_\beta (U_\alpha,\ U_\beta,\ \varphi_{u\beta} - l\varphi_{u\alpha}). \tag{5.7}$$

Предположим, что гармонический анализ выполнен и результаты его представлены в форме соотношений, аналогичных (1.92), (1.93):

$$\mathbf{I}_\alpha = Y_{\alpha\alpha}\mathbf{U}_\alpha + Y_{\alpha\beta}\mathbf{U}_\beta,$$

$$\mathbf{I}_{\beta l} = Y_{\beta\alpha}\mathbf{U}_\alpha + Y_{\beta\beta}\mathbf{U}_\beta. \tag{5.8}$$

Усредненные Y-параметры в (5.8) определяются через функции (5.7). Находить их удобнее при анализе конкретных активных трехполюсников.

На рис. 5.1 активный нелинейный трехполюсник представлен эквивалентной схемой, соответствующей уравнениям (5.8).

Кроме регулярных источников тока, на рис. 5.1 показаны приведенные к выходу и входу источники шумовых токов $i_{n\alpha}(t)$ и $i_{n\beta l}(t)$

Эти шумовые токи рассчитываются при фиксированных амплитудах $\mathbf{U}_\alpha$, $\mathbf{U}_\beta$ в режиме короткого замыкания на входе и выходе трехполюсника (т. е синхронные напряжения $\mathbf{U}_\alpha$ и $\mathbf{U}_\beta$ обеспечиваются источниками э. д. с.). Они периодически нестационарны. В полосах частот $\omega_s \pm \Delta\omega$, $l\omega_s \pm \Delta\omega$, где $\Delta\omega < 0{,}5\omega_s$, шумовые токи $i_{n\alpha}(t)$, $i_{n\beta l}(t)$ можно представить в виде, аналогичном (1.204), (1.208):

$$i_{n\alpha} = \mathcal{I}_{\alpha\parallel} \cos(\omega_s t + \varphi_\alpha) - \mathcal{I}_{\alpha\perp} \cos(\omega_s t + \varphi_\alpha), \tag{5.9}$$

$$i_{n\beta l} = \mathcal{I}_{\beta l\parallel} \cos(l\omega_s t + \varphi_{\beta l}) - \mathcal{I}_{\beta l\perp} \cos(l\omega_s t + \varphi_{\beta l}). \tag{5.10}$$

Введем комплексные амплитуды:

$$\mathbf{I}_{n\alpha}=(\mathcal{J}_{\alpha\parallel}+j\mathcal{J}_{\alpha\perp})\exp j\varphi_{\alpha}, \quad (5.9а)$$

$$\mathbf{I}_{n\beta l}=(\mathcal{J}_{\beta l\parallel}+j\mathcal{J}_{\beta l\perp})\exp j\varphi_{\beta l}. \quad (5.10а)$$

Тогда (5.9), (5.10) можно переписать более компактно:

$$i_{n\alpha}=\operatorname{Re}\mathbf{I}_{n\alpha}\exp j\omega_s t, \quad (5.9б)$$

$$i_{n\beta l}=\operatorname{Re}\mathbf{I}_{n\beta l}\exp jl\omega_s t. \quad (5.10б)$$

Если законы изменения характеристик шумов $i_{n\alpha}(t)$, $i_{n\beta l}(t)$ известны, то спектры стационарных шумовых токов $\mathcal{J}_{\alpha\parallel}(t)$, $\mathcal{J}_{\alpha\perp}(t)$, $\mathcal{J}_{\beta l\parallel}(t)$, $\mathcal{J}_{\beta l\perp}(t)$ можно определить методами, изложенными в § 1.18.

Предположим, что известна спектральная матрица

$$\begin{bmatrix} S^{\parallel}_{\mathcal{J}\alpha} & S^{\parallel\perp}_{\mathcal{J}\alpha} & S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\alpha\beta} & S^{\parallel\perp l}_{\mathcal{J}\alpha\beta} \\ S^{\perp\parallel}_{\mathcal{J}\alpha} & S^{\perp}_{\mathcal{J}\alpha} & S^{\perp\parallel l}_{\mathcal{J}\alpha\beta} & S^{\perp l}_{\mathcal{J}\alpha\beta} \\ S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta\alpha} & S^{\parallel\perp l}_{\mathcal{J}\beta\alpha} & S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta} & S^{\parallel\perp l}_{\mathcal{J}\beta} \\ S^{\perp\parallel l}_{\mathcal{J}\beta\alpha} & S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta\alpha} & S^{\perp\parallel l}_{\mathcal{J}\beta} & S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta} \end{bmatrix}.$$

Здесь все спектральные плотности зависят от ω, и под $S^{\parallel}_{\mathcal{J}\alpha}(\omega)$ понимается спектральная плотность $\mathcal{J}_{\alpha\parallel}(t)$, под $S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)$ — спектральная плотность $\mathcal{J}_{\beta l\parallel}(t)$, под $S^{\parallel\perp l}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)$ — взаимный спектр $\mathcal{J}_{\alpha\parallel}(t)$ и $\mathcal{J}_{\beta l\perp}(t)$. Остальные обозначения аналогичны.

В рассматриваемых далее задачах взаимные спектры синфазных и квадратурных шумов будут равны нулю. Поэтому спектральную матрицу можно упростить:

$$\begin{bmatrix} S^{\parallel}_{\mathcal{J}\alpha} & 0 & S^{\parallel l}_{\mathcal{J}} & 0 \\ 0 & S^{\perp}_{\mathcal{J}\alpha} & 0 & S^{\perp l}_{\mathcal{J}\alpha\beta} \\ S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta\alpha} & 0 & S^{\parallel l}_{\mathcal{J}} & 0 \\ 0 & S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta\alpha} & 0 & S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta} \end{bmatrix}. \quad (5.11)$$

Каждую из спектральных плотностей в этой матрице можно характеризовать шумовой проводимостью в соответствии с равенствами — определениями (1.94)—(1.99):

$$\left.\begin{aligned} &S^{\parallel}_{\mathcal{J}\alpha}(\omega)=8kTG_{\alpha\parallel}(\omega),\ S^{\perp}_{\mathcal{J}\alpha}(\omega)=8kTG_{\alpha\perp}(\omega),\\ &S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)=8kTY^{(l)}_{\alpha\beta\parallel}(\omega),\ S^{\perp l}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)=8kTY^{(l)}_{\alpha\beta\perp}(\omega),\\ &S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)=8kTG^{(l)}_{\beta\parallel}(\omega),\ S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)=8kTG^{(l)}_{\beta\perp}(\omega). \end{aligned}\right\} \tag{5.12}$$

Индекс «n» у шумовых проводимостей можно опустить. Его роль играют значки «$\parallel$» и «$\perp$». Таким образом, матрице спектральных плотностей (5.11) можно поставить в соответствие матрицу шумовых проводимостей:

$$\begin{bmatrix} G_{\alpha\parallel} & 0 & Y^{(l)}_{\alpha\beta\parallel} & 0\\ 0 & G_{\alpha\perp} & 0 & Y^{(l)}_{\alpha\beta\perp}\\ Y^{(l)}_{\beta\alpha\parallel} & 0 & G^{(l)}_{\beta\parallel} & 0\\ 0 & Y^{(l)}_{\beta\alpha\perp} & 0 & G^{(l)}_{\beta\perp} \end{bmatrix}. \tag{5.13}$$

Запись флуктуационных уравнений, которые будут выведены далее, получается более компактной, если использовать относительные величины синфазных и квадратурных составляющих шумовых токов (5.9), (5.10):

$$\begin{aligned} &\mu_{\alpha\parallel}=\mathcal{J}_{\alpha\parallel}/\mathcal{J}_{\alpha},\ \mu_{\alpha\perp}=\mathcal{J}_{\alpha\perp}/\mathcal{J}_{\alpha},\\ &\mu_{\beta l\parallel}=\mathcal{J}_{\beta l\parallel}/\mathcal{J}_{\beta l},\ \mu_{\beta l\perp}=\mathcal{J}_{\beta l\perp}/\mathcal{J}_{\beta l}. \end{aligned} \tag{5.14}$$

Итак, регулярные и шумовые токи активного трехполюсника в схеме рис. 5.1 определены.

Источник сигнала характеризуется током короткого замыкания $(i'_s+i'_{ns})$, где регулярная составляющая

$$i'_s=\mathrm{Re}\,\mathbf{I}'_s\exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{5.15а}$$

причем

$$\mathbf{I}'_s=\mathcal{J}'_s\exp \mathrm{j}\varphi_s, \tag{5.15б}$$

а i'_{ns} — случайная составляющая, обусловленная малой случайной амплитудной и фазовой модуляцией.

Обозначая $m'_s(t)$ — коэффициент амплитудной модуляции (АМ), а $\psi'_s(t)$ — индекс фазовой модуляции и полагая, что $\overline{(m'_s)^2}\ll 1$ и $\overline{(\psi'_s)^2}\ll 1$, запишем модулированный сигнал в виде:

$$\begin{aligned} i'_s+i'_{ns}&=\mathrm{Re}\,(1+m'_s)\,\mathcal{J}'_s\exp[\mathrm{j}\,(\omega_s t+\varphi'_s+\psi'_s)]\cong\\ &\cong \mathrm{Re}\,(1+m'_s+\mathrm{j}\psi'_s)\,\mathbf{I}'_s\exp \mathrm{j}\omega_s t. \end{aligned}$$

Отсюда с учетом (5.15,*а*)

$$i'_{ns} = \mathrm{Re}\,\mathbf{I}'_{ns} \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{5.16а}$$

где

$$\mathbf{I}'_{ns} = (m'_s + \mathrm{j}\psi'_s)\,\mathbf{I}'_s. \tag{5.16б}$$

В простейшем случае источник сигнала характеризуется тепловым шумом i'_{Ts} внутренней проводимости G'_s:

$$i'_{Ts} = \mathrm{Re}\,\mathbf{I}'_{Ts} \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{5.17а}$$

где

$$\mathbf{I}'_{Ts} = (\mathcal{J}'_{Ts\parallel} + \mathrm{j}\mathcal{J}'_{Ts\perp}) \exp \mathrm{j}\varphi'_s. \tag{5.17б}$$

В соответствии с результатами § 1.14 этот шумовой ток в окрестности ω_s имеет следующие спектральные характеристики:

$$S^{\parallel}_{\mathcal{J}'\,Ts}(\omega) = S^{\perp}_{\mathcal{J}'\,Ts}(\omega) = 8kTG'_s$$

Линейный четырехполюсник согласования источника сигнала со входом активного нелинейного трехполюсника описывается системой символических уравнений для мгновенных значений токов i_1, i_2 и напряжений u_1, u_2 на входе и выходе цепи согласования. С учетом выбора положительных направлений токов и напряжений на схеме рис. 5.1 эти уравнения имеют вид:

$$-i_1 = y_{11}(p)\,u_1 + y_{12}(p)\,u_2,$$

$$-i_2 = y_{21}(p)\,u_1 + y_{22}(p)\,u_2.$$

Поскольку токи и напряжения — гармонические функции вида

$$i_1 = \mathrm{Re}\,\mathbf{I}_1 \exp \mathrm{j}\omega_s t, \quad u_1 = \mathrm{Re}\,\mathbf{U}_1 \exp \mathrm{j}\omega_s t$$

и т. д., символические уравнения для мгновенных значений эквивалентны уравнениям для медленно меняющихся амплитуд:

$$\begin{aligned} -\mathbf{I}_1 &= Y_{11}(p)\,\mathbf{U}_1 + Y_{12}(p)\,\mathbf{U}_2, \\ -\mathbf{I}_2 &= Y_{12}(p)\,\mathbf{U}_1 + Y_{22}(p)\,\mathbf{U}_2, \end{aligned} \tag{5.18а}$$

где

$$Y_{ik}(p) = y_{ik}(p + \mathrm{j}\omega_s), \; i.\; k = 1,\; 2. \tag{5.18б}$$

Эти уравнения получены с помощью теоремы смещения [см. примечание к формуле (1.117)]. В них учтена также теорема взаимности, согласно которой $Y_{21}=Y_{12}$. На рис. 5.1 показана П-образная схема замещения цепи согласования.

Для анализа шумов каскада заменим реальный источник сигнала и цепь согласования эквивалентным источником с комплексной амплитудой тока короткого

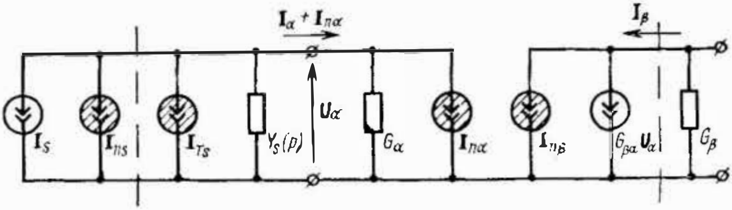


Рис. 5.2. Эквивалентная схема обобщенного каскада с источником сигнала, пересчитанным ко входу активного элемента.

замыкания $\mathbf{I}_s$, флуктуационным током $\mathbf{I}_{ns}$ и внутренней проводимостью Y_s. Из уравнений (5.18а) или прямо из схемы рис. 5.1 найдем

$$\mathbf{I}_s = \varkappa(p)\mathbf{I}'_s, \tag{5.19а}$$

$$\mathbf{I}_{ns} = \varkappa(p)\mathbf{I}'_{ns}, \tag{5.19б}$$

где

$$\varkappa(p) = \frac{Y_{12}(p)}{Y_{11}(p) + Y'_s} \tag{5.19в}$$

— коэффициент трансформации тока, и

$$Y_s(p) = Y_{22}(p) - \frac{Y^2_{12}(p)}{Y_{11}(p) + Y'_s}. \tag{5.20}$$

С учетом этой замены преобразуем схему рис. 5.1 к виду, показанному на рис. 5.2, учитывая ограничения на частотный диапазон, оговоренные в начале главы. Примем, что $Y_{\alpha\beta}=0$, а остальные проводимости вещественны, т. е. $Y_{\alpha\alpha}=G_\alpha$, $Y_{\beta\beta}=G_\beta$, $Y_{\beta\alpha}=G_{\beta\alpha}$.

Поскольку коэффициент трансформации $\varkappa(p)$ при выбранной цепи согласования известен, нетрудно найти характеристики приведенного ко входу активного элемента источника сигнала. Представим их формулами, аналогичными (5.15) — (5.17):

$$i_s(t) = \operatorname{Re} \mathbf{I}_s \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{5.21а}$$

где

$$\mathbf{I}_s = \mathcal{I}_s \exp \mathrm{j}\varphi_s; \tag{5.21б}$$

$$i_{ns}(t) = \operatorname{Re} \mathbf{I}_{ns} \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{5.22а}$$

где

$$\mathbf{I}_{ns} = (m_s + \mathrm{j}\psi_s) \mathcal{I}_s \exp \mathrm{j}\varphi_s. \tag{5.22б}$$

Если источник сигнала характеризуется только тепловым шумом, то

$$i_{Ts}(t) = \operatorname{Re} \mathbf{I}_{Ts} \exp \mathrm{j}\omega_s t, \tag{5.23а}$$

где

$$\mathbf{I}_{Ts} = (\mathcal{I}_{Ts\parallel} + \mathrm{j}\mathcal{I}_{Ts\perp}) \exp \mathrm{j}\varphi_s = (\mu_{Ts\parallel} + \mathrm{j}\mu_{Ts\perp}) \mathcal{I}_s \exp \mathrm{j}\varphi_s; \tag{5.23б}$$

$$S^{\parallel}_{\mathcal{I}\,Ts}(\omega) = S^{\perp}_{\mathcal{I}\,Ts}(\omega) = 8kTG_s(\omega), \tag{5.24}$$

причем

$$G_s(\omega) = \operatorname{Re} Y_s(\mathrm{j}\omega - \mathrm{j}\omega_s). \tag{5.25}$$

Во многих случаях $G_s(\omega)$ в пределах полосы пропускания каскада меняется незначительно и взаимные спектры $\mathcal{I}_{Ts\parallel}$ и $\mathcal{I}_{Ts\perp}$ можно не учитывать.

Таким образом, определены все основные характеристики сигнала и шумов в обобщенном каскаде (рис. 5.1), содержащем шумящий нелинейный трехполюсник. Перейдем к расчету шумового тока на выходе каскада.

5.3. СИМВОЛИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ШУМОВ НА ВЫХОДЕ КАСКАДА

Для расчета шумов каскада используем основные символические уравнения, связывающие $\mathbf{I}_\beta$ с $\mathbf{I}_s + \mathbf{I}_{ns}$ в схеме рис. 5.2

$$\mathbf{I}_{\beta l} = \mathbf{I}_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha) + \mathbf{I}_{n\beta}, \tag{5.26}$$

$$Y_s(p)\,\mathbf{U}_\alpha + \mathbf{I}_\alpha(U_\alpha) + \mathbf{I}_{n\alpha} = -(\mathbf{I}_s + \mathbf{I}_{ns}), \tag{5.27}$$

где

$$\mathbf{I}_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha) = \mathcal{J}_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha) \exp jl\varphi_{u\alpha}, \tag{5.28}$$

$$\mathbf{I}_\alpha(U_\alpha) = \mathcal{J}_\alpha(U_\alpha) \exp j\varphi_{u\alpha} \tag{5.29}$$

— комплексные амплитуды токов, управляемых входным напряжением U_α. Поскольку $G_{\beta\alpha}(U_\alpha)$ и $G_\alpha(U_\alpha)$, вещественны, токи имеют фазы $l\varphi_{u\alpha}$ и $\varphi_{u\alpha}$ соответственно, а их амплитуды можно выразить через средние крутизны входного и выходного токов

$$\mathcal{J}_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha) = G_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha)\, U_\alpha, \tag{5.30}$$

$$\mathcal{J}_\alpha(U_\alpha) = G_\alpha(U_\alpha)\, U_\alpha. \tag{5.31}$$

При отсутствии шумовых токов трехполюсника и возмущений сигнала амплитуды и фазы токов и напряжения постоянны, и из-за малости флуктуаций равны их средним статистическим значением. Уравнения для средних значений токов и напряжений получим из (5.26), (5.27), положив $p=0$:

$$\overline{\mathbf{I}}_{\beta l} = \overline{\mathbf{I}}_{\beta\alpha\, l}, \tag{5.32}$$

$$Y_s(0)\, \overline{\mathbf{U}}_\alpha + \overline{\mathbf{I}}_\alpha = -\overline{\mathbf{I}}_s, \tag{5.33}$$

где

$$\overline{\mathbf{I}}_{\beta\alpha\, l} = \overline{\mathcal{J}}_{\beta\alpha\, l} \exp jl\overline{\varphi}_{u\alpha}, \tag{5.34}$$

$$\overline{\mathcal{J}}_{\beta\alpha\, l} = \mathcal{J}_{\beta\alpha\, l}(\overline{U}_\alpha), \tag{5.35}$$

$$\overline{\mathbf{I}}_\alpha = \overline{\mathcal{J}}_\alpha \exp j\overline{\varphi}_{u\alpha}, \tag{5.36}$$

$$\overline{\mathcal{J}}_\alpha = \mathcal{J}_\alpha(\overline{U}_\alpha). \tag{5.37}$$

В соответствии с (5.32), (5.6) найдем $\overline{\mathcal{J}}_{\beta l}$ и $\overline{\varphi}_{\beta l}$:

$$\overline{\mathcal{J}}_{\beta l} = \overline{\mathcal{J}}_{\beta\alpha\, l}, \tag{5.38а}$$

$$\overline{\varphi}_{\beta l} = l\, \overline{\varphi}_{u\alpha}. \tag{5.38б}$$

Уравнение (5.33), преобразованное с учетом (5.21б), (5.29), (5.36), (5.37) и того, что

$$Y_s(0) = G_s + jB_s, \tag{5.39}$$

примет вид:

$$[G_s + jB_s + G_\alpha(\bar{U}_\alpha)]\,\bar{U}_\alpha \exp j\bar{\varphi}_{u\alpha} = -\mathcal{I}_s \exp j\varphi_s. \quad (5.40)$$

Оно позволяет определить $\bar{U}_\alpha$ и $\bar{\varphi}_{u\alpha}$ через $\mathcal{I}_s$ и φ_s.

Чтобы не загромождать дальнейших выкладок учетом влияния расстройки цепи согласования, предположим всюду далее, что на частоте ω_s выполнено условие резонанса *)

$$B_s = \operatorname{Im} Y_s(0) = \operatorname{Im} y_s(j\omega_s) = 0 \quad (5.41)$$

При этом условии из (5.40) следует, что

$$\varphi_{u\alpha} = \varphi_s + \pi, \quad (5.42)$$

$$[G_s + G_\alpha(\bar{U}_\alpha)]\,\bar{U}_\alpha = \mathcal{I}_s. \quad (5.43а)$$

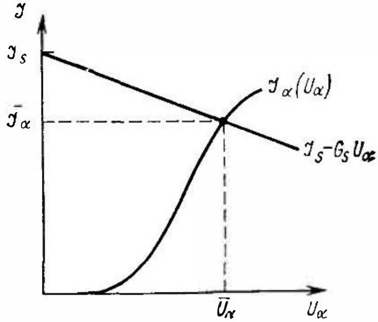


Рис. 5.3 Пример графического определения амплитуды колебаний на входе активного нелинейного трехполюсника.

Равенство (5.42) определяет среднюю фазу входного напряжения, а (5.43а) является трансцедентным уравнением относительно $\bar{U}_\alpha$. Его можно переписать в виде

$$\mathcal{I}_\alpha(\bar{U}_\alpha) = \mathcal{I}_s - G_s\bar{U}_\alpha \quad (5.43б)$$

и решить графически, как показано на рис. 5.3. Однако, как правило, в процессе расчета режима каскада находят необходимую величину $\bar{U}_\alpha$ и допустимое (или требуемое) значение G_s, а затем вычисляют нужную величину $\mathcal{I}_s$ по (5.43а). Для дальнейшего расчета безразлично, как это сделано. Важно, что найдено значение $\bar{U}_\alpha$, удовлетворяющее (5.43а).

---

*) Хотя анализ шумов каскада в случае произвольной настройки аналогичен приводимому далее, запись соответствующих формул получается более громоздкой. Поэтому мы ограничимся наиболее простым и *важным для практики случаем настройки цепи связи.*

Степень влияния входа каскада на источник сигнала определяется соотношением $\dot{G}_s$ и $G_\alpha(\overline{U}_\alpha)$. Ее удобно характеризовать параметром

$$\eta = \frac{G_\alpha(\overline{U}_\alpha)}{G_s + G_\alpha(\overline{U}_\alpha)}, \tag{5.44}$$

который в соответствии с (5.31), (5.43а) равен отношению потребляемого каскадом тока $\overline{\mathcal{I}}_\alpha$ к току источника сигнала $\mathcal{I}_s$, а также отношению мощности, потребляемой каскадом

$$P_\alpha = 0{,}5\overline{U}_\alpha\overline{\mathcal{I}}_\alpha, \tag{5.45}$$

к мощности, отдаваемой источником тока сигнала

$$P_s = 0{,}5\overline{U}_\alpha\mathcal{I}_s, \tag{5.46}$$

т. е.

$$\eta = \overline{\mathcal{I}}_\alpha/\mathcal{I}_s = P_\alpha/P_s. \tag{5.44а}$$

Если отнести G_s к цепи межкаскадной связи, то η имеет смысл к.п.д. этой цепи. Так мы его будем именовать далее, хотя в общем случае потери в цепи связи определяют лишь часть G_s. Очевидно, что η зависит от $\overline{U}_\alpha$, однако во многих случаях величиной η задаются при расчете и обеспечивают ее надлежащим выбором G_s. Отметим, что равенства (5.45), (5.46) справедливы при условии резонанса (5.41), а определения (5.44) и (5.44а) остаются справедливыми в общем случае.

При действии источников шумов и флуктуаций сигнала амплитуды и фазы токов $\mathbf{I}_\alpha$, $\mathbf{I}_{\beta\alpha}$ и напряжения $\mathbf{U}_\alpha$ получают флуктуационные приращения. Полагая, что приращение U_α равно $m_u\overline{U}_\alpha$, где m_u — малый коэффициент случайной АМ, а приращение фазы равно φ_u, запишем $\mathbf{U}_\alpha$ в виде, аналогичном (1.194):

$$\mathbf{U}_\alpha = \overline{\mathbf{U}}_\alpha + \Delta\mathbf{U}_\alpha, \tag{5.45а}$$

где

$$\Delta\mathbf{U}_\alpha = (m_u + j\psi_u)\,\overline{\mathbf{U}}_\alpha. \tag{5.45б}$$

Для записи возмущенных значений токов $\mathbf{I}_\alpha$, $\mathbf{I}_{\beta\alpha}$ введем локальные крутизны колебательных характеристик $\mathcal{I}_\alpha(U_\alpha)$, $\mathcal{I}_{\beta\alpha}(U_\alpha)$:

$$g_\alpha(U_\alpha) = d\mathcal{I}_\alpha(U_\alpha)/dU_\alpha, \tag{5.47а}$$

$$g_{\beta\alpha}(U_\alpha) = d\mathcal{I}_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha)/dU_\alpha \tag{5.47б}$$

и их относительные величины

$$\sigma_\alpha(U_\alpha) = g_\alpha(U_\alpha)/G_\alpha(U_\alpha), \tag{5.48}$$

$$\sigma_{\beta l}(U_\alpha) = g_{\beta l}(U_\alpha)/G_{\beta\alpha\, l}(U_\alpha). \tag{5.49}$$

Тогда аналогично (1.198) можно записать

$$\mathbf{I}_\alpha = \overline{\mathbf{I}}_\alpha + \Delta\mathbf{I}_\alpha, \tag{5.50а}$$

где

$$\Delta\mathbf{I}_{\alpha\, l} = (\sigma_\alpha m_u + j\psi_u)\, \overline{\mathbf{I}}_\alpha; \tag{5.50б}$$

и

$$\mathbf{I}_{\beta\alpha\, l} = \overline{\mathbf{I}}_{\beta\alpha\, l} + \Delta\mathbf{I}_{\beta\alpha\, l}, \tag{5.51а}$$

где

$$\Delta\mathbf{I}_{\beta\alpha\, l} = (\sigma_{\beta l} m_u + jl\psi_u)\, \overline{\mathbf{I}}_{\beta\alpha\, l}. \tag{5.51б}$$

С другой стороны, $\mathbf{I}_{\beta l}$ можно выразить через коэффициент случайной АМ $m_{\beta l}$ и флуктуации фазы $\psi_{\beta l}$:

$$\mathbf{I}_{\beta l} = \overline{\mathbf{I}}_{\beta l} + \Delta\mathbf{I}_{\beta l}, \tag{5.52а}$$

где

$$\Delta\mathbf{I}_{\beta l} = (m_{\beta l} + j\psi_{\beta l})\, \overline{\mathbf{I}}_{\beta l}. \tag{5.52б}$$

Подставив (5.45а), (5.50а), (5.51а), (5.52а) в (5.26), (5.27) и учтя уравнения невозмущенного каскада (5.32), (5.33), запишем:

$$\Delta\mathbf{I}_{\beta l} = \Delta\mathbf{I}_{\beta\alpha\, l} + \mathbf{I}_{n\beta}, \tag{5.53}$$

$$Y_s(p)\,\Delta\mathbf{U}_\alpha + \Delta\mathbf{I}_\alpha + \mathbf{I}_{n\alpha} = -\mathbf{I}_{ns}. \tag{5.54}$$

Из (5.53), (5.51б), (5.52б) и (5.14) получим

$$m_{\beta l} = \sigma_{\beta l} m_u + \mu_{\beta l\parallel}, \tag{5.55}$$

$$\psi_{\beta l} = l\psi_u + \mu_{\beta l\perp}. \tag{5.56}$$

Эти уравнения позволяют рассчитать $m_{\beta l}$ и $\psi_{\beta l}$ при известных m_u, ψ_u и компонентах $\mu_{\beta l \parallel}$, $\mu_{\beta l \perp}$ относительного шумового тока, приведенного к выходу трехполюсника.

Из (5.34) с учетом (5.45б), (5.50 б), (5.22б), (5.23б), (5.14) имеем

$$Y_s(p)(m_u + j\psi_u)\overline{\mathbf{U}}_\alpha + (\sigma_\alpha m_u + j\psi_u)\overline{\mathbf{I}}_\alpha = \\ = -(\mu_{\alpha\parallel} + j\mu_{\alpha\perp})\overline{\mathbf{I}}_\alpha - (m_s + j\psi_s)\mathbf{I}_s.$$

Преобразуем это равенство, использовав (5.31), (5.36) и (5.44а):

$$\frac{Y_s(p)}{G_\alpha}(m_u + j\psi_u) + (\sigma_\alpha m_u + j\psi_u) = \\ = -(\mu_{\alpha\parallel} + j\mu_{\alpha\perp}) + \eta^{-1}(m_s + j\psi_s). \qquad (5.57)$$

В общем случае символическая проводимость приведенного ко входу источника сигнала комплексна, т. е.

$$Y_s(p) = G_s(p) + jB_s(p). \qquad (5.58)$$

Однако при выполнении условия резонанса (5.41) и почти симметричных относительно ω_s частотной и фазовой характеристиках $Y_s(p)$ можно принять

$$B_s(p) = B_s(0) = 0. \qquad (5.59)$$

Будем далее полагать, что условие (5.59) выполнено, и в соответствии с (5.58), $Y_s(p) = G_s(p)$, т. е. является вещественной функцией оператора p. При этом из (5.56), (5.44) следуют уравнения:

$$\left[(1-\eta)\frac{G_s(p)}{G_s(0)} + \eta\sigma_\alpha\right] m_u = -\eta\mu_{\alpha\parallel} + m_s, \qquad (5.60)$$

$$\left[(1-\eta)\frac{G_s(p)}{G_s(0)} + \eta\right] \psi_u = -\eta\mu_{\alpha\perp} + \psi_s, \qquad (5.61)$$

из которых можно найти символические выражения для m_u и ψ_u.

Обозначая

$$K_m(p) = \frac{1}{(1-\eta)\,[G_s(p)/G_s(0)] + \eta\sigma_\alpha}, \qquad (5.62)$$

$$K_\psi(p) = \frac{1}{(1-\eta)\,[G_s(p)/G_s(0)] + \eta}, \qquad (5.63)$$

а также выражая m_u и ψ_u из (5.60), (5.61), подставляем их в (5.55). В результате

$$m_{\beta l}=\sigma_{\beta l}K_m(p)\,m_s-\eta\sigma_{\beta l}K_m(p)\,\mu_{\alpha\parallel}+\mu_{\beta l\parallel}, \tag{5.64}$$

$$\psi_{\beta l}=lK_\psi(p)\,\psi_s-\eta lK_\psi(p)\,\mu_{\alpha\perp}+\mu_{\beta l\perp}. \tag{5.65}$$

В частном случае отсутствия шумов активного трехполюсника эти уравнения описывают закон преобразования каскадом флуктуаций амплитуды m_s и фазы ψ_s и составляющие $m_{\beta l\,s}$, $\psi_{\beta l\,s}$, вызванные ими:

$$m_{\beta l\,s}=\sigma_{\beta l}K_m(p)\,m_s, \tag{5.66}$$

$$\psi_{\beta l\,s}=lK_\psi(p)\,\psi_s. \tag{5.67}$$

При идеальном сигнале из (5.64), (5.65) получаем выражения для флуктуаций $m_{\beta l\,n}$, $\psi_{\beta l\,n}$, вносимых каскадом:

$$m_{\beta l\,n}=-\eta\sigma_{\beta l}K_m(p)\,\mu_{\alpha\parallel}+\mu_{\beta l\parallel}, \tag{5.68}$$

$$\psi_{\beta l\,n}=-\eta lK_\psi(p)\,\mu_{\alpha\perp}+\mu_{\beta l\perp}. \tag{5.69}$$

Таким образом, полные флуктуации на выходе можно представить в виде:

$$m_{\beta l}=m_{\beta l\,s}+m_{\beta l\,n}, \tag{5.70}$$

$$\psi_{\beta l}=\psi_{\beta l\,s}+\psi_{\beta l\,n}. \tag{5.71}$$

По этим символическим выражениям определяются спектры выходных флуктуаций.

5.4. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМОВ НА ВЫХОДЕ ОБОБЩЕННОГО КАСКАДА

Для определения спектра преобразованных шумов источника сигнала уравнения (5.66), (5.67) нужно дополнить уравнениями, вытекающими из (5.19а, б), (5.22б), (5.16б):

$$m_s+j\psi_s=\frac{\varkappa(p)}{\varkappa(0)}(m'_s+j\psi'_s). \tag{5.72}$$

Если цепь построена так, что коэффициент трансформации по току $\varkappa(p)$ можно считать вещественным, то из (5.72), (5.66), (5.67) следует

$$m_{\beta l\,s}=\frac{\varkappa(p)}{\varkappa(0)}\sigma_{\beta l}K_m(p)\,m'_s, \tag{5.73}$$

$$\psi_{\beta l\,s}=\frac{\varkappa(p)}{\varkappa(0)}lK_\psi(p)\,\psi'_s. \tag{5.74}$$

Обозначая спектры относительных флуктуаций амплитуды на входе и выходе каскада $S^{(s)}_{m'}(\omega)$ и $S^{(s)}_{m\,\beta l}(\omega)$, а спектры флуктуаций фазы соответственно $S^{(s)}_{\psi'}(\omega)$ и $S^{(s)}_{\psi\,\beta l}(\omega)$, получаем из (5.73), (5.74):

$$S^{(s)}_{m\,\beta l}(\omega) = |\varkappa(j\omega)/\varkappa(0)|^2 \sigma^2_{\beta l} |K_m(j\omega)|^2 S^{(s)}_{m'}(\omega), \tag{5.75}$$

$$S^{(s)}_{\psi\,\beta l}(\omega) = |\varkappa(j\omega)/\varkappa(0)|^2 l^2 |K_\psi(j\omega)|^2 S^{(s)}_{\psi'}(\omega). \tag{5.76}$$

Если входные флуктуации медленные, т. е. во всей полосе, где $S^{(s)}_{m'}(\omega)$, $S^{(s)}_{\psi'}(\omega)$ отличны от нуля, можно принять

$$\varkappa(j\omega)/\varkappa(0) \approx 1, \tag{5.77}$$

$$K_m(j\omega) \approx K_m(0) = (1 - \eta + \eta\sigma_\alpha)^{-1}, \tag{5.78}$$

$$K_\psi(j\omega) \approx K_\psi(0) = 1, \tag{5.79}$$

то формулы (5.75), (5.76) упрощаются:

$$S^{(s)}_{m\,\beta l}(\omega) = \sigma^2_{\beta l}(1 - \eta + \eta\sigma_\alpha)^{-2} S^{(s)}_{m'}(\omega), \tag{5.80}$$

$$S^{(s)}_{\psi\,\beta l}(\omega) = l^2 S^{(s)}_{\psi\,\beta l}(\omega). \tag{5.81}$$

Таким образом, умножитель частоты на l увеличивает спектральную плотность медленных флуктуаций фазы в l^2 раз, а спектральную плотность медленных флуктуаций амплитуды — в $\sigma^2_{\beta l}(1 - \eta + \eta\sigma_\alpha)^{-2}$ раз.

Для сравнительных оценок различным образом построенных каскадов удобно ввести эталонный каскад, который во всей рассматриваемой полосе частот флуктуаций характеризуется соотношениями

$$m_{l\,s} = l m'_s, \tag{5.82}$$

$$\psi_{l\,s} = l\psi'_s, \tag{5.83}$$

т. е. при умножении на l углубляет АМ и ФМ в l раз. Если спектры на выходе такого каскада обозначить $S^{(s)}_{m\,l}(\omega)$, $S^{(s)}_{\psi\,l}(\omega)$, то из (5.89), (5.83) получим

$$S^{(s)}_{m\,l}(\omega) = l^2 S^{(s)}_{m'}(\omega), \tag{5.84}$$

$$S^{(s)}_{\psi\,l}(\omega) = l^2 S^{(s)}_{\psi'}(\omega). \tag{5.85}$$

Сравнивая (5.84), (5.85) с (5.75), (5.76), видим, что спектры флуктуаций, преобразованных реальным каскадом, можно выразить через спектры тех же флуктуаций, преобразованных идеальным каскадом, следующим образом:

$$S^{(s)}_{m\,\beta l}(\omega) = |L_m(j\omega)|^2 S^{(s)}_{m\,l}(\omega), \tag{5.86а}$$

$$S^{(s)}_{\psi\,\beta l}(\omega) = |L_\psi(j\omega)|^2 S^{(s)}_{\psi\,l}(\omega), \tag{5.86б}$$

где коэффициенты преобразования

$$L_m(j\omega) = \frac{\varkappa(j\omega)}{\varkappa(0)} \frac{\sigma_{\beta l}}{l} K_m(j\omega) =$$

$$= \frac{\varkappa(j\omega)}{\varkappa(0)} \frac{K_m(j\omega)}{K_m(0)} \frac{\sigma_{\beta l}}{l(1-\eta+\eta\sigma_\alpha)}, \tag{5.87а}$$

$$L_\psi(j\omega) = \frac{\varkappa(j\omega)}{\varkappa(0)} K_\psi(j\omega) \tag{5.87б}$$

характеризуют изменения спектров, обусловленные инерционностью цепи согласования и отличием коэффициента углубления АМ от l. Каскады одинакового назначения удобно сравнивать, сопоставляя значения $|L_m(j\omega)|^2$ и $|L_\psi(j\omega)|^2$.

Спектры флуктуаций, вносимых каскадом, находятся из (5.68), (5.69) с учетом (5.14), (5.57) и матрицы спектральных плотностей (5.11):

$$S^l_m(\omega) = \sigma^2_{\beta l} |K_m(j\omega)|^2 \eta^2 \frac{S^{\parallel}_{\mathcal{J}\alpha}}{\mathcal{J}^2_\alpha} +$$

$$+ \frac{S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta}}{\mathcal{J}^2_{\beta l}} - 2\sigma_{\beta l}\eta \operatorname{Re}\left\{K_m(j\omega) \frac{S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\alpha\beta}}{\mathcal{J}_\alpha \mathcal{J}_{\beta l}}\right\}, \tag{5.88}$$

$$S^l_\psi(\omega) = l^2 |K_\psi(j\omega)|^2 \eta^2 \frac{S^{\perp}_{\mathcal{J}\alpha}}{\mathcal{J}^2_\alpha} +$$

$$+ \frac{S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta}}{\mathcal{J}^2_{\beta l}} - 2l\eta \operatorname{Re}\left\{K_\psi(j\omega) \frac{S^{\perp l}_{\mathcal{J}\alpha\beta}}{\mathcal{J}_\alpha \mathcal{J}_{\beta l}}\right\} \tag{5.89}$$

Зная их, можно затем рассчитывать шумы многокаскадных устройств. По их величинам нужно сравнивать собственные шумы каскадов одинакового назначения.

Сравнение собственных шумов каскадов одинакового назначения облегчается, если ввести понятие о шумах *эталонного каскада* (ЭК), определить спектры $S^0_{m\,\beta l}(\omega)$, $S^0_{\psi\,\beta l}(\omega)$ этих шумов и выразить $S^l_m(\omega)$ и $S^l_\psi(\omega)$ через них. Ранее был определен каскад, принятый за „эталонный“ при описании преобразования внешних шумов. Дополним его описание, приняв, что собственные шумы ЭК обусловлены только тепловыми шумами G_s и G_α, а также что его частотные характеристики $K^0_m(j\omega)$ и $K^0_\psi(j\omega)$ — прямоугольные и равны единице во всей рассматриваемой полосе. Тогда из (5.66) — (5.71) с заменой m_s на $\mu_{T,\parallel}$ и ψ_s на $\mu_{Ts\perp}$, $\sigma_{\beta l}$ на l, из (5.68), (5.69) с заменой $\sigma_{\beta l}$ на l при $\mu_{\beta l\parallel}=\mu_{\beta l\perp}=0$ и из (5.70), (5.71) получим символические уравнения для флуктуаций

$$m^0_{\beta l}=l(-\eta\mu_{T\alpha\parallel}+\mu_{Ts\parallel}),$$

$$\psi^0_{\beta l}=l(-\eta\mu_{T\alpha\perp}+\mu_{Ts\perp}).$$

Учитывая сказанное и (5.14), (5.23б), (5.24), имеем

$$S^{\parallel}_{\mu\alpha T}(\omega)=S^{\perp}_{\mu\,\alpha T}(\omega)=8kTG_\alpha/\mathcal{Y}^2_\alpha,$$

$$S^{\parallel}_{\mu\,sT}(\omega)=S^{\perp}_{\mu\,sT}(\omega)=8kTG_s/\mathcal{Y}^2_s$$

и, следовательно, с учетом (5.44а)

$$S^0_{m\,\beta l}(\omega)=S^0_{\psi\,\beta l}(\omega)=S^0_l(\omega)=l^2 8kT(G_\alpha+G_s)/\mathcal{Y}^2_s. \tag{5.90}$$

Пользуясь (5.43а), (5.46), это выражение можно записать в виде:

$$S^0_l(\omega)=l^2 4kT/P_s. \tag{5.91}$$

Таким образом, *выходные флуктуации ЭК однозначно определяются коэффициентом умножения и мощностью P_s, потребляемой от источника тока сигнала.*

Спектры выходных флуктуаций, вносимых активным трехполюсником реального каскада (5.88), (5.89), удобно выразить через $S^0_l(\omega)$, если ввести относительные интенсивности амплитудных и фазовых флуктуаций $D_m(\omega)$ и $D_\psi(\omega)$:

$$S^l_m(\omega)=D_m(\omega)S^0_l(\omega), \tag{5.92а}$$

$$S^l_\psi(\omega)=D_\psi(\omega)S^0_l(\omega). \tag{5.92б}$$

Выражения для $D_m(\omega)$ и $D_\varphi(\omega)$ можно получить из (5.88)—(5.90), если спектры шумовых токов выразить через соответствующие шумовые проводимости (5.12), (5.13):

$$D_m(\omega) = |K_m(j\omega)|^2 \eta \frac{\sigma^2{}_{\beta l}}{l^2} \frac{G_{\alpha \parallel}}{G_\alpha} + \\ + \frac{1}{\eta} \frac{\mathcal{J}^2{}_\alpha}{l^2 \mathcal{J}^2{}_{\beta l}} \frac{G^{(l)}_{\beta \parallel}}{G_\alpha} - 2 \frac{\sigma_{\beta l}}{l} \frac{\mathcal{J}_\alpha}{l \mathcal{J}_{\beta l}} \times \\ \times \operatorname{Re} \left\{ K_m(j\omega) \frac{Y^{(l)}_{\alpha\beta \parallel}}{G_\alpha} \right\}, \tag{5.93а}$$

$$D_\varphi(\omega) = |K_\varphi(j\omega)|^2 \eta \frac{G_{\alpha \perp}}{G_\alpha} + \frac{1}{\eta} \frac{\mathcal{J}^2{}_\alpha}{l^2 \mathcal{J}^2{}_{\beta l}} \times \\ \times \frac{G^{(l)}_{\beta \perp}}{G_\alpha} - 2 \frac{\mathcal{J}_\alpha}{l \mathcal{J}_{\beta l}} \operatorname{Re} \left\{ K_\varphi(j\omega) \frac{Y^{(l)}_{\alpha\beta \perp}}{G_\alpha} \right\}, \tag{5.93б}$$

Таким образом, расчет шумовых характеристик усилителя или умножителя частоты сводится к вычислению эквивалентных шумовых проводимостей, входящих в матрицу (5.13), определению шумов ЭК с таким же значением P_s и нахождению относительных интенсивностей амплитудных и фазовых шумов, вносимых активным трехполюсником.

При сделанных допущениях (о спектральных характеристиках трехполюсника и работе каскада при условии резонанса) взаимный спектр амплитудных и фазовых флуктуаций на выходе равен нулю. Поэтому спектр выходного шума, вызванного амплитудной и фазовой модуляцией, будет симметричным относительно частоты $l\omega_s$ [см. (1.168)].

Из (5.41б) видно, что относительный уровень шума ЭК растет с увеличением l и уменьшается с ростом P_s. В реальных каскадах с изменением l и P_s не остаются постоянными $D_m(\omega)$ и $D_\varphi(\omega)$. В частности, влияние P_s на выходное отношение сигнал/шум различно при различных способах изменения этой мощности. Далее на конкретных примерах рассмотрим, какими путями и до каких пределов целесообразно идти на увеличение P_s (если это возможно) ради выигрыша в выходном отношении шум/сигнал.

5.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕВОЗМУЩЕННОГО РЕЖИМА УСИЛИТЕЛЬНОГО КАСКАДА НА БИПОЛЯРНОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Рассмотрим усилительный каскад на биполярном транзисторе, схема которого показана на рис. 5.4. Для того чтобы общие расчеты § 5.2—5.4 могли быть проиллюстрированы на конкретном примере, цепь межкаскадной связи выбрана вполне определенной, состоящей из емкостей C_1, C_2, C_3 и индуктивности L с сопротивлением потерь r. Начальное смещение на каскад подано через дроссель L', реактивной проводимостью которого можно пренебречь в рабочей полосе частот по сравнению с проводимостью емкости C_2.

Полное напряжение между базой и эмиттером $v_{BE}=v_\alpha$ складывается из напряжения смещения E_{BE} и колебательного напряжения $u_{BE}(t)=u_\alpha(t)$, заданного выражениями (5.1), (5.2), т. е.

$$v_\alpha=E_{BE}+U_\alpha\cos(\omega_s t+\varphi_{u\alpha}). \qquad (5.94)$$

Аналогично между коллектором и эмиттером действует напряжение

$$v_\beta=E_{CE}+U_\beta\cos(\omega_s t+\varphi_{u\beta}). \qquad (5.95)$$

Предполагается, что $v_\alpha(t)$ и $v_\beta(t)$ таковы, что транзистор работает только в активной области и в области отсечки.

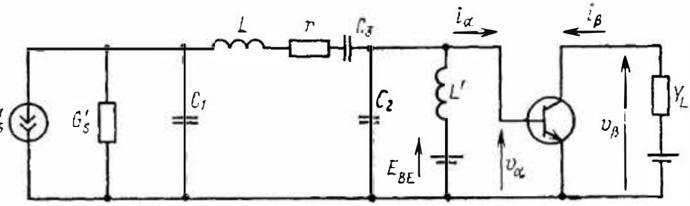


Рис. 5.4. Схема усилительного каскада на биполярном транзисторе.

При этом в цепях коллектора и базы будут протекать периодические импульсы тока $i_C(t)=i_\beta(t)$ и $i_B(t)=i_\alpha(t)$. На рис. 5.5 эти импульсы построены по статическим характеристикам транзистора (для наглядности соотношение высот $i_\alpha(t)$ и $i_\beta(t)$ взято значительно большим, чем у реальных транзисторов).

Расчет режима усилителя начинается с определения комплексных амплитуд первых гармоник токов базы и коллектора. Для этого нужно получить зависимости $i_\alpha(t)$ и $i_\beta(t)$, характеризующие последовательности импульсов рис. 5.5, и провести их гармонический анализ.

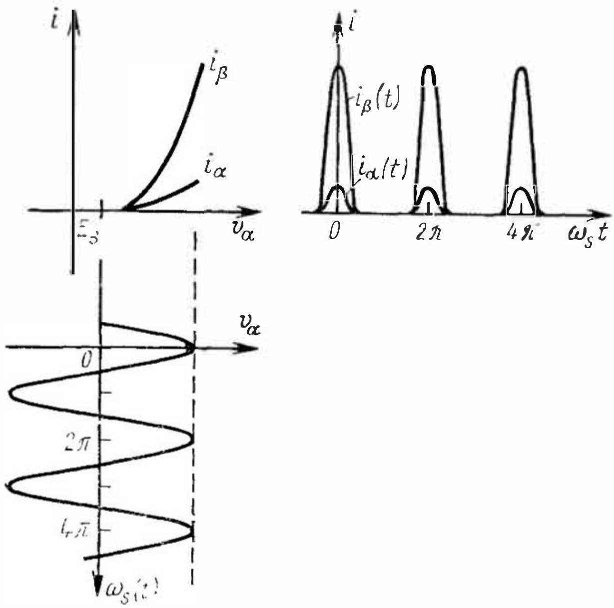


Рис. 5.5 Импульсы токов на входе и выходе транзистора при большом гармоническом напряжении на базе.

На достаточно низких для транзистора частотах импульсы токов можно получить по статическим характеристикам $i_\alpha(v_\alpha, v_\beta)$, $i_\beta(v_\alpha, v_\beta)$.

Статические характеристики транзистора, основанные на анализе физики прохождения тока в нем, строятся по уравнениям Эберса — Молла (см. (2.2) и [143]) и соответствуют эквивалентной схеме на рис. 5.6.

Запишем их здесь, обозначив напряжение на внутренней базе транзистора через $v_{B'E}$, ток эмиттера через i_E, обратный ток эмиттера через i_{BE}. Входные и выходные токи и напряжения будем обозначать как в активном трехполюснике общего вида: i_α, i_β, v_α, v_β. Кроме уравнений Эберса—Молла, запишем уравнение связи между i_α и i_β и соотношения между i_α и i_β, вытекающие из принципа действия транзистора. Тогда система уравнений статических характеристик примет вид:

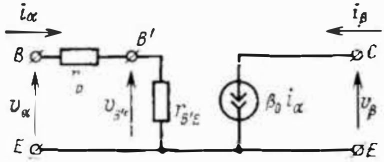


Рис. 5.6. Эквивалентная схема транзистора для низких частот, используемая при анализе усилителя большого сигнала и умножителей частоты.

$$v_{B'E} = (kT/q)\ln(i_E/i_{BE} + 1), \tag{5.96}$$

$$v_\alpha = r_b i_\alpha + v_{B'E}, \tag{5.97}$$

$$i_\beta = \alpha_0 i_E, \tag{5.98}$$

$$i_\beta = \beta_0 i_\alpha. \tag{5.99}$$

При этом, поскольку $i_E = i_\alpha + i_\beta$, коэффициенты α_0 и β_0 связаны соотношением $\alpha_0 = \beta_0/(\beta_0 + 1)$. Предположим, что α_0 и β_0 не зависят от i_E, так как эта зависимость не вносит значительных поправок в результаты расчета.

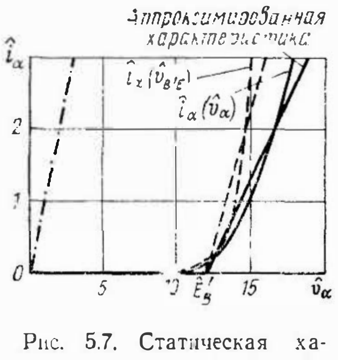


Рис. 5.7. Статическая характеристика транзистора $i_\alpha(v_\alpha)$, построенная по уравнениям Эберса — Молла, и кусочно-линейная аппроксимация ее.

Построенная по формулам (5.96) — (5.99) зависимость $i_\alpha(v_\alpha)$ показана на рис. 5.7. Как видно из (5.99), зависимость $i_\beta(v_\alpha)$ отличается от построенной только масштабом. На рис. 5.7 напряжение v_α и ток i_α нормированы следующим образом:

$$\hat{v}_\alpha = v_\alpha/(kT/q), \tag{5.100а}$$

$$\hat{i}_\alpha = i_\alpha/(kT/qr_b). \tag{5.100б}$$

При построении характеристик принято, что $\hat{i}_{BE}/\beta_0 = 10^{-6}$.

Гармонический анализ токов $i_\alpha(t)$, $i_\beta(t)$ при характеристике, определяемой (5.96) — (5.99), можно провести, используя численное интегрирование. Однако исследование сильно упрощается, если принять кусочно-линейную аппроксимацию зависимостей $i_\alpha(v_\alpha)$ и $i_\beta(v_\alpha)$ аналогичной той, которая широко применяется в теории ламповых генераторов [144, 145].

Чтобы получить аппроксимированную зависимость $i_\alpha(v_\alpha)$, согласованную с (5.96) — (5.99), нужно принять во внимание, что во всей рабочей области токов i_E зависимость (5.96) с учетом (5.98), (5.99) можно записывать в виде $i_\alpha = [i_{BE}/(\beta_0+1)] \exp qv_{B'E}/kT$. В некотором интервале изменения i_α эту функцию можно заменить кусочно-линейной

$$i_\alpha = \begin{cases} 0, & v_{B'E} < E'_B; \\ g_{B'E}(v_{B'E} - E'_B); & v_{B'E} > E'_B. \end{cases} \qquad (5.101)$$

Здесь введена не зависящая от тока крутизна $g_{B'E}$ по напряжению $v_{B'E}$ и напряжение отпирания E'_B транзистора с идеализированной характеристикой. Крутизну $g_{B'E}$ можно определять по-разному, но очевидно, что она должна быть пропорциональной наибольшему току $i_{\alpha\max}$ в области, для которой выбирается аппроксимация. Для определенности примем

$$g_{B'E} = \frac{i_{\alpha\max}}{kT/q}\frac{4}{} = \frac{\hat{i}_{\alpha\max}}{4r_b'}. \qquad (5.102)$$

Напряжение E'_B подбирается так, чтобы точная и аппроксимирующая зависимости $i_\alpha(v_\alpha)$ в рабочей области токов совпадали наилучшим образом. На рис. 5.7 приведен пример аппроксимации зависимости $i_\alpha(v_{B'E})$, в котором принято, что $\hat{i}_{\alpha\max} = 3$. В реальных транзисторах наибольший допустимый нормированный ток $\hat{i}_{\alpha\max}$ оказывается равным нескольким единицам. На него можно ориентироваться при выборе рабочей области токов и области аппроксимации.

Кусочно-линейная характеристика $i_\alpha(v_\alpha)$ получается из (5.101), (5.97) и имеет вид:

$$i_\alpha = \begin{cases} 0, & v_\alpha < E'_B, \\ g_{BE}(v_\alpha - E'_B), & v_\alpha > E'_B, \end{cases} \qquad (5.103)$$

где

$$g_{BE} = (r_b + r_{B'E})^{-1}, \qquad (5.104)$$

$$r_{B'E} = g_{B'E}^{-1}. \qquad (5.105)$$

Если выбирать $g_{B'E}$, руководствуясь (5.102), то

$$r_{B'F} = 4r_b/\hat{i}_{\alpha\,\max}. \qquad (5.106)$$

Аппроксимация (5.103) также показана на рис 5.7 (сплошной линией). Сравнение ее с точной зависимостью показывает, что в интервале $0{,}2i_{\alpha\,\max} < i_\alpha < i_{\alpha\,\max}$ обе характеристики совпадают удовлетворительно.

При аппроксимации (5.103) импульсы токов $i_\alpha(t)$ и $i_\beta(t)$ представляют собой отрезки косинусоиды, характеризуемые амплитудой напряжения возбуждения, крутизной характеристики и углом отсечки θ. Последний определяется из (5.103), (5.94) равенством [145]:

$$\cos\theta = -(E_{BE} - E'_B)/U_\alpha. \qquad (5.107)$$

Подставляя (5.94) в (5.103) и учитывая (5.107), представим зависимость $i_\alpha(t)$ следующим образом:

$$i_\alpha(t) = \begin{cases} 0, & \cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}) < \cos\theta, \\ g_{BE} U_\alpha [\cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}) - \cos\theta], & \\ \cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}) > \cos\theta. & \end{cases} \qquad (5.108)$$

Разложение (5.108) в ряд Фурье имеет вид:

$$i_\alpha(t) = \mathcal{I}_{\alpha 0} + \mathcal{I}_\alpha \cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}) + \ldots$$
$$\ldots + \mathcal{I}_{\alpha l} \cos l(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}) + \ldots, \qquad (5.109)$$

причем амплитуды гармонических составляющих можно выразить через табулированные в [146] функции*)

$$\gamma_l(n, \theta) = \frac{2}{\pi} \int_0^\theta (\cos\Psi - \cos\theta)^n \cos l\Psi \, d\Psi$$
$$(l = 0, 1, 2 \ldots;\ n = 0, 1, 2 \ldots) \qquad (5.110)$$

---

*) Эти функции используются при записи амплитуд гармоник импульсов тока на выходе нелинейного элемента, характеристика которого аппроксимируется параболой степени n с отсечкой, а входное воздействие — гармоническое [146].

и определяются формулами, соответствующими $n=1$:

$$\mathcal{I}_{\alpha 0}=0{,}5 g_{BE} U_\alpha \gamma_0 (1,\ \theta), \tag{5.111а}$$

$$\mathcal{I}_{\alpha}=g_{BE} U_\alpha \gamma_1 (1,\ \theta), \tag{5.111б}$$

$$\mathcal{I}_{\alpha l}=g_{BE} U_\alpha \gamma_l (1,\ \theta). \tag{5.111в}$$

Зависимость $\mathcal{I}_\alpha (U_\alpha)$ вместе с (5.99) позволяет получить выражения для $\mathcal{I}_\alpha$, $\mathcal{I}_{\beta\alpha}$ в (5.28), (5.29). В самом деле, при отсутствии случайных возмущений и $l=1$

$$\mathcal{I}_\alpha (U_\alpha)=g_{BE} U_\alpha \gamma_1 (1,\ \theta), \tag{5.112а}$$

$$\mathcal{I}_{\beta\alpha} (U_\alpha)=\mathcal{I}_{\beta 1} (U_\alpha)=\beta_0 g_{BE} U_\alpha \gamma_1 (1,\ \theta). \tag{5.112б}$$

Сравнивая (5.112) с (5.30) и (5.31), найдем средние крутизны колебательных характеристик $\mathcal{I}_\alpha (U_\alpha)$, $\mathcal{I}_{\beta 1} (U_\alpha)$:

$$G_\alpha (U_\alpha)=g_{BE} \gamma_1 (1,\ \theta), \tag{5.113а}$$

$$G_{\beta 1} (U_\alpha)=\beta_0 G_\alpha (U_\alpha), \tag{5.113б}$$

$$g_\alpha (U_\alpha)=\gamma_1 (1,\ \theta)+\frac{1}{\pi} \sin 2\theta, \tag{5.114а}$$

$$g_{\beta 1} (U_\alpha)=\beta_0 g_\alpha (U_\alpha), \tag{5.114б}$$

а из (5.48), (5.49), (5.113), (5.114) — отношения локальных и средних крутизн σ_α и $\sigma_{\beta 1}$, которые в данном случае одинаковы:

$$\sigma_{\beta 1} (U_\alpha)=\sigma_\alpha (U_\alpha)=1+\frac{1}{\pi} \frac{\sin 2\theta}{\gamma_1 (1,\ \theta)}. \tag{5.115}$$

Таким образом получены выражения для основных функций, определяющих стационарный режим транзисторного усилителя и влияние на него возмущений.

Рассмотрим стационарный режим усилителя, описываемый уравнением (5.43б) и формулами (5.112), (5.110), (5.107) (рис. 5.8).

Для определенности, решения проведены с ориентировкой на параметры транзистора ГТ-311Е, характеристика которого аппроксимировалась с использованием (5.102) при $\hat{i}_{\alpha\,max}=2{,}8$. Было принято $r_b=70$ Ом, $\beta_0=50$. Из (5.102), (5.105), (5.104) при $\hat{i}_{\alpha\,max}=2{,}8$:

$$r_{B'E}\ r_b=1{,}43,\quad (g_{BE} r_b)^{-1}=2{,}43, \tag{5.116}$$

т. е.

$$r_{B'E} = 100 \text{ Ом}, \; g_{BE} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}, \; i_{\alpha\,\max} = i_{BE\,\max} = 1 \text{ мА}.$$

Поскольку у этого транзистора $i_{CE\,\max} = \beta_0 i_{\alpha\,\max} = 50$ мА, аппроксимация сделана для случая полного использования транзистора по току. Конкретные значения r_b и других параметров на построение, показанное на рис. 5.8, не влияют. Использованы лишь отношения (5.116).

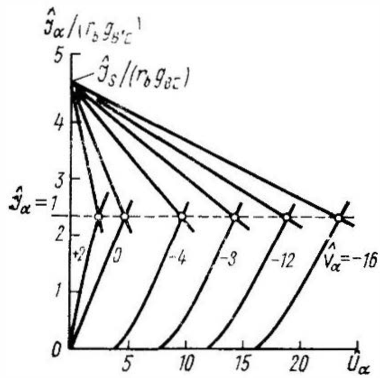


Рис. 5.8. Графическое определение стационарной амплитуды колебаний на входе по колебательной характеристике $\hat{\mathcal{I}}_\alpha(\hat{U}_\alpha)$ и к. п. д. цепи согласования η. (Построено несколько характеристик, соответствующих различным величинам смещения $\hat{V}_\alpha = (E_{BE} - E'_B)/(kT/q)$, и принято, что $\eta = 0{,}5$)

Из рис. 5.8 видно, что увеличение смещения на базе при постоянных $\hat{\mathcal{I}}_\alpha$ и η приводит к увеличению необходимой амплитуды U_α и мощности возбуждения P_s. При этом, если нагрузка в цепи коллектора не меняется, то, как следует из (5.112), выходная мощность каскада постоян-

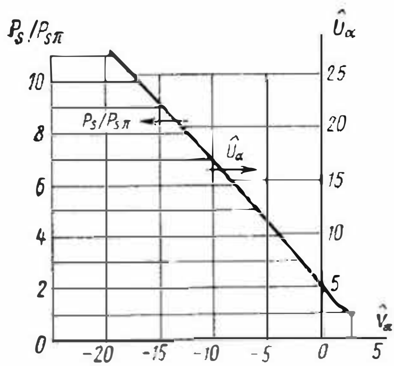


Рис. 5.9. Зависимость амплитуды входного сигнала и его мощности от смещения при постоянной первой гармонике выходного тока транзистора. (При построении принято, что $(g_{BE} r_b)^{-1} = 2{,}43$.)

на. Итак, варьируя смещение, можно изменять усиление каскада по мощности. Представляет интерес выяснить, как сказывается такое увеличение P_s на выходном отношении шум/сигнал. Поэтому приведем здесь (рис. 5.9) основные характеристики невозмущенного режима как функции нормированного смещения

$$\hat{V}_\alpha = (E_{BE} - E_{B'}) \Big/ \frac{kT}{q}. \tag{5.117}$$

Из (5.112а), (5.100) известно

$$\hat{U}_\alpha = \frac{\mathcal{J}_\alpha}{g_{BE} r_b} \frac{1}{\gamma_1 (1, \theta)},$$

а из (5.44) — (5.46) —

$$P_s = \frac{\mathcal{J}^2_\alpha}{2\eta g_{BE}} \frac{1}{\gamma_1 (1, \theta)}.$$

При этом напряжение и мощность удобно нормировать к их значениям $U_{\alpha\pi}$ и $P_{s\pi}$ при угле отсечки $\theta = \pi$.

Поскольку $\gamma_1 (1, \pi) = 1$,

$$\hat{U}_{\alpha\pi} = \hat{\mathcal{J}}_\alpha / (g_{BE} r_b), \tag{5.118}$$

$$P_{s\pi} = \frac{\mathcal{J}^2_\alpha}{2\eta g_{BE}} = \frac{\hat{\mathcal{J}}^2_\alpha}{2\eta} \frac{(kT/q)^2}{g_{BE} r^2_b}. \tag{5.119}$$

Тогда

$$\frac{P_s}{P_{s\pi}} = \frac{\hat{U}_\alpha}{\hat{U}_{\alpha\pi}} = \frac{1}{\gamma_1 (1, \theta)}. \tag{5.120}$$

Зависимость смещения V_α от θ при $\mathcal{J}_\alpha = \text{const}$ получается из (5.112а), (5.107), (5.116):

$$\frac{V_\alpha}{\hat{\mathcal{J}}_\alpha / g_{BE} r_b} = - \frac{\cos\theta}{\gamma_1 (1, \theta)}. \tag{5.121}$$

Она показана на рис. 5.10, а на рис. 5.9 график $\frac{P_s}{P_{s\pi}} (\hat{V}_\alpha) = \frac{U_\alpha}{U_{\alpha\pi}} (\hat{V}_\alpha)$ построен по (5.120), (5.121) с учетом (5.117) при $\hat{\mathcal{J}}_\alpha = 1$.

Изменения G_α / g_{BE}, g_α / g_{BE} и $\sigma_\alpha = \sigma_{\beta 1}$ при тех же условиях, что и изменение смещения, иллюстрируются графиками на рис. 5.11. Они построены по (5.113а), (5.114а), (5.115), (5.121) и показывают, что в области $\theta < 90^\circ$ отношение σ_α возрастает с ростом $|V_\alpha|$, причем это возрастание происходит за счет уменьшения G_α при слабом изменении g_α. Это видно и из характеристик рис. 5.8.

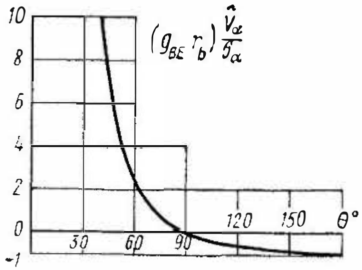


Рис. 5.10.

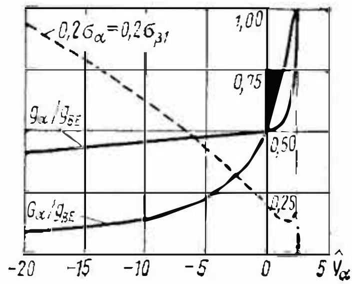


Рис. 5.11.

Рис. 5.10. Зависимость смещения от угла отсечки θ при фиксированной первой гармонике тока транзистора.

Рис. 5.11. Зависимость средней крутизны G_α функции $\mathcal{J}_\alpha(U_\alpha)$, локальной крутизны g_α и их отношения σ_α от напряжения смещения при фиксированной величине $\mathcal{J}_\alpha$.

Для оценки величины отношения шум/сигнал полезно определить $U_{\alpha\pi}$, $P_{s\pi}$ для реального транзистора. В соответствии с (5.119), (5.116) для ГТ-311Е при $\eta = 0{,}5$ получим:

$$U_{\alpha\pi} = 62\ \text{мВ},\quad P_{s\pi} = 0{,}022\ \text{мВт}. \tag{5.122}$$

Если принять амплитуду напряжения на коллекторе равной 5 В, то коэффициент усиления по мощности при $\theta = \pi$ будет примерно равен $2\cdot 10^3$. Поэтому вполне допустимо его снижение на таких частотах ради выигрыша в отношении шум/сигнал.

Итак, все основные характеристики невозмущенного режима усилительного каскада на биполярном транзисторе рассчитаны. Перейдем к определению характеристик приведенных шумов транзистора, вызывающих возмущения стационарного режима.

5.6. ШУМЫ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ БОЛЬШОМ ГАРМОНИЧЕСКОМ СИГНАЛЕ НА ЕГО ВХОДЕ

Чтобы применить формулы (5.92), (5.93) для расчета шумов транзисторного усилителя большого сигнала, нужно определить шумовые проводимости, входящие в матрицу (5.13). Для этого используем упрощенную шумовую эквивалентную схему биполярного транзистора (рис. 5.12,*а*) для низких частот, описанную в гл. 2 (см. рис. 2.4,*а*).

Напомним выражения для спектров шумовых токов i_T, i_{nb} и i_{nc}, которые мы будем называть далее «естественными» шумами:

$$S_{i\,T}(\omega)=4kTr_b^{-1}\,, \tag{5.123а}$$

$$S_{i\,b}(\omega)=2qi_\alpha, \tag{5.123б}$$

$$S_{i\,c}(\omega)=2q\beta_0 i_\alpha. \tag{5.123в}$$

Все эти шумовые токи не коррелированы между собой и их время корреляции полагается малым по сравнению с периодом сигнала $2\pi/\omega_s$.

«Избыточный» шум транзистора (или шум типа $1/f$) на схеме рис. 5.12,*а* отображается генератором тока $i_f(t)$ его спектр $S_{if}(\omega)$ при постоянном i_α можно записать в виде

$$S_{i\,f}(\omega)=F(i_\alpha)/\omega^a, \tag{5.124}$$

где $F(i_\alpha)$ — некоторая функция тока базы и $a\approx 1$. Предполагается, что частота сигнала ω_s достаточно велика, чтобы изменение $i_f(t)$ можно было считать медленным по сравнению с изменениями тока, вызванными сигналом.

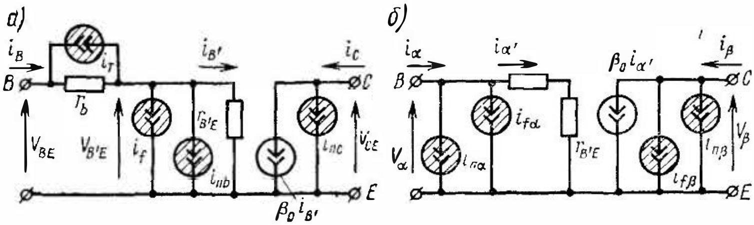


Рис. 5.12. Шумовые эквивалентные схемы Джиаколетто в случае низких для транзистора частот:
а — исходная, *б* — с эквивалентными источниками шума на входе и выходе.

Для нахождения шумовых проводимостей, введенных в § 5.2, перейдем от физической эквивалентной схемы рис. 5.12,*а* к схеме рис. 5.12,*б*, содержащей источники шумовых токов короткого замыкания на входе и выходе.

При этом естественные шумовые токи на входе и выходе обозначим соответственно $i_{n\alpha}$ и $i_{n\beta}$, а избыточные — $i_{f\alpha}$ и $i_{f\beta}$. Полные шумовые токи получаются суммированием токов параллельно включенных генераторов. Поскольку избыточные и естественные шумы не коррелированы и малы по сравнению с сигналом, их можно рассчитать отдельно и суммировать результирующие спектры.

Рассмотрим сначала порядок расчета шумовых проводимостей, характеризующих естественные шумы. Если добавить шумовые токи i_T, i_{nb}, i_{nc} с учетом их включения в схеме рис. 5.12,*а* в уравнения модели Эберса — Молла (5.96) — (5.99) и вычислить токи короткого замыкания (по шумам) на входе и выходе $i_{n\alpha}$ и $i_{n\beta}$, то их можно представить в виде слагаемых различного происхождения, приведенных в п. 1 и 2 табл. 5.1.

Соответствующие слагаемые спектральных плотностей $S_{i\alpha}(\omega)$, $S_{i\beta}(\omega)$ и взаимного спектра $S_{i\alpha\beta}(\omega)$ при постоянной величине i_α даны в пп. 3 — 5 табл. 5.1.

При периодическом изменении $i_\alpha(t)$ шумовые токи $i_{n\alpha}$, $i_{n\beta}$ будут, как видно из табл. 5.1, периодически нестационарными δ-коррелированными процессами, спектральные характеристики которых следует находить по формулам (1.206), (1.207). Вычисление коэффициентов Фурье для точных спектральных функций при токе $i_\alpha(t)$, определенном выражением (5.108), требовало бы численного интегрирования. Расчеты упрощаются, если точные спектральные функции (п. 3—5 табл. 5.1) аппроксимировать в области рабочих токов выражениями, приведенными в пп. 6—8 табл. 5.1. О точности этих аппроксимаций можно судить по рис. 5.13. Во всей рабочей области токов погрешность аппроксимации не превышает 25%, что допустимо при расчете вклада шумов транзистора в отношение шум/сигнал на выходе усилителя. Приведенные в табл. 5.1 аппроксимации спектральных функций в сочетании с (5.103) являются параболами различных степеней (от 0 до 2) с отсечкой. Поэтому их гармоники, входящие в (1.206), (1.207), можно выразить через функции $\gamma_l(n, \theta)$, (5.110).

Рассчитанные по табл. 5.1 и формулам (1.206), (1.207), (5.12) шумовые проводимости приведены в табл 5.2, а

Таблица 5.1

Слагаемые приведенных шумовых токов и их спектральные функции

№ п/п	Ток и спектры	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}
		Точные выражения		
1	$i_{n\alpha}$	$\frac{\widehat{i}_\alpha}{i+\widehat{i}_\alpha} i_T$	$\frac{1}{1+\widehat{i}_\alpha} i_{nb}$	0
2	$i_{n\beta}$	$\beta_0 \frac{\widehat{i}_\alpha}{1+\widehat{i}_\alpha} i_T$	$-\beta_0 \frac{\widehat{i}_\alpha}{1+\widehat{i}_\alpha} i_{nb}$	i_{nc}
3	$\frac{S_{i\,\alpha}}{4kTr_b^{-1}}$	$2\widehat{i}_\alpha \frac{\widehat{i}_\alpha}{2(1+\widehat{i}_\alpha)^2}$	$\frac{\widehat{i}_\alpha}{2(1+\widehat{i}_\alpha)^2}$	0
4	$\frac{S_{i\,\alpha\beta}}{4kTr_b^{-1}}$	$2\beta_0\widehat{i}_\alpha \frac{\widehat{i}_\alpha}{2(1+\widehat{i}_\alpha)^2}$	$-\beta_0\widehat{i}_\alpha \frac{\widehat{i}_\alpha}{2(1+\widehat{i}_\alpha)^2}$	0
5	$\frac{S_{i\,\beta}}{4kTr_b^{-1}}$	$2\beta^2{}_0\widehat{i}_\alpha \frac{\widehat{i}_\alpha}{2(1+\widehat{i}_\alpha)^2}$	$\beta^2{}_0\widehat{i}^2{}_\alpha \frac{\widehat{i}_\alpha}{2(1+\widehat{i}_\alpha)^2}$	$\frac{1}{2}\beta_0\widehat{i}_\alpha$
		Аппроксимированные выражения		
6	$\frac{S_{i\,\alpha}}{4kTr_b^{-1}}$	$0,2\widehat{i}_\alpha$	$\begin{cases} 0,1, & i_\alpha > 0, \\ 0, & i_\alpha \leqslant 0. \end{cases}$	0
7	$\frac{S_{i\,\alpha\beta}}{4kTr_b^{-1}}$	$0,2\beta_0\widehat{i}_\alpha$	$-0,1\beta_0\widehat{i}_\alpha$	0
8	$\frac{S_{i\,\beta}}{4kTr_b^{-1}}$	$0,2\beta^2{}_0\widehat{i}_\alpha$	$0,1\beta^2{}_0\widehat{i}^2{}_\alpha$	$0,5\beta_0\widehat{i}_\alpha$

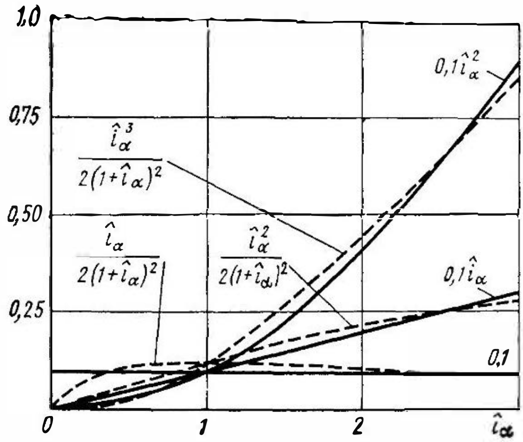


Рис. 5.13. Функции, определяющие изменение спектров естественных шумов с изменением $\hat{i}_\alpha$ (— — —) и их аппроксимации (—).

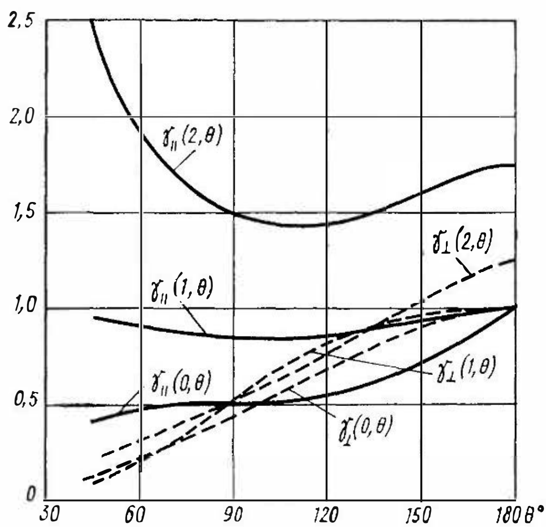


Рис. 5.14. Графики функций $\gamma_{\parallel}(n, \theta)$ и $\gamma_{\perp}(n, \theta)$, определяющих зависимости шумовых проводимостей от угла отсечки при фиксированной амплитуде первой гармоники тока (n=0, 1, 2).

функции $\gamma_{\parallel}(n, \theta)$, $\gamma_{\perp}(n, \theta)$ при $n=0, 1, 2$ даны в табл. 5.3 (рис. 5.14).

Таким образом, в табл. 5.2 приведены все характеристики естественных шумов биполярного транзистора,

Таблица 5.2

Слагаемые шумовых проводимостей, характеризующих приведенные шумовые токи транзистора

№ п/п	Шумовые проводимости	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}
1	$G_{\alpha\parallel}r_b$	$0{,}2\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\parallel}(1,\theta)$	$0{,}1\gamma_{\parallel}(0,\theta)$	0
2	$G_{\alpha\perp}r_b$	$0{,}2\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\perp}(1,\theta)$	$0{,}1\gamma_{\perp}(0,\theta)$	0
3	$Y^{(1)}_{\alpha\beta\parallel}r_b$	$0{,}2\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\parallel}(1,\theta)$	$-0{,}1\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\parallel}(1,\theta)$	0
4	$Y^{(1)}_{\alpha\beta\perp}r_b$	$0{,}2\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\perp}(1,\theta)$	$-0{,}1\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\perp}(1,\theta)$	0
5	$G^{(1)}_{\beta\parallel}r_b$	$0{,}2\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\parallel}(1,\theta)$	$0{,}1\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}^2_\alpha\gamma_{\parallel}(2,\theta)$	$0{,}5\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\parallel}(1,\theta)$
6	$G^{(1)}_{\beta\perp}r_b$	$0{,}2\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\perp}(1,\theta)$	$0{,}1\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}^2_\alpha\gamma_{\perp}(2,\theta)$	$0{,}5\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_{\perp}(1,\theta)$

Таблица 5.3

Функции, описывающие зависимости естественных шумов транзисторного усилителя от угла отсечки θ при постоянной амплитуде первой гармоники входного тока $\mathfrak{J}_\alpha$

№ п/п	Обозначение функций	Выражения через $\gamma_i(n, \theta)$
1	$\gamma_{\parallel}(0, \theta)$	$[\gamma_0(0, \theta) + \gamma_2(0, \theta)]/2$
2	$\gamma_{\perp}(0, \theta)$	$[\gamma_0(0, \theta) - \gamma_2(0, \theta)]/2$
3	$\gamma_{\parallel}(1, \theta)$	$[\gamma_0(1, \theta) + \gamma_2(1, \theta)]/2\gamma_1(1, \theta)$
4	$\gamma_{\perp}(1, \theta)$	$[\gamma_0(1, \theta) - \gamma_2(1, \theta)]/2\gamma_1(1, \theta)$
5	$\gamma_{\parallel}(2, \theta)$	$[\gamma_0(2, \theta) + \gamma_2(2, \theta)]/2\gamma^2_1(1, \theta)$
6	$\gamma_{\perp}(2, \theta)$	$[\gamma_0(2, \theta) - \gamma_2(2, \theta)]/2\gamma^2_1(1, \theta)$

необходимые для расчета отношения шум/сигнал на выходе усилительного каскада.

Характеристики избыточных шумов удобнее выразить через одну медленно меняющуюся случайную функцию

$$m_f(t) = i_f(t)/i_\alpha, \tag{5.125}$$

спектр которой [1] совпадает со спектром относительных флуктуаций скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей вблизи эмиттерного перехода. Спектральную характеристику $m_f(t)$ можно определить экспериментально при измерениях на постоянном токе $i_\alpha = I_\alpha$:

$$S_{mf}(\omega) = F_m(I_\alpha)/\omega^a. \tag{5.126}$$

В соответствии с (5.124), (5.125), $F_m(I_\alpha) = F(I_\alpha)/I^2_\alpha$. Далее будет предполагаться, что $S_{mf}(\omega)$ известна.

Приведенные ко входу и выходу избыточные шумовые токи, как видно из схемы рис. 5.12,*а*, выражаются через i_f так же, как составляющая естественных шумов, вызванных i_{nb} (см. табл. 5.1). Поэтому с учетом (5.125), (5.100б) эти токи можно представить в виде, аналогичном (1.210а):

$$\begin{aligned} i_{f\alpha} &= \frac{\hat{i}_\alpha}{1+\hat{i}_\alpha}\frac{kT}{qr_b}m_f, \\ i_f &= -\beta_0\frac{\hat{i}^2_\alpha}{1+\hat{i}_\alpha}\frac{kT}{qr_b}m_f. \end{aligned} \tag{5.127}$$

Это представление приведенных избыточных шумовых токов аналогично (1.210а), где роль параметра $a_f(t)$ играют относительные изменения тока рекомбинации $m_f(t)$, обусловленные действием ловушек с большими постоянными времени [25, 120].

Для расчета шумов на выходе усилителя токи $i_{f\alpha}$ и $i_{f\beta}$ нужно представить в форме (1.210б), т. е. разложить множители перед m_f в ряды Фурье при условии, что $i_\alpha(t)$ определено выражением (5.108), а затем выделить составляющую (1.211) со спектром, расположенным вблизи частоты ω_s. Эта составляющая соответствует случаю $l=1$.

Разложение множителей перед m_f в (5.127) в ряды Фурье удобнее делать, если принять следующие их аппроксимации:

$$\hat{i}_\alpha (1+\hat{i}_\alpha)^{-1} \approx 0{,}05 + 0{,}5\hat{i}_\alpha - 0{,}09\hat{i}^2_\alpha,$$
$$\hat{i}^2_\alpha (1+\hat{i}_\alpha)^{-1} \approx 0{,}05\hat{i}_\alpha + 0{,}5\hat{i}^2_\alpha - 0{,}09\hat{i}^3_\alpha. \qquad (5.128)$$

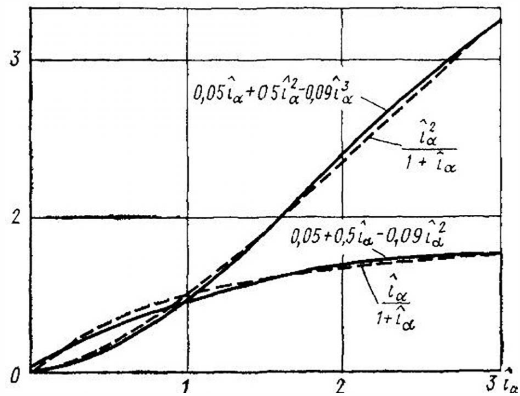


Рис. 5.15. Функции, определяющие влияние тока i_α на избыточные шумы, и их аппроксимации.

О точности этих аппроксимаций можно судить по рис. 5.15. Используя их, представим токи (5.127) в окрестности частоты ω_s в форме (1.211):

$$i_{f\alpha} \approx \mathcal{J}_{f\alpha}(t) \cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}),$$
$$i_{f\beta} \approx \mathcal{J}_{f\beta}(t) \cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}), \qquad (5.129)$$

где

$$\mathcal{J}_{f\alpha} = m_f(t) \frac{kT}{qr_b}\Big[0{,}05\gamma_1(0,\ \theta) + 0{,}5\hat{\mathcal{J}}_\alpha - 0{,}09\hat{\mathcal{J}}^2_\alpha \frac{\gamma_1(2,\ \theta)}{\gamma^2_1(1,\ \theta)}\Big], \qquad (5.130а)$$

$$\mathcal{J}_{f\beta} = m_f(t) \frac{kT}{qr_b}\Big[0{,}05\hat{\mathcal{J}}_\alpha + 0{,}5\hat{\mathcal{J}}^2_\alpha \frac{\gamma_1(2,\ \theta)}{\gamma^2_1(1,\ \theta)} - 0{,}09\hat{\mathcal{J}}^3_\alpha \frac{\gamma_1(3,\ \theta)}{\gamma^3_1(1,\ \theta)}\Big]. \qquad (5.130б)$$

Сравнивая (5.129) с (5.9), (5.10), видим, что в рассматриваемом случае избыточный шум дает лишь синфазные с сигналом составляющие приведенных токов, т. е.

$$\mathcal{I}_{f\alpha}(t) \equiv \mathcal{I}_{f\alpha\parallel}, \quad \mathcal{I}_{f\beta}(t) \equiv \mathcal{I}_{f\beta\parallel} \tag{5.131а}$$

и

$$\mathcal{I}_{f\alpha\perp} \equiv 0, \quad \mathcal{I}_{f\beta\perp} \equiv 0. \tag{5.131б}$$

Соответственно относительные величины (5.14) амплитуд приведенных избыточных токов $\mu_{f\alpha} = \mathcal{I}_{f\alpha}/\mathcal{I}_{\alpha}$, $\mu_{f\beta} = \mathcal{I}_{f\beta}/\mathcal{I}_{\beta 1}$ можно записать в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\mu_{f\alpha\parallel} = \mu_{f\alpha} = \Phi_{\alpha}(\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}, \theta)\, m_f(t), \quad \mu_{f\alpha\perp} \equiv 0, \\ &\mu_{f\beta\parallel} = \mu_{f\beta} = -\Phi_{\beta}(\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}, \theta)\, m_f(t), \quad \mu_{f\beta\perp} \equiv 0, \end{aligned}\right\} \tag{5.132}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \Phi(\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}, \theta) &= 0{,}05\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}^{-1}\gamma_1(0, \theta) + 0{,}5 - \\ &- 0{,}09\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}\frac{\gamma_1(2, \theta)}{\gamma_1^2(1, \theta)}, \\ \Phi_{\beta}(\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}, \theta) &= 0{,}05 + 0{,}5\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}\frac{\gamma_1(2, \theta)}{\gamma_1^2(1, \theta)} - \\ &- 0{,}09\widehat{\mathcal{I}}^2_{\alpha}\frac{\gamma_1(3, \theta)}{\gamma_1^3(1, \theta)} \end{aligned}\right\} \tag{5.133}$$

Формулы (5.132) вместе с уравнениями (5.68), (5.70) позволяют выразить искомые избыточные флуктуации через медленно флуктуирующую функцию $m_f(t)$, спектр которой (5.126) предполагается известным.

Таким образом, представление избыточных шумов транзистора формулами (5.132), (5.133) содержит все необходимое для расчета отношения шум/сигнал на выходе усилителя в области влияния избыточных шумов.

5.7. ШУМЫ ПРОСТЕЙШЕГО УСИЛИТЕЛЯ БОЛЬШОГО СИГНАЛА НА БИПОЛЯРНОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Спектральные плотности амплитудных и фазовых флуктуаций на выходе усилителя, вызванных естественными шумами, рассчитывают по формулам (5.91) — (5.93) при $l = 1$, используя выражения (5.113а), (5.115) для G_{α} и σ_{β}, вытекающее из (5.112) соотношение $\mathcal{I}_{\beta 1}/\mathcal{I}_\alpha=\beta_0$ и шумовые проводимости, приведенные в табл. 5.2:

$$S^1_m(\omega)=D_m 4kT/P_s, \tag{5.134а}$$

$$S^1_\phi(\omega)=D_\phi 4kT/P_s, \tag{5.134б}$$

где

$$\begin{gathered}D_m=\frac{1}{g_{BE}r_b\gamma_1(1,\ \theta)}\Big\{\eta|K_m(j\omega)|^2\times\\ \times\left[1+\frac{1}{\pi}\frac{\sin 2\theta}{\gamma_1(1,\ \theta)}\right]^2[0{,}2\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)+0{,}1\gamma_\parallel(0,\ \theta)]-\\ -2\left[1+\frac{1}{\pi}\frac{\sin 2\theta}{\gamma_1(1,\ \theta)}\right]\mathrm{Re}\,[K_m(j\omega)\,0{,}1\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)]+\\ +\frac{1}{\eta}\Big[0{,}2\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)+0{,}1\hat{\mathcal{I}}^2_\alpha\gamma_\parallel(2,\ \theta)+\\ +\frac{0{,}5}{\beta_0}\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)]\Big\},\end{gathered} \tag{5.135а}$$

$$\begin{gathered}D_\phi=\frac{1}{g_{BE}r_b\gamma_1(1,\ \theta)}\Big\{\eta|K_\phi(j\omega)|^2\times\\ \times[0{,}2\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\perp(1,\ \theta)+0{,}1\gamma_\perp(0,\ \theta)]-\\ -2\,[0{,}1\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\perp(1,\ \theta)]\,\mathrm{Re}\,K_\phi(j\omega)+\\ +\frac{1}{\eta}\Big[0{,}2\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\perp(1,\ \theta)+0{,}1\hat{\mathcal{I}}^2_\alpha\gamma_\perp(2,\ \theta)+\\ +\frac{0{,}5}{\beta_0}\hat{\mathcal{I}}_\alpha\gamma_\perp(1,\ \theta)\Big]\Big\}.\end{gathered} \tag{5.135б}$$

Формулы (5.134), (5.135) позволяют выяснить, как влияют на шумы уровень мощности, отбираемой от источника тока сигнала P_s, к. п. д. цепи связи с источником тока сигнала, амплитуда первой гармоники тока транзистора $\hat{\mathcal{I}}_\alpha$ и угол отсечки тока.

Прежде чем рассматривать примеры расчета шумов каскада по этим формулам, конкретизируем общие выражения для $K_m(p)$ и $K_\phi(p)$ (5.62), (5.63) для случая цепи согласования, показанной на рис. 5.4. Пренебрегая блокировочной индуктивностью, запишем с учетом

(5.18б) выражение для символической выходной проводимости цепи согласования $Y_s(p)$ (5.20):

$$Y_s(p)=\frac{(p+j\omega_s)L+r+\dfrac{1}{(p+j\omega_s)C_3}+}{\dfrac{1}{(p_s+j\omega_s)C_2}\left[(p+j\omega_s)L+r+\dfrac{1}{(p+j\omega_s)C_3}+\right.}\rightarrow$$

$$\rightarrow\frac{+\dfrac{1}{(p+j\omega_s)C_2}+\dfrac{1}{(p+j\omega_s)C_1+G'_s}}{\left.+\dfrac{1}{(p+j\omega_s)C_1+G'_s}\right]}.$$

Предположим, что на частоте ω_s выполнены неравенства $G'_s/\omega C_1\ll 1$, $r/\omega L\ll 1$. Тогда с погрешностью порядка этих величин слагаемыми r и G'_s в знаменателе $Y_s(p)$ можно пренебречь и условие резонанса цепи согласования (5.41) примет вид:

$$\omega_s L-\frac{1}{\omega_s}\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}\right)=0. \qquad (5.136)$$

При этом условии для расчета спектральных характеристик в области отклонений ω от ω_s, значительно меньших, чем ω_s, и малых по сравнению с разностью ω_s и частоты последовательного резонанса цепи LC_1C_3, можно записать приближенное выражение:

$$Y_s(p)\approx G_{s0}(1+p\tau_Q), \qquad (5.137а)$$

где

$$G_{s0}=(\omega_s C_2)^2\,[r+G'_s/(\omega_s C_1)^2] \qquad (5.137б)$$

— резонансная выходная проводимость цепи,

$$\tau_Q=2Q/\omega_s \qquad (5.137в)$$

— постоянная времени контура, образованного цепью согласования,

$$Q=\left[r+\frac{G'_s}{(\omega_s C_1)^2}\right]^{-1}\omega_s^{-1}\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}\right) \qquad (5.137г)$$

— добротность этого контура, найденная с учетом шунтирующего действия источника сигнала.

Из (5.137а) видно, что для сигналов и шумов со спектрами, лежащими в названной области частот, условие

(5.59) выполнено, т. е. $Y_s(p)=G_s(p)$. Следовательно, из (5.62), (5.63), (5.137а) получим:

$$K_m(p)=\frac{1}{1-\eta+\eta\sigma_\alpha}\,\frac{1}{1+p\tau_m}, \tag{5.138а}$$

$$K_\psi(p)=\frac{1}{1+p\tau_\psi}, \tag{5.138б}$$

где

$$\tau_\psi=(1-\eta)\,\tau_Q \tag{5.139а}$$

— постоянная времени цепи согласования с учетом шунтирования ее в среднем входной цепью транзистора,

$$\tau_m=\frac{1-\eta}{1-\eta+\eta\sigma_\alpha}\,\tau_Q \tag{5.139б}$$

— постоянная времени той же цепи для малых возмущений амплитуды колебаний с учетом шунтирующего действия входной цепи транзистора на эти возмущения.

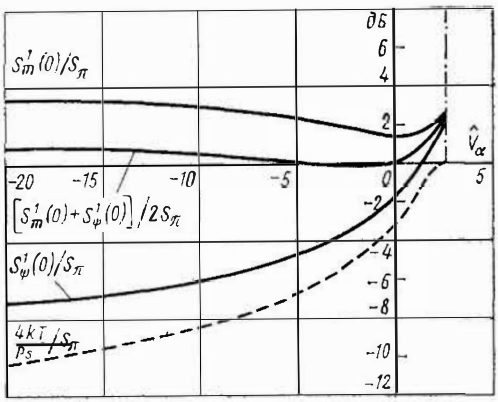


Рис. 5.16. Зависимости спектров амплитудных и фазовых флуктуаций, вносимых транзистором в усилителе большого сигнала, и отношения шум/сигнал от напряжения смещения.

Для расчета спектральных плотностей флуктуаций амплитуды и фазы на выходе усилителя в формулы (5.134), (5.135) нужно подставить коэффициенты передачи (5.138), заменив p на $j\omega$.

На рис. 5.16 представлены результаты расчета спектральных плотностей относительных флуктуаций амплитуды и флуктуаций фазы, вносимых транзистором, при $\omega=0$. Все спектральные плотности нормированы к спектральной плотности

$$S_{\pi}=4kT/P_{s\pi}. \tag{5.140}$$

Ее можно толковать как спектральную плотность шумов на выходе эталонного усилителя, потребляющего мощность $P_{s\pi}$ на входе. Спектральные плотности на рис. 5.16 построены как функции нормированного смещения $\widehat{V}_{\alpha}$ (5.117) при условиях:

$$\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}=1,\ \eta=0{,}5,\ (g_{BE}r_b)^{-1}=2{,}43.$$

Пунктирная линия показывает, как изменяются спектральные плотности амплитудных и фазовых флуктуаций на выходе эталонного усилителя (5.91).

Здесь сдвиг смещения $\widehat{V}_{\alpha}$ влево (т. е. уменьшение рабочего угла отсечки) сопровождается уменьшением относительного уровня шума, который обратно пропорционален $P_s/P_{s\pi}$ (см. рис. 5.9).

Спектральная плотность фазовых флуктуаций $S'_{\phi}(0)/S_{\pi}$ изменяется аналогично, хотя относительная интенсивность фазового шума $D_{\phi}(0)$ несколько возрастает с уменьшением $\widehat{V}_{\alpha}$ (т. е. угла отсечки). При $\widehat{V}_{\alpha}=0$ $D_{\phi}=1{,}5$ дБ, а при $\widehat{V}_{\alpha}=-20$ $D_{\phi}=3{,}2$ дБ. Тем не менее увеличение входной мощности за счет уменьшения угла отсечки на 10,5 дБ при $\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha}=1=\mathrm{const}$, $\widehat{\mathcal{I}}_{\beta 1}=\mathrm{const}$ приводит к уменьшению фазовых шумов на 9,5 дБ.

Иначе меняется спектральная плотность амплитудных шумов. С увеличением сдвига $\widehat{V}_{\alpha}$ влево наблюдается сначала незначительный спад амплитудных шумов, а затем медленный рост. В целом в интервале $-20<\widehat{V}_{\alpha}<2{,}43$ спектр амплитудных шумов изменяется на 2,0 дБ. Таким образом, в указанных условиях при переходе к меньшим углам отсечки возрастание P_s не сопровождается уменьшением относительного уровня амплитудных шумов. Отметим, что в области малых θ относительные амплитудные флуктуации значительно больше фазовых.

Выходное отношение шум/сигнал рассчитывается по формуле (1.168), которую в данном случае можно записать в виде

$$\frac{S_{i\beta}(\omega_s+\Omega)}{\mathcal{J}^2_{\beta1}/2}=\frac{1}{2}\left[S^1{}_m(\Omega)+S^1{}_\psi(\Omega)\right]. \qquad (5.141)$$

(Взаимный спектр $S_{m\psi}(\omega)$ при условиях, оговоренных в начале главы, равен нулю, а слагаемое с δ-функцией в (1.168), представляющее спектральную плотность сигнала, опущено.)

Для очень малых, по сравнению с полосой входной цепи каскада, расстроек Ω это отношение равно $0{,}5\left[S^1{}_m(0)+S'{}_\psi(0)\right]$. Эта величина, нормированная к S_π, также показана на рис. 5.16 как функция $\hat{V}_\alpha$. Основной вклад в отношение шум/сигнал на выходе вблизи несущей дают амплитудные флуктуации, вносимые транзистором. Из-за их влияния увеличение мощности на входе в данном случае практически не приводит к уменьшению отношения шум/сигнал на выходе, т. е. здесь не получается обмена проигрыша в усилении по мощности A_P на выигрыш в отношении шум/сигнал. Очевидно, что для реализации такого обмена нужно искать способ снижения A_P, при котором относительные амплитудные флуктуации убывают с ростом P_s.

Спектральные плотности, показанные на рис. 5.16, построены при конкретной величине нормированного тока $\hat{\mathcal{J}}_\alpha=1$. Для количественной их оценки следует по формулам (5.140), (5.119) найти величину S_π для выбранного транзистора.

Рассчитаем S_π для транзистора ГТ-311Е, пользуясь исходными данными (5.122) при $T=300°$ К. В результате $S_\pi=-151{,}5$ дБ/Гц. Отсюда количественные оценки для спектральных плотностей $S^1{}_m(\omega)$, $S^1{}_\psi(\omega)$ и отношения шум/сигнал, обусловленных шумами данного транзистора в выбранном диапазоне изменения θ:

$$S^1{}_\psi(0)=-(158{,}5\ldots149{,}5)\text{ дБ};\ S^1{}_m(0)=-(150{,}5\ldots148)\text{ дБ},$$

$$0{,}5\left[S^1{}_\psi(0)+S^1{}_m(0)\right]=-(151{,}5\ldots149)\text{ дБ}.$$

При современных требованиях к чистоте спектра сигнала эти уровни шумов могут оказаться недопустимыми и постановка задачи об их снижении представляет практический интерес.

Частотно-зависимая составляющая спектров амплитудных $S^1{}_m(\omega)$ и фазовых $S^1{}_\psi(\omega)$ флуктуаций (рис. 5.17) определяется вкладом источника шумового тока $i_{n\alpha}$, под действием которого возникает шумовое напряжение на избирательной входной цепи. Из рис. 5.17 видно, что полоса амплитудных шумов, определяемая коэффициентом передачи (5.138а), шире полосы фазовых шумов, так как шунтирующее действие нелинейной входной цепи сильнее влияет на малые флуктуации амплитуды. Зависимость общего уровня шумов $0{,}5[S^1{}_m(\omega)+S^1_\varphi(\omega)]$ от $\omega\tau_Q$ (рис. 5.17) показывает, как меняется отношение шум/сигнал при увеличении расстройки ω относительно ω_s. Очевидно, что в простом усилителе эта зависимость практически полностью обусловлена спектром амплитудных флуктуаций.

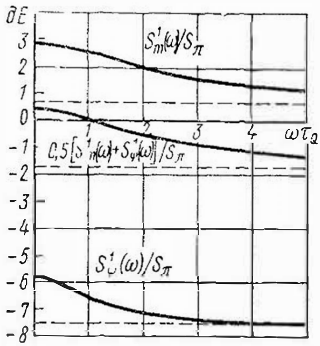


Рис. 5.17. Частотные зависимости спектров амплитудных и фазовых флуктуаций, вносимых транзистором, и выходного отношения шум/сигнал при $\hat{V}_\alpha = -10$, $\hat{\mathcal{J}}_\alpha = 1$, $\eta = 0{,}5$.

В заключение рассмотрим флуктуации, вызванные избыточным шумом транзистора. Из (5.68), (5.69), (5.132) следует, что эти шумы в рассматриваемом усилителе вызывают лишь амплитудные флуктуации. Если учесть, что вклад избыточного шума преобладает лишь в области низких частот спектра флуктуаций, на которых инерцией цепи согласования можно пренебречь, положив $p=0$, то из (5.68), (5.69), (5.132) можно записать

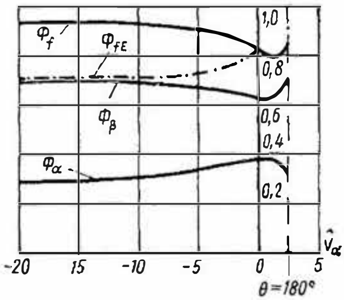
$$m_{\beta 1\, n} = -\Phi_f(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\ \theta,\ \eta)\, m_f(t), \tag{5.142}$$

где в соответствии с (5.138а), (5.115):

$$\Phi_f(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\ \theta,\ \eta) = \frac{\eta\sigma_\alpha}{1-\eta+\eta\sigma_\alpha}\,\Phi_\alpha(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\ \theta) + \Phi_\beta(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\ \theta). \tag{5.143}$$

Из этих выражений следует, что спектр избыточных флуктуаций амплитуды по форме повторяет спектр относительного избыточного шумового тока, а зависимость его от режима определяется изменением $\Phi_f(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\ \theta,\ \eta)$ (рис. 5.18).

Из рис. 5.18 видно, что при сдвиге $\hat{V}_\alpha$ влево, т. е. при уменьшении угла отсечки θ, относительные флуктуации амплитуды меняются слабо, и в случае избыточных шумов потери усиления по мощности, происходящие с уменьшением θ, не сопровождаются выигрышем в отношении шум/сигнал.



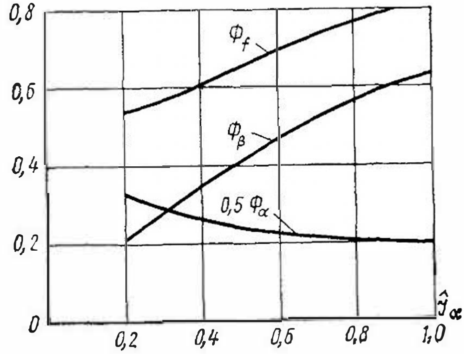


Рис 5 18 Рис. 5 19

Рис. 5.18. Зависимости функций Φ_α, Φ_β, определяющих вклады входного и выходного генераторов избыточного шума, и результирующей функции преобразования

$$\Phi_f\,(\hat{\mathfrak{I}}_\alpha,\ \theta,\ \eta)\ \text{от}\ V_\alpha\ \text{при}\ \hat{\mathfrak{I}}_\alpha = 1\ \text{и}\ \eta = 0{,}5.$$

Рис. 5.19. Зависимости функций влияния избыточного шума от $\hat{\mathfrak{I}}_\alpha$ при $\theta = 90°$ и $\eta = 0{,}5$.

Из анализа зависимостей $\Phi_\alpha\,(\hat{\mathfrak{I}}_\alpha,\ \theta)$, $\Phi_\beta\,(\hat{\mathfrak{I}}_\alpha,\ \theta)$, $\Phi_f\,(\hat{\mathfrak{I}}_\alpha,\ \theta,\ \eta)$ (рис. 5.19) следует, что относительный уровень избыточных флуктуаций амплитуды слабо меняется при вариациях θ и $\hat{\mathfrak{I}}_\alpha$ и в первом приближении может быть принят равным m_f. Уменьшение спектра избыточных шумов с уменьшением $\mathfrak{I}_\alpha$ тем заметнее, чем меньше к. п. д. цепи связи η.

5.8. ВЛИЯНИЕ ЭМИТТЕРНОГО АВТОСМЕЩЕНИЯ НА ШУМЫ УСИЛИТЕЛЯ

В практических схемах усилителей для стабилизации режима часто применяют эмиттерное автосмещение (рис. 5.20). Заменяя на рис. 5.20,*а* транзистор эквивалентной схемой рис. 5.12,б (рис. 5.20,б) и обозначая начальное смещение относительно точки E'_B

$$E_\alpha = E_{BE\,0} - E'_B \tag{5.144}$$

и полное смещение относительно той же точки

$$V_\alpha = E_{BE} - E'_B, \tag{5.145}$$

запишем символическое уравнение

$$(p\tau_E + 1) V_\alpha = E_\alpha - R_E (\beta_0 + 1) i_\alpha - R_E (i_{n\alpha} + i_{n\beta}), \tag{5.146}$$

где

$$\tau_E = R_E C_E \tag{5.147}$$

— постоянная времени цепи автосмещения.

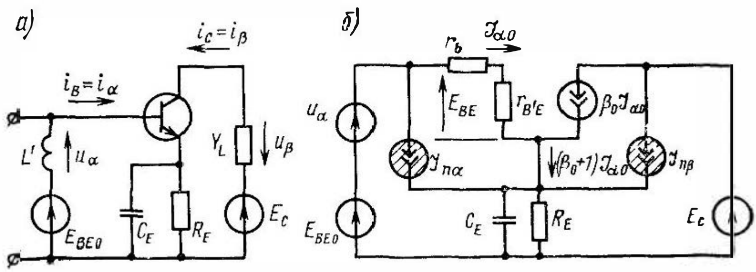


Рис. 5.20. Схема включения цепи автосмещения (а) и эквивалентная схема транзистора с цепью автосмещения (б).

Поскольку падение напряжения на цепи автосмещения обусловлено лишь составляющими, спектр которых расположен вблизи нулевой частоты, ток i_α в уравнении (5.146) следует заменить на усредненный за период возбуждения $2\pi/\omega_s$ ток $\mathcal{I}_{\alpha 0}(U_\alpha, V_\alpha)$ (5.109), который следует рассматривать как функцию амплитуды возбуждения U_α и смещения V_α. Аналогично шумовые токи $i_{n\alpha}$ и $i_{n\beta}$ можно заменить на усредненные за период шумовые токи

$$\mathcal{I}_{n\alpha}(t) = \int\limits_{t-\pi/\omega_s}^{t+\pi/\omega_s} i_{n\alpha}(t)\,dt, \quad \mathcal{I}_{n\beta}(t) = \int\limits_{t-\pi/\omega_s}^{t+\pi/\omega_s} i_{n\beta}(t)\,dt. \tag{5.148}$$

Тогда из (5.146) получим:

$$(p\tau_E + 1) V_\alpha = E_\alpha - R_E(\beta_0 + 1)\mathcal{I}_{\alpha 0}(U_\alpha, V_\alpha) - \\ - R_E(\mathcal{I}_{n\alpha} + \mathcal{I}_{n\beta}). \tag{5.149}$$

Для исследования стационарного режима и флуктуаций в усилителе с автосмещением его уравнения (5.26), (5.27) следует решать совместно с (5.149), причем комплексные амплитуды $\mathbf{I}_{\beta\alpha 1}$ и $\mathbf{I}_{\alpha}$ должны рассматриваться как функции U_{α} и V_{α}.

В отсутствие шумов из (5.149), (5.111a) получим следующее выражение для напряжения смещения

$$V_{\alpha}=E_{\alpha}-R_{E}(\beta_0+1)\mathcal{J}_{\alpha 0}(U_{\alpha},V_{\alpha}). \tag{5.150}$$

Обозначим

$$g_E=(1+\beta_0)g_{BE}. \tag{5.151}$$

Подставляя (5.111a), (5.107), (5.145) в (5.150), имеем

$$V_{\alpha}=\frac{E_{\alpha}}{1-g_E R_E \gamma_0(1,\theta)/(2\cos\theta)}, \tag{5.152}$$

откуда видно, что режим с определенными значениями V_{α} и θ можно реализовать при различных значениях E_{α} и параметра автосмещения $g_E R_E$.

Линеаризуя уравнения (5.26), (5.27), (5.149) относительно малых отклонений амплитуд ΔU_{α}, ΔV_{α} и фаз ψ_u, ψ_{α}, ψ_{β} от стационарных значений, определенных уравнениями (5.32), (5.33), (5.150), получим флуктуационные уравнения усилителя с автосмещением. После преобразований символическое уравнение для флуктуаций амплитуды можно привести к виду:

$$m_{\beta 1,n}=-\eta\sigma_{\beta E}(p)K_{mE}(p)[\mu_{\alpha\parallel}-\lambda_E(p)\mu_E]+ \\ +\left[\mu_{\beta 1\parallel}-\frac{\beta_0}{\beta_0+1}\lambda_E(p)\mu_E\right], \tag{5.153}$$

где

$$\mu_E=\frac{\mathcal{J}_{n\alpha}+\mathcal{J}_{n\beta}}{(\beta_0+1)\mathcal{J}_{\alpha}}, \tag{5.154}$$

$$\lambda_E(p)=\frac{(\beta_0+1)R_E(\partial\mathcal{J}_{\alpha}/\partial V_{\alpha})}{p\tau_E+1+(\beta_0+1)R_E(\partial\mathcal{J}_{\alpha 0}/\partial V_{\alpha})}, \tag{5.155}$$

$$\sigma_{\beta E}(p)=\sigma_{\alpha E}(p)=\sigma_{\alpha}\left[1-\frac{(\partial\mathcal{J}_{\alpha 0}/\partial U_{\alpha})}{(\partial\mathcal{J}_{\alpha}/\partial U_{\alpha})}\lambda_E(p)\right], \tag{5.156}$$

$$K_{mE}(p)=\frac{1}{(1-\eta)G_s(p)/G_s(0)+\eta\sigma_{\alpha E}(p)}. \tag{5.157}$$

Поскольку напряжение смещения в рассматриваемом частотном диапазоне работы транзистора не меняет реактивную проводимость цепи согласования, уравнение для флуктуаций фазы останется прежним (5.69).

Вычисляя частные производные в (5.155), (5.156) при кусочно-линейной аппроксимации характеристик транзистора и учитывая (5.151), получаем

$$\lambda_E(p)=\frac{g_E R_E \gamma_1(0,\ \theta)}{p\tau_E+1+g_E R_E \gamma_0(0,\ \theta)}, \tag{5.158}$$

$$\sigma_{\beta E}(p)=\sigma_{\alpha E}=\sigma_\alpha\left[1-\frac{\gamma_0(1,\ \theta)+\cos\theta\gamma_0(0,\ \theta)}{2[\gamma_1(1,\ \theta)+\cos\theta\gamma_1(0,\ \theta)]}\lambda_E(p)\right]. \tag{5.159}$$

Символическое выражение (5.153) позволяет рассчитать спектр флуктуаций амплитуды с учетом обратной связи по огибающей, создаваемой цепью автосмещения, при любой постоянной времени τ_E. Прежде чем приступить к расчетам флуктуаций, обсудим предельные случаи.

Если рассматриваются частоты спектра флуктуаций для которых $\omega\tau_E \gg 1$, то из (5.155), (5.158) видно, что при $p\tau_E\to\infty$ $\lambda_E(p)\to 0$. При этом $\sigma_{\beta E}(p)\to\sigma_\alpha$, $\sigma_{\alpha E}(p)\to\sigma_\alpha$, $K_{mE}(p)\to K_m(p)$, и флуктуационное уравнение (5.153) совпадает с уравнением (5.68) для постоянного смещения. Этого следовало ожидать, так как при большой величине τ_E автоматическое смещение не реагирует на достаточно быстрые изменения $\mathcal{J}_{n\alpha}$, $\mathcal{J}_{n\beta}$, U_α, т. е. эквивалентно добавочному постоянному смещению.

В противном случае, когда $\omega\tau_E \ll 1$, можно пренебречь слагаемым $p\tau_E$ в (5.158), положив $\lambda_E(p)=\lambda_E(0)$ и соответственно $\sigma_{\alpha E}(p)=\sigma_{\alpha E}(0)$, $\sigma_{\beta E}(p)=\sigma_{\alpha E}(0)$ (случай безынерционного смещения и безынерционной обратной связи по огибающей). Безынерционная обратная связь изменяет синфазные составляющие приведенных шумовых токов без искажения их спектра. Введем для их относительных величин обозначения

$$\mu_{\alpha E\parallel}=\mu_{\alpha\parallel}-\lambda_E(0)\mu_E, \tag{5.160а}$$

$$\mu_{\beta E\parallel}=\mu_{\beta 1\parallel}-\frac{\beta_0}{\beta_0+1}\lambda_E(0)\mu_E. \tag{5.160б}$$

Тогда (5.153) можно представить в виде

$$m_{\beta 1\,n}=-\eta\sigma_{\beta E}(0)K_{mE}(p)\mu_{\alpha E\parallel}+\mu_{\beta E\parallel}. \tag{5.161}$$

Очевидно, что $\sigma_{\beta E}(0)$ имеет смысл отношения локальной и средней крутизн транзистора, вычисленных с учетом изменения V_α, вызванного U_α. Для расчета спектра относительных флуктуаций амплитуды нужно определить спектры $\mu_{\alpha E\parallel}$ и $\mu_{\beta E\parallel}$. В соответствии с (5.160), (5.154), (5.14)

$$\mu_{\alpha E\parallel} = \frac{\mathcal{J}_{\alpha\parallel}}{\mathcal{J}_\alpha} - \lambda_E(0)\frac{\mathcal{J}_{n\alpha} + \mathcal{J}_{n\beta}}{(\beta_0+1)\mathcal{J}_\alpha},$$

$$\mu_{\beta E\parallel} = \frac{\mathcal{J}_{\beta 1\parallel}}{\mathcal{J}_{\beta 1}} - \frac{\beta_0}{\beta_0+1}\lambda_E(0)\frac{\mathcal{J}_{n\alpha} + \mathcal{J}_{n\beta}}{(\beta_0+1)\mathcal{J}_\alpha}.$$

С точностью до поправок порядка $1/\beta_0$ и с учетом того, что $\mathcal{J}_{\beta 1} = \beta_0\mathcal{J}_\alpha$, относительные шумы можно записать в виде

$$\mu_{\alpha E\parallel} = \frac{1}{\mathcal{J}_\alpha}\left(\mathcal{J}_{\alpha\parallel} - \frac{1}{\beta_0}\lambda_E(0)\,\mathcal{J}_{n\beta}\right) = \frac{\mathcal{J}_{\alpha E\parallel}}{\mathcal{J}_\alpha}, \tag{5.162а}$$

$$\mu_{\beta E\parallel} = \frac{1}{\beta_0\mathcal{J}_\alpha}\left(\mathcal{J}_{\beta 1\parallel} - \lambda_E(0)\,\mathcal{J}_{n\beta}\right) = \frac{\mathcal{J}_{\beta E\parallel}}{\beta_0\mathcal{J}_\alpha}. \tag{5.162б}$$

При расчете естественных шумов шумовые токи $\mathcal{J}_{\alpha E\parallel}$, $\mathcal{J}_{\beta E\parallel}$ в (5.162) можно характеризовать эквивалентными шумовыми проводимостями $G_{\alpha E\parallel}$, $G_{\beta E\parallel}$, $G_{\alpha\beta E\parallel}$. Для их определения следует найти спектральную плотность $S_{\mathcal{J}\beta}(\omega)$ тока $\mathcal{J}_{n\beta}$ и взаимные спектральные плотности $\mathcal{J}_{n\beta}$ с $\mathcal{J}_{\alpha\parallel}$ и $\mathcal{J}_{\beta 1\parallel}$. Используя аппроксимации спектральных функций шумовых токов $i_{n\alpha}$, $i_{n\beta}$, приведенные в п.п 6—8 табл. 5.1, и подход, развитый в [132], получим названные спектральные плотности. Их слагаемые, обусловленные каждым из трех источников естественных шумов, приведены в табл. 5.4.

Обозначая для сокращения $\lambda_E(0) \equiv \lambda_E$, запишем

$$\mathcal{J}_{\alpha E\parallel} = \mathcal{J}_{\alpha\parallel} - \beta_0^{-1}\lambda_E\mathcal{J}_{n\beta},$$

$$\mathcal{J}_{\beta E\parallel} = \mathcal{J}_{\beta 1\parallel} - \lambda_E\mathcal{J}_{n\beta},$$

Таблица 5.4

Спектры шумовых токов и шумовые проводимости, необходимые для расчета естественных амплитудных шумов, вносимых усилителем с автосмещением

№ п/п	Спектры	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}
1	$\dfrac{S^{0}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)}{4kTr_b^{-1}}$	$0{,}2\beta_0^2\hat{\mathcal{J}}_\alpha\dfrac{\gamma_0(1,\ \theta)}{2\gamma_1(1,\ \theta)}$	$0{,}1\beta_0^2\hat{\mathcal{J}}_\alpha^2\dfrac{\gamma_0(2,\ \theta)}{2\gamma_1^2(1,\ \theta)}$	$0{,}5\beta_0^2\hat{\mathcal{J}}_\alpha\dfrac{\gamma_0(1,\ \theta)}{2\gamma_1(1,\ \theta)}$
2	$\dfrac{S^{\parallel 0}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)}{4kTr_b^{-1}}$	$0{,}2\beta_0^2\hat{\mathcal{J}}_\alpha$	$0{,}1\beta_0^2\hat{\mathcal{J}}_\alpha^2\dfrac{\gamma_1(2,\ \theta)}{\gamma_1^2(1,\ \theta)}$	$0{,}5\beta_0\hat{\mathcal{J}}_\alpha$
3	$\dfrac{S^{\parallel 0}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)}{4kTr_b^{-1}}$	$0{,}2\beta_0\hat{\mathcal{J}}_\alpha$	$-0{,}1\beta_0\hat{\mathcal{J}}_\alpha$	0
	Шумовые проводимости			
4	$G^{E}_{\alpha\parallel}r_b$	$0{,}2\hat{\mathcal{J}}_\alpha\left[\gamma_\parallel(1,\ \theta)-\lambda_E+\lambda_E^2\dfrac{\gamma_0(1,\ \theta)}{4\gamma_1(1,\ \theta)}\right]$	$0{,}1\left[\gamma_\parallel(0,\ \theta)-\lambda_E\hat{\mathcal{J}}_\alpha+\lambda_E^2\hat{\mathcal{J}}_\alpha^2\dfrac{\gamma_0(2,\ \theta)}{4\gamma_1(1,\ \theta)}\right]$	$\dfrac{0{,}5}{\beta_0}\lambda_E^2\dfrac{\gamma_0(1,\ \theta)}{4\gamma_1(1,\ \theta)}$

№ п/п	Шумовые проводимости	Тепловой шум i_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}
5	$G^E_{\beta\|} r_b$	$0{,}2\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\left[\gamma_\|(1,\theta)-\lambda_E+\lambda^2_E\frac{\gamma_0(1,\theta)}{4\gamma_1(1,\theta)}\right]$	$0{,}1\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}^2_\alpha\left[\gamma_\|(2,\theta)-\lambda_E\frac{\gamma_1(2,\theta)}{\gamma^2_1(1,\theta)}+\lambda^2_E\frac{\gamma_0(2,\theta)}{4\gamma^2_1(1,\theta)}\right]$	$0{,}5\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\left[\gamma_\|(1,\theta)-\lambda_E+\lambda^2_E\frac{\gamma_0(1,\theta)}{4\gamma_1(1,\theta)}\right]$
6	$G^E_{\alpha\beta\|} r_b$	$0{,}2\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\left[\gamma_\|(1,\theta)-\lambda_E+\lambda^2_E\frac{\gamma_0(1,\theta)}{4\gamma_1(1,\theta)}\right]$	$0{,}1\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\left[-\gamma_\|(1,\theta)+\frac{\lambda_E}{2}\left(1-\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\frac{\gamma_1(2,\theta)}{\gamma^2_1(1,\theta)}\right)+\lambda^2_E\hat{\mathfrak{J}}^2_\alpha\frac{\gamma_0(2,\theta)}{4\gamma^2_1(1,\theta)}\right]$	$0{,}5\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\left[-\frac{\lambda_E}{2}+\lambda^2_E\frac{\gamma_0(1,\theta)}{4\gamma_1(1,\theta)}\right]$

и спектральные плотности токов $\mathcal{J}_{\alpha E\parallel}$, $\mathcal{J}_{\beta E\parallel}$ можно представить в виде:

$$S^{\parallel E}_{\mathcal{J}\alpha}(\omega)=8kTG^{E}_{\alpha\parallel}=S^{\parallel}_{\mathcal{J}\alpha}(\omega)-$$

$$-2\lambda_E\beta_0^{-1}\operatorname{Re}S^{\parallel 0}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)+\beta_0^{-2}\lambda^2_E S^0_{\mathcal{J}\beta}(\omega),$$

$$S^{\parallel E}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)=8kTG^{E}_{\alpha\beta\parallel}=S^{\parallel 1}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)-$$

$$-\lambda_E\,[S^{\parallel 0}_{\mathcal{J}\alpha\beta}(\omega)+\beta_0^{-1}S^{\parallel 0}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)]+\beta_0^{-1}\lambda^2_E S^0_{\mathcal{J}\beta}(\omega),$$

$$S^{\parallel E}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)=8kTG^{E}_{\beta\parallel}=S^{\parallel 1}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)-$$

$$-2\lambda_E\operatorname{Re}S^{\parallel 0}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)+\lambda^2_E S^0_{\mathcal{J}\beta}(\omega).$$

Найденные по этим формулам шумовые проводимости $G^E_{\alpha\parallel}$, $G^E_{\beta\parallel}$, $G^E_{\alpha\beta\parallel}$ приведены в табл. 5.4. Чтобы рассчитать спектр амплитудных флуктуаций, нужно в (5.93а) заменить $G_{\alpha\parallel}$ на $G^E_{\alpha\parallel}$, $G^l_{\beta\parallel}$ на $G^E_{\beta\parallel}$, $Y^l_{\alpha\beta\parallel}$ на $G^E_{\alpha\beta\parallel}$, σ_{β} на $\sigma_{\beta E}$ (0), $K_m(j\omega)$ на $K_{mE}(j\omega)$. В результате

$$D^E_m(\omega)=|K_{mE}(j\omega)|^2\,\eta\,\frac{\sigma^2_{\beta E}(0)\,G^E_{\alpha\parallel}}{G_\alpha}+$$

$$+\frac{1}{\eta}\,\frac{G^E_{\beta\parallel}}{\beta^2_0G_\alpha}-2\sigma_{\beta E}(0)\operatorname{Re}\left\{K_{mE}(j\omega)\,\frac{G^E_{\alpha\beta\parallel}}{\beta_0G_\alpha}\right\},\qquad(5.163а)$$

$$S^E_m(\omega)=D^E_m(\omega)\,4kT/P_s.\qquad(5.163б)$$

Воспользовавшись (5.163), изучим влияние параметров безынерционной цепи автосмещения на уровень амплитудных флуктуаций. Выберем для анализа случай, когда начальное смещение E_{BE0} равно напряжению отсечки E'_B, т. е. в соответствии с (5.144) $E_\alpha=0$. Тогда из (5.152) следует, что угол отсечки θ определяется только параметром g_ER_E:

$$\gamma_0(1,\ \theta)\,/\,(2\cos\theta)=(g_ER_E)^{-1}.$$

Рассмотрим, как будет изменяться спектральная плотность флуктуаций амплитуды, если увеличивать g_ER_E, поддерживая первую гармонику выходного тока (а следовательно, и выходную мощность) постоянной (рис. 5.21). При этом сдвиг по оси $\hat{V}_\alpha$ влево обеспечивается за счет падения напряжения на цепи автосмещения.

Из рис. 5.21 видно, что автоматическое смещение ослабляет амплитудные флуктуации, особенно при изменении $g_E R_E$ от 0 до 3—5. Дальнейшее увеличение этого параметра практически не меняет относительного уровня флуктуаций амплитуды. Выигрыш в отношении шум/сигнал за счет обратной связи по огибающей через цепь автосмещения достигает 5 дБ. Более эффективно

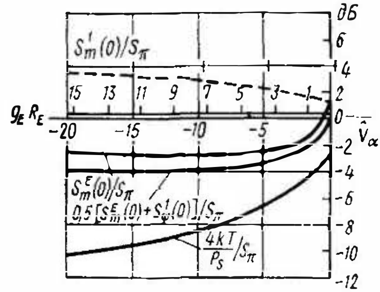


Рис 5.21

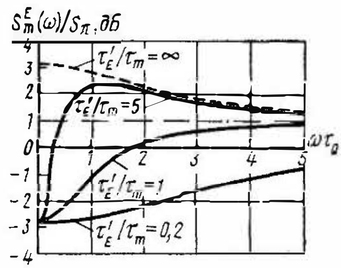


Рис 5 22

Рис. 5.21. Влияние сопротивления эмиттерного автосмещения на спектральную плотность естественных амплитудных флуктуаций, вносимых транзистором, и отношение шум/сигнал.

Начальное смещение таково, что при $R_E = 0$, $E_\alpha = E'_B$ $\eta = 0{,}5$.

Рис. 5 22. Частотные зависимости спектральной плотности естественных амплитудных флуктуаций, вносимых усилителем с автосмещением, при нескольких значениях постоянной времени цепи автосмещения τ'_E; $g_E R_E = 7$, $\hat{\mathcal{J}}_\alpha = 1$, $\eta = 0.5$.

подавляются флуктуации, вызванные тепловым шумом r_b. Флуктуации, обусловленные дробовым шумом i_{BE}, снижаются значительно слабее и при больших $g_E R_E$ имеют некоторое предельное значение. Вклад дробового шума тока i_{CE} мал по сравнению с первыми двумя факторами (см. табл. 5.4), и его ослабление почти не влияет на общий уровень шумов.

В общем уровне относительного шума усилителя с автосмещением, как видно из сравнения рис. 5.21 и 5.16, по-прежнему доминируют амплитудные шумы.

Зависимость относительного уровня шумов вблизи ω_0, т. е. $0{,}5[S_m^E(0)+S_\varphi(0)]/S_\pi$ от $g_E R_E$ (рис. 5.21), в основных чертах повторяет зависимость $S_m^E(0)/S_\pi$ от того же параметра.

Влияние инерционности автосмещения сказывается на зависимости $S^E{}_m$ от частоты ω. Эта спектральная плотность находится из уравнения (5.153). При $\omega=0$ она совпадает с результатом, соответствующим безынерционному автосмещению, а при $\omega\to\infty$ стремится к значению спектральной плотности флуктуаций амплитуды в усилителе с внешним смещением. Мерой инерционности цепи автосмещения является эквивалентная постоянная времени $\tau'_E=\tau_E/[1+g_E R_E \gamma_0(0,\ \theta)]$, а мерой инерционности одноконтурной цепи согласования источника сигнала с транзистором — постоянная времени τ_m (5.139б). Рис 5.22 позволяет оценить ширину полосы подавления амплитудных шумов автосмещением.

Для изучения влияния автосмещения на избыточные шумы можно воспользоваться флуктуационным уравнением (5.153). Однако случайное воздействие $\mu_E(t)$, отражающее влияние шумовых токов на флуктуации амплитуды через цепь автосмещения, следует заменить отношением μ_{fE} усредненной за период $2\pi/\omega_s$ суммы токов $i_{f\alpha}+i_{f\beta}$ к $(\beta_0+1)\mathcal{I}_\alpha$.

С точностью порядка $1/\beta_0$ можно заменить $i_{f\alpha}+i_{f\beta}$ на $i_{f\beta}$. Обозначим усредненный за период ток $i_{f\beta}$ через $\mathcal{I}_{f\beta}$. Тогда с названной точностью

$$\mu_{fE}=\mathcal{I}_{f\beta}/(\beta_0\mathcal{I}_\alpha). \tag{5.164}$$

Используя аппроксимацию (5.128) для (5.127), получаем:

$$\mu_{fE}=-\Phi_E(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta)\,m_f(t),$$

где

$$\Phi_E(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta)=0{,}05\frac{\gamma_0(1,\ \theta)}{2\gamma_1(1,\ \theta)}+0{,}5\widehat{\mathcal{I}}_\alpha\frac{\gamma_0(2,\ \theta)}{2\gamma^2{}_1(1,\ \theta)}-$$
$$-0{,}09\widehat{\mathcal{I}}^2{}_\alpha\frac{\gamma_0(3,\ \theta)}{2\gamma^3{}_1(1,\ \theta)}. \tag{5.165}$$

Поскольку на частотах спектра, где существенно влияние избыточных шумов, инерцией цепи согласования и цепи автосмещения можно пренебречь, в уравнении (5.153) можно положить $p=0$ и оно сведется к выражению, аналогичному (5.142):

$$m_{\beta 1n}=-\Phi_{fE}(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta,\ \eta,\ g_E R_E)\,m_f(t), \tag{5.166а}$$

где

$$\Phi_{fE}(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta,\ \eta,\ g_E R_E) = \frac{\eta\sigma_{\alpha E}(0)}{1-\eta+\eta\sigma_{\alpha E}(0)} \times$$

$$\times [\Phi_\alpha(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta) + \lambda_E(0)\,\Phi_E(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta)] +$$

$$+ [\Phi_\beta(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta) - \lambda_E(0)\,\Phi_E(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta)]. \qquad (5.166б)$$

Таким образом, избыточные флуктуации амплитуды в усилителе с автосмещением выражаются через относительный избыточный шум, спектр (5.126) которого известен, и функцию режима и параметров цепи автосмещения $\Phi_{fE}(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,\ \theta,\ \eta,\ g_E R_E)$. Последнюю нетрудно рассчитать с помощью (5.158), (5.159), (5.165).

Из зависимости $\Phi_{fE}(\widehat{V}_\alpha)$ (пунктирная линия на рис. 5.18) видно, что в условиях расчета автосмещение несколько уменьшает коэффициент преобразования относительного избыточного шума во флуктуации амплитуды. Это уменьшение происходит не более, чем на 2,5 дБ (что соответствует отношению $\Phi_{fE}/\Phi_f = 0{,}74$). При меньших величинах η выигрыш за счет автосмещения больше, так как автосмещение ослабляет действие приведенного к выходу шумового тока $i_{f\beta}$ и увеличивает влияние приведенного ко входу тока $i_{f\alpha}$. Это непосредственно следует из (5.166б).

Таким образом, эмиттерное автосмещние в усилителе большого гармонического сигнала позволяет уменьшить относительную величину флуктуаций на выходе, однако при $\eta=0{,}5$ достигаемое ослабление невелико. Наиболее эффективно увеличение R_E влияет на флуктуации при росте $g_E R_E$ от 0 до 5—7. Дальнейшее увеличение R_E выигрыша в амплитудных шумах не дает. При меньшем к. п. д. цепи связи η использование автосмещения позволяет получить более значительное ослабление шумов. Следовательно, если есть запас усиления по мощности A_P, то для снижения флуктуаций амплитуды на выходе можно пойти на увеличение P_s, вводя автосмещение с $g_E R_E \approx 5 \ldots 7$ и снижая к. п. д. цепи согласования. На уровне вносимых транзистором фазовых шумов влияние автосмещения не сказывается.

5.9. ВЛИЯНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ПО ТОКУ НА ШУМЫ УСИЛИТЕЛЯ

Отрицательная обратная связь по току в ламповых устройствах (автогенераторах, усилителях и умножителях частоты) позволяет снижать уровни шумов. Можно ожидать, что при некоторых условиях аналогичного снижения можно достичь и в устройствах на транзисторах.

Предположим, что обратная связь по току реализуется резистором R_E в цепи эмиттера (рис. 5.23,*а*). Если вычислить сначала приведенные шумовые токи $i_{n\alpha}$, $i_{n\beta}$, а затем воспользоваться кусочно-линейной аппроксимацией характеристики транзистора, то для области, где транзистор открыт, приведенные шумовые токи $i'_{n\alpha}$, $i'_{n\beta}$ (рис. 5.23,*б*) трехполюсника, показанного на рис. 5.23,*а*, можно записать в виде суммы слагаемых, вызванных тепловыми шумами r_b и R_E и дробовыми шумами токов i_{BE} и i_{CE} (пп. 1, 2, табл. 5.5). Переходя от

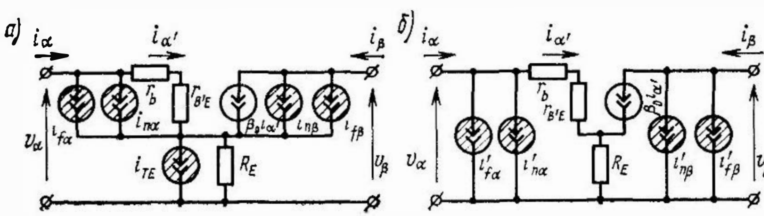


Рис. 5.23. Шумовые эквивалентные схемы транзистора с обратной связью по току через сопротивление R_E с источниками шума, включенными на входе и выходе транзистора (*а*) и вынесенными на вход и выход трехполюсника, включающего R_E (*б*).

выражений для токов к спектрам соответствующих слагаемых, используя те же аппроксимации, что и в табл. 5.1, и записывая спектры с точностью до поправок порядка $1/\beta_0$, получим выражения для $S_{i\alpha}(\omega)$, $S_{i\,\alpha\beta}(\omega)$, $S_{i\beta}(\omega)$, приведенные в пп. 3—5, табл. 5.5.

По этим спектрам с учетом того, что $i_\alpha(t)$ меняется в соответствии с (5.108), находим спектры синфазной и квадратурной компонент, представляющих периодически нестационарные процессы $i'_{n\alpha}(t)$, $i'_{n\beta}(t)$. В табл. 5.6 приведены шумовые проводимости, соответствующие спек-

Таблица 55

Приведенные шумовые токи транзистора с обратной связью через R_E и их аппроксимированные спектры

($h(\hat{i}_\alpha) = 1$ при $\hat{i}_\alpha > 0$ и нулю при $\hat{i}_\alpha \leqslant 0$)

№ п/п	Шумовые токи и спектры	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}	Тепловой шум R_E
			Точные выражения		
1	$i'_{n\alpha}$	$k_E \dfrac{\hat{i}_\alpha}{1+\hat{i}_\alpha} i_T$	$\left[\dfrac{1}{1+\hat{i}_\alpha}+\dfrac{\beta_0-1}{\beta_0+1}(1-k_E)\dfrac{\hat{i}_\alpha}{1+\hat{i}_\alpha}\right] i_{nb}$	$-\dfrac{1}{\beta_0+1}\times(1-k_E)\, i_{nc}$	$-\dfrac{1}{\beta_0+1}(1-k_E)\, i_{TE}$
2	$i'_{n\beta}$	$\beta_0 k_E \dfrac{\hat{i}_\alpha}{1+\hat{i}_\alpha} i_T$	$-\left[\dfrac{1-k_E}{\beta_0+1}\,\dfrac{1}{1+\hat{i}_\alpha}+\left(k_E+\dfrac{1-k_E}{\beta_0+1}\right)\times\dfrac{\hat{i}_\alpha}{1+\hat{i}_\alpha}\right] i_{nb}$	$\left[k_E-\dfrac{\beta_0}{\beta_0+1}\times(1-k_E)\right] i_{nc}$	$-\dfrac{\beta_0}{\beta_0+1}(1-k_E)\, i_{TE}$

Продолжение табл. 5.5

№ п/п	Шумовые токи и спектры	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}	Тепловой шум R_E
			Аппроксимированные выражения		
3	$\frac{S_{i\alpha}(\omega)}{4kTr_b^{-1}}$	$0,2k^2_E\hat{i}_\alpha$	$0,1\left[1+2(1-k_E)\hat{i}_\alpha+(1-k_E)^2\hat{i}^2_\alpha\right]$	$\frac{1}{2\beta_0}(1-k_E)\hat{i}_\alpha$	$\frac{r_b g_{BE}}{\beta_0}k_E(1-k_E)h(\hat{i}_\alpha)$
4	$\frac{S_{i\alpha\beta}(\omega)}{4kTr_b^{-1}}$	$0,2\beta_0k^2_E\hat{i}_\alpha$	$-0,1\beta_0\left[\frac{1-k_E}{\beta_0}+\left(k_E+\frac{1-k_E}{\beta_0}\right)^2\hat{i}_\alpha+(1-k_E)\left(k_E+\frac{1}{\beta_0}\right)\hat{i}^2_\alpha\right]$	$-\frac{1}{2}k_E(1-k_E)\hat{i}_\alpha$	$(r_b g_{BE})k_E(1-k_E)h(\hat{i}_\alpha)$
5	$\frac{S_{i\beta}(\omega)}{4kTr_b^{-1}}$	$0,2\beta^2_0k^2_E\hat{i}_\alpha$	$0,1\beta^2_0\left[\left(\frac{1-k_E}{\beta_0}\right)^2+2\frac{1-k_E}{\beta_0}\left(k_E+\frac{1}{\beta_0}\right)\hat{i}_\alpha+\left(k_E+\frac{1}{\beta_0}\right)^2\hat{i}^2_\alpha\right]$	$\frac{\beta_0}{2}k^2_E\hat{i}_\alpha$	$\beta_0(r_b g_{BE})k_E(1-k_E)h(\hat{i}_\alpha)$

Таблица 5.6

Шумовые проводимости транзистора с обратной связью через R_E.

№ п/п	Шумовые проводимости	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}	Тепловой шум R_E
1	$G_{\alpha\parallel} r_b$	$0{,}2k_E^2\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)$	$0{,}1\,[\gamma_\parallel(0,\theta)+2\,(1-k_E)\,\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\parallel\times(1,\theta)+(1-k_E)^2\hat{\mathfrak{J}}^2_\alpha\gamma_\parallel(2,\theta)]$	$\frac{1}{2\beta_0}(1-k_E)^2\times\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)$	$\frac{r_b g_{BE}}{\beta_0}k_E\,(1-k_E)\,\gamma_\parallel(0,\theta)$
2	$G_{\alpha\perp} r_b$	$0{,}2k_E^2\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\perp(1,\ \theta)$	$0{,}1\,[\gamma_\perp(0,\theta)+2\,(1-k_E)\,\mathfrak{J}_\alpha\gamma_\perp\times(1,\theta)+(1-k_E)^2\mathfrak{J}^2_\alpha\gamma_\perp(2,\theta)]$	$\frac{1}{2\beta_0}(1-k_E)^2\times\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\perp(1,\ \theta)$	$\frac{r_b g_{BE}}{\beta_0}k_E(1-k_E)\,\gamma_\perp(0,\theta)$
3	$Y_{\alpha\beta\parallel} r_b$	$0{,}2\beta_0 k_E^2\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)$	$-0{,}1\beta_0\left[\frac{1-k_E}{\beta_0}\gamma_\parallel(0,\ \theta)+\left(k_E+\frac{1-k_E}{\beta_0}\right)^2\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\theta)+(1-k_E)\left(k_E+\frac{1}{\beta_0}\right)\times\hat{\mathfrak{J}}^2_\alpha\gamma_\parallel(2,\ \theta)\right]$	$-\frac{1}{2}k_E\,(1-k_E)\times\hat{\mathfrak{J}}_\alpha\gamma_\parallel(1,\ \theta)$	$r_b g_{BE}k_E\,(1-k_E)\,\gamma_\parallel(0,\theta)$

Продолжение табл. 5.6

№ п/п	Шумовые проводимости	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}	Тепловой шум R_E
4	$Y_{\alpha\beta\perp} r_b$	$0{,}2\beta_0 k^2_E \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\perp(1,\ \theta)$	$-0{,}1\beta_0 \left[\frac{1-k_E}{\beta_0}\gamma_\perp(0,\ \theta) + \left(k_E + \frac{1-k_E}{\beta_0}\right)^2 \times \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\perp(1,\ \theta) + (1-k_E) \times \left(k_E + \frac{1}{\beta_0}\right) \mathfrak{J}^2_\alpha \gamma_\perp(2,\ \theta)\right]$	$-\frac{1}{2} k_E (1-k_E) \times \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\perp(1,\ \theta)$	$r_b g_{BE} k_E (1-k_E) \gamma_\perp(0,\ \theta)$
5	$G_{\beta\parallel} r_b$	$0{,}2\beta^2_0 k^2_E \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\parallel(1,\ \theta)$	$0{,}1\beta^2_0 \left[\left(\frac{1-k_E}{\beta_0}\right)^2 \gamma_\parallel(0,\ \theta) + 2\frac{1-k_E}{\beta_0}\left(k_E + \frac{1}{\beta_0}\right)\mathfrak{J}_\alpha \times \gamma_\parallel(1,\ \theta) + \left(k_E + \frac{1}{\beta_0}\right)^2 \mathfrak{J}^2_\alpha \gamma_\parallel(2,\ \theta)\right]$	$\frac{\beta_0}{2} k^2_E \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\parallel(1,\ \theta)$	$\beta_0 (r_b g_{BE}) \times k_E (1-k_E) \gamma_\parallel(0,\ \theta)$
6	$G_{\beta\perp} r_b$	$0{,}2\beta^2_0 k^2_E \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\perp(1,\ \theta)$	$0{,}1\beta^2_0 \left[\left(\frac{1-k_E}{\beta_0}\right)^2 \gamma_\perp(0,\ \theta) + 2\frac{1-k_E}{\beta_0}\left(k_E + \frac{1}{\beta_0}\right)\mathfrak{J}_\alpha \gamma_\perp(1,\ \theta) + \left(k_E + \frac{1}{\beta_0}\right)^2 \mathfrak{J}^2_\alpha \gamma_\perp(2,\ \theta)\right]$	$\frac{\beta_0}{2} k^2_E \mathfrak{J}_\alpha \gamma_\perp(1,\ \theta)$	$\beta_0 (r_b g_{BE}) k_E \times (1-k_E) \gamma_\perp(0,\ \theta)$

трам этих компонент. Эта таблица аналогична табл. 5.2, а входящие в нее коэффициенты даны в табл. 5.3.

Интенсивности амплитудных и фазовых шумов в усилителе с обратной связью по току рассчитываются по формулам (5.93), причем входящие в нее шумовые проводимости получаются суммированием выражений, приведенных во всех четырех столбцах табл. 5.6 Для расчета вклада одного из источников в общий уровень шумовые проводимости следует брать из соответствующего столбца табл. 5.6.

Сравнение компонент шумовых проводимостей (табл. 5.6) показывает, что при обычных величинах β_0 и не слишком малых токах i_α основной вклад в общий уровень дают тепловой шум r_b и дробовой шум $i_{BE}=i_\alpha$. Увеличение R_E, вызывающее уменьшение коэффициента

$$k_E=(1+g_E R_E)^{-1}, \tag{5.167}$$

по-разному сказывается на возмущающем действии этих двух источников шума Если все шумовые проводимости, соответствующие шуму r_b, убывают с ростом R_F пропорционально квадрату k_E, то шумовые проводимости, характеризующие влияние i_{nb}, ведут себя по-разному. Приведенная к выходу шумовая проводимость убывает с уменьшением k_E, а приведенная ко входу — возрастает. Поэтому, если при увеличении R_E к. п. д. цепи согласования η поддерживается постоянным, то действие отрицательной обратной связи по току на шумы i_{nb} оказывается менее эффективным, чем на шумы r_b.

Рассмотрим на конкретном примере, как изменяется относительный уровень амплитудных флуктуаций и фазовые флуктуации на выходе усилителя, если при постоянной первой гармонике выходного тока и фиксированных η и θ увеличивать R_F и отбираемую от источника сигнала мощность. Непосредственно из рис. 5 23,*а* и (5.103) получим:

$$\mathcal{I}_\alpha=\frac{g_{BE}}{1+g_E R_E}U_{\alpha E}\gamma_1(1,\theta).$$

Мощность P_{sF}, отбираемую от источника тока сигнала при $R_E\neq 0$, можно представить в виде

$$P_{sE}=\frac{1}{2\eta}\mathcal{I}_\alpha U_{\alpha E}=\frac{1}{2\eta}\,\frac{1+g_E R_E}{g_{BE}\gamma_1(1,\theta)}\mathcal{I}^2_\alpha.$$

Выразим ее через мощность $P_s = \frac{1}{2\eta} \mathcal{J}_\alpha U_\alpha$, которая отбирается при $R_E = 0$. При одинаковых η, θ и $\mathcal{J}_\alpha$

$$P_{sE} = (1 + g_E R_E) P_s. \tag{5.168}$$

Таким образом, в выражениях

$$S^1{}_m(\omega) = D_m(\omega)\, 4kT/P_{sE}, \tag{5.169a}$$

$$S^1{}_\psi(\omega) = D_\psi(\omega)\, 4kT/P_{sE} \tag{5.169б}$$

для спектров флуктуаций амплитуды и фазы, вытекающих из (5.91), (5.92), вторые сомножители убывают обратно пропорционально $(1+g_E R_E)$. Относительные интенсивности шумов $D_m(\omega)$ и $D_\psi(\omega)$ при $l=1$ рассчитываются по (5.93) и табл. 5.6.

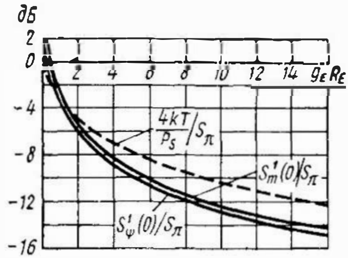


Рис 5.24. Влияние параметра обратной связи по току $g_E R_E$ на спектральные плотности естественных амплитудных и фазовых шумов усилительного каскада $\theta=180°$, $\eta=0{,}5$

Сопоставляя зависимости на рис. 5.24 с показанными на рис. 5.16, видим, что введение отрицательной обратной связи по току для улучшения шумовых характеристик усилителя оказывается значительно более выгодным, чем уменьшение угла отсечки.

Используя оценку величины S_π для ГТ-311Е, приведенную в § 5.7 ($S_\pi = -151{,}5$ дБ/Гц), видим из рис. 5.24, что снизив A_p в усилителе на порядок, можно получить уровни относительных естественных шумов на выходе, примерно равные $-(163\ldots164)$ дБ/Гц. Поскольку сделано предположение, что $\theta=180°$, различие между $S^1{}_m(0)$ и $S^1{}_\psi(0)$ не превышает 0,5 дБ.

Из формул (5.93) и табл. 5.6 видно, что изменение η сказывается на спектрах $S^1{}_m(\omega)$ и $S^1{}_\psi(\omega)$. Интересно выяснить, существует ли оптимальное соотношение между η и $g_E R_E$, при котором наиболее значительно уменьшается отношение шум/сигнал при заданной величине отношения P_{sE}/P_α, где $P_\alpha = P_s \eta$ — мощность, потребляемая на входе транзистора. Учитывая (5.167), (5.168), запишем условие, связывающее k_E и η:

$$\eta k_E = P_\alpha / P_{sE}. \qquad (5.170)$$

Оптимальные значения k_E и η, если они существуют, можно найти, построив зависимости $D_m(\omega)$ и $D_\phi(\omega)$ от k_E при выполнении равенства (5.170) (рис. 5.25). Если $P_{sE}/P_\alpha > 2$, то существуют оптимальные значения k_E и η, при которых достигаются наименьшие уровни флуктуаций. При $k_E=1$, когда $R_E=0$, весь избыток входной мощности отдается во внутреннее сопротивление приведенного ко входу источника сигнала. Из рис. 5.25 видно, что такое использование избытка мощности неэффективно. С другой стороны, при наименьшем k_E, совместимом с условием (5.170), отношение сигнал/шум возрастает из-за увеличения вклада дробового шума тока базы. При оптимальной величине η действие этого источника ослабляется за счет шунтирования его внутренней проводимостью источника сигнала.

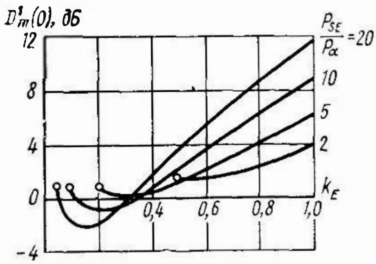


Рис 5.25. Зависимости относительной интенсивности естественных амплитудных шумов, вносимых усилителем с обратной связью по току, от параметра обратной связи $k_E=1/(1+g_E R_E)$ при нескольких значениях запаса по мощности на входе P_{sE}/P_α (При построении принято, что $\theta=180°$, и постоянство P_{sE}/P_α обеспечивалось подбором η в соответствии с (5.170).)

Зависимости $D^1_\phi(0)$ от k_E при $\theta \leqslant 180°$ незначительно отличаются от показанных на рис 5.25. Различие между $D_m(0)$ и $D_\phi(0)$ будет тем более заметным, чем меньше θ.

Для изучения влияния R_E на избыточный шум можно воспользоваться уравнением (5.75а) и табл. 5.5. Выражения для $i'_{f\alpha}$, $i'_{f\vartheta}$ получаются, если в формулах для токов

$i'_{n\alpha}$, $i'_{n\beta}$, обусловленных i_{nb}, заменить i_{nb} на i_f и учесть (5.125), (5.100б):

$$i'_{f\alpha} = \left(\frac{kT}{qr_b}\right)\left[\frac{\widehat{i}_\alpha}{1+\widehat{i}_\alpha} + \frac{\beta_0 - 1}{\beta_0 + 1}(1 - k_E)\frac{\widehat{i}^2_\alpha}{1+\widehat{i}_\alpha}\right] m_f, \quad (5.171а)$$

$$i'_{f\beta} = -\left(\frac{kT}{qr_b}\right)\left[\frac{1-k_E}{\beta_0+1}\frac{\widehat{i}_\alpha}{1+\widehat{i}_\alpha} + \left(k_E + \frac{1-k_E}{\beta_0+1}\right)\frac{\widehat{i}^2_\alpha}{1+\widehat{i}_\alpha}\right] m_f. \quad (5.171б)$$

Подставив в окрестности ω_s шумовые токи $i_{f\alpha}$, $i_{f\beta}$ в виде (5.129), использовав аппроксимации (5.128) и функции (5.133), запишем выражения для относительных величин $\mu_{f\alpha} = \mathcal{I}'_{f\alpha}/\mathcal{I}_\alpha$, $\mu_{f\beta} = \mathcal{I}'_{f\beta}/\mathcal{I}_\beta$:

$$\mu_{f\alpha} = \left[\Phi_\alpha(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta) + \frac{\beta_0 - 1}{\beta_0 + 1}(1 - k_E)\Phi_\beta(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta)\right] m_f, \quad (5.172а)$$

$$\mu_{f\beta} = -\left[\frac{1-k_E}{\beta_0+1}\Phi_\alpha(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta) + \left(k_E + \frac{1-k_E}{\beta_0+1}\right)\Phi_\beta(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta)\right] m_f. \quad (5.172б)$$

Чтобы рассчитать избыточные флуктуации амплитуды, заменим в уравнении (5.68) $\mu_{\alpha\parallel}$ на $\mu_{f\alpha}$ и $\mu_{\beta\parallel}$ на $\mu_{f\beta}$ и пренебрежем в области избыточных шумов влиянием инерции цепи согласования, положив $p=0$. Тогда относительные флуктуации амплитуды в усилителе с обратной связью по току можно записать в форме, аналогичной (5.142):

$$m_{\beta 1 n} = -\Phi_{fE}(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta, \eta, k_E)\, m_f, \quad (5.173)$$

где

$$\Phi_{fE} = \left[\frac{\eta\sigma_\alpha}{1-\eta+\eta\sigma_\alpha} + \frac{1-k_E}{\beta_0+1}\right]\Phi_\alpha(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta) +$$
$$+ \left[\frac{\eta\sigma_\alpha}{1-\eta+\eta\sigma_\alpha}\frac{\beta_0-1}{\beta_0+1}(1-k_E) + k_E + \frac{1-k_E}{\beta_0+1}\right]\Phi_\beta(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta). \quad (5.174)$$

Таким образом, влияние параметров k_E и η на уровень избыточных шумов определяется функцией $\Phi_{fE}(\widehat{\mathcal{I}}_\alpha, \theta, \eta, k_E)$.

Рассмотрим зависимость $\Phi_{fE}(k_E)$ при фиксированном запасе по мощности P_{sE}/P_α на входе усилителя. Ее анализ позволяет выбрать оптимальные значения k_E и η. Чтобы упростить выражение для Φ_{fE}, предположим, что $\theta=\pi$ (т. е. $\sigma_\alpha=1$), и пренебрежем поправками порядка $1/\beta_0$. Тогда (5.174) с учетом (5.170) можно записать в виде:

$$\Phi_{fE}\approx\frac{P_\alpha}{P_{sE}}\frac{\Phi_\alpha+\Phi_\beta}{k_E}+\Phi_\beta k_E-\frac{P_\alpha}{P_{sE}}\Phi_\beta+\frac{\Phi_\alpha+\Phi_\beta}{\beta_0}, \tag{5.175}$$

где

$$\Phi_\alpha\equiv\Phi_\alpha(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\pi)\ \Phi_\beta\equiv\Phi_\beta(\hat{\mathcal{J}}_\alpha,\pi).$$

Эта функция принимает наименьшее значение

$$\Phi_{fE\,\min}=2\sqrt{\frac{P_\alpha}{P_{sE}}\Phi_\beta(\Phi_\alpha+\Phi_\beta)}-\frac{P_\alpha}{P_{sE}}\Phi_\beta+\frac{\Phi_\alpha+\Phi_\beta}{\beta_0}. \tag{5.176}$$

при

$$k_{E\,\mathrm{opt}}=\sqrt{\frac{\Phi_\alpha+\Phi_\beta}{\Phi_\beta}\frac{P_\alpha}{P_{sE}}}, \tag{5.177}$$

$$\eta_{\mathrm{opt}}=\sqrt{\frac{P_\alpha}{P_{sE}}\frac{\Phi_\beta}{\Phi_\alpha+\Phi_\beta}}. \tag{5.178}$$

Используя (5.176)—(5.178), выражение для Φ_{fE} запишем в более наглядной форме

$$\Phi_{fE}=\Phi_{fE\,\min}+\frac{1}{2}\left(\Phi_{fE\,\min}+\frac{P_\alpha}{P_{sE}}\Phi_\beta-\right.$$
$$\left.-\frac{\Phi_\alpha+\Phi_\beta}{\beta_0}\right)\left(\sqrt{\frac{k_E}{k_{E\,\mathrm{opt}}}}-\sqrt{\frac{k_{E\,\mathrm{opt}}}{k_E}}\right)^2. \tag{5.179}$$

Из рис. 5.26 видно, что при правильном выборе k_E и η удается получить определенный выигрыш в отношении шум/сигнал на выходе за счет снижения усиления по мощности. В области, где $k_{E\mathrm{opt}}>1$, реализовать оптимальный режим при $R_E\geqslant0$ невозможно и следует работать при $k_E=1$. Эта область на рис. 5.26 лежит при $P_{sE}/P_\alpha<1{,}5$. Выигрыш в уровне шума от оптимизации здесь незначителен.

Отметим, что при изменении запаса по мощности в интервале от 1 до 30 выигрыш в спектральной плотности избыточных шумов в соответствии с рис. 5.26 изменяется от 0 до 10,5 дБ. При этом оптимальное значение $g_E R_E$ в соответствии с (5.167) и рис. 5.26 изменяется от 0 до 3,5, а η_{opt} — от 0 до 0,145.

В режиме с углом отсечки $\theta < \pi$ характер зависимостей, показанных на рис. 5.26, остается таким же, но формулы для η_{opt}, k_{Eopt} и Φ_{fEmin} оказываются более громоздкими, так как σ_α в (5.174) отличается от единицы. Их можно получить, дифференцируя $\Phi_{fE}(k_E, \eta)$ (5.174) при условии (5.170).

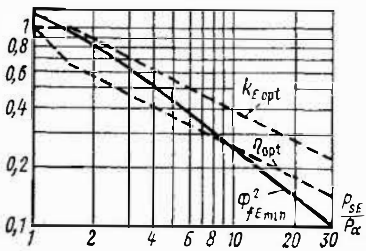


Рис. 5.26. Зависимости оптимальных значений $k_E > \eta$ и минимально достижимого значения функции Φ_{fE}, определяющей преобразование избыточного шума транзистора во флуктуации амплитуды, от запаса по мощности на входе P_{sE}/P_α ($\theta=180°$, $\beta_0=50$).

Таким образом показано, что обратная связь по току позволяет улучшить выходное соотношение шум/сигнал как для естественных, так и для избыточных флуктуаций. Чтобы реализовать наименьшее отношение шум/сигнал при заданном запасе входной мощности, следует подбирать оптимальные значения R_E и η. Оптимальные значения R_E и η для естественных и избыточных шумов достаточно близки, а сами экстремумы не слишком критичны. Поэтому при практической реализации усилителей целесообразно выбирать эти величины в интервале между оптимальными для тех и других шумов значениями.

Сопоставление вариантов реализации усилителя большого сигнала на биполярном транзисторе по шумовым характеристикам. Рассмотренные варианты усилителей большого сигнала можно использовать при одинаковых условиях, в частности при одинаковых мощностях сигнала на входе и выходе. Сопоставим их по шумовым характеристикам и выберем наилучший вариант.

В простейшем усилителе (рис. 5.1) можно снизить амплитудные и фазовые шумы при наличии запаса по входной мощности, уменьшая либо θ, либо η. Уменьшение θ, как видно, из рис. 5.16, позволяет снизить фазовые шумы, но не позволяет уменьшить амплитудные. Использование эмиттерного автосмещения при уменьшении θ и постоянном η позволяет достигнуть определенного ослабления относительных флуктуаций амплитуды на выходе (рис. 5.21). Однако наибольший эффект дает использование запаса по мощности путем введения отрицательной обратной связи по току (см. рис. 5.24) при оптимальном сочетании глубины обратной связи и к. п. д. цепи связи транзистора с источником сигнала.

Используя обратную связь по току при отбираемой от источника мощности порядка 0,3—0,4 мВт, можно снизить уровень вносимых маломощным транзистором шумов до величин — (160—165) дБ/Гц в области естественных шумов. При грубых оценках можно рассчитывать отношение шум/сигнал на выходе усилителя по формуле $4kT/P_s$. Для правильно спроектированного усилителя, работающего на низких для транзистора частотах, эта формула дает оценку этого отношения с определенным запасом.

5.10. ШУМЫ, ВНОСИМЫЕ УМНОЖИТЕЛЯМИ ЧАСТОТЫ НА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Особенности выбора и расчета стационарного режима умножителя частоты. Простейший умножитель частоты на биполярном транзисторе отличается от простейшего усилителя (рис. 5.1) лишь тем, что выходная цепь в нем настроена на l-ю гармонику тока коллектора. Кроме того, для него иначе выбирается угол отсечки коллекторного тока.

Как и в усилителе, примем кусочно-линейную аппроксимацию характеристик транзистора, при которой импульс входного тока определяется формулой (5.108), а импульс выходного в β_0 раз больше его. Тогда амплитуда l-й гармоники тока коллектора определяется формулой (5.111в).

Для $\sigma_\alpha(U_\alpha)$ остается справедливой формула (5.115). Для $\sigma_{\beta l}$ из (5.49), (5.111в) получим

$$\sigma_{\beta l}(U_\alpha) = 1 + \frac{2}{\pi}\cos\theta\,\frac{\sin l\theta}{l\gamma_l(1,\theta)}. \qquad (5.180)$$

Стационарный режим умножителя частоты обычно выбирается так, чтобы при ограниченном импульсе выходного тока транзистора получить наибольший уровень его l-й гармоники.

Сравним умножители частоты с простейшим усилителем большого сигнала по выходным флуктуациям амплитуды и фазы, полагая, что их входные мощности одинаковы при следующих углах отсечки: а) для усилителя ($l=1$) $\theta_1=90°$, б) для умножителя на два ($l=2$) $\theta_2=60°$, в) для умножителя на три ($l=3$) $\theta_3=40°$. Назовем эти углы отсечки «опорными». Далее рассмотрим, как будут изменяться флуктуационные характеристики, если варьировать угол отсечки θ, сохраняя неизменной амплитуду выделяемой коллекторной нагрузкой гармоники тока $\mathcal{J}_{\beta l}$.

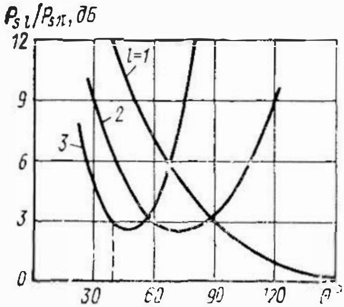


Рис. 5.27. Зависимости входных мощностей усилителя и умножителей частоты на 2 и на 3 от угла отсечки при постоянных значениях выходных мощностей.

Поскольку $\mathcal{J}_{\beta l}=\beta_0\mathcal{J}_{al}$, это эквивалентно вариации θ при $\mathcal{J}_{al}=\text{const}$. Если представить входную мощность умножителя в виде

$$P_{sl}=\frac{\mathcal{J}^2_{al}}{2\eta g_{BE}}\,\frac{\gamma_1(1,\theta)}{\gamma^2_l(1,\theta)},\qquad (5.181)$$

то при $\mathcal{J}_{al}=\text{const}$ зависимость $P_{sl}(\theta)$ определяется вторым сомножителем. Из равенств $P_{s2}(60°)=P_{s1}(90°)$, $P_{s3}(40°)=P_{s1}(90°)$, с учетом того, что $P_{s1}(90°)=2P_{s\pi}$ (см. (5.120)), нетрудно выразить P_{s2} и P_{s3} через мощность $P_{s\pi}$ сравниваемого с умножителями усилителя:

$$\frac{P_{s2}}{P_{s\pi}}=2\,\frac{\gamma_1(1,\theta)/\gamma_1(1,60°)}{\gamma^2_2(1,\theta)/\gamma^2_2(1,60°)}=0{,}195\,\frac{\gamma_1(1,\theta)}{\gamma^2_2(1,\theta)},\qquad (5.182а)$$

$$\frac{P_{s3}}{P_{s\pi}}=2\,\frac{\gamma_1(1,\theta)/\gamma_1(1,40°)}{\gamma^2_3(1,\theta)/\gamma^2_3(1,40°)}=0{,}057\,\frac{\gamma_1(1,\theta)}{\gamma^2_3(1,\theta)}.\qquad (5.182б)$$

Из рис. 5.27 следует, что минимум потребляемой мощности в умножителях с фиксированной величиной $\mathcal{J}_{al}$ лежит при углах отсечки, больших опорных. Величины U_α и

Таблица 5.7

Шумовые проводимости, характеризующие транзистор в умножителе частоты с кратностью l.

№ п/п	Шумовые проводимости	Тепловой шум r_b	Дробовой шум i_{BE}	Дробовой шум i_{CE}
1	$G_{\alpha\parallel}r_b$	$0,2\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\frac{\gamma_1(1,\theta)}{\gamma_l(1,\theta)}\gamma_\parallel(1,\theta)$	$0,1\gamma_\parallel(0,\theta)$	0
2	$G_{\alpha\perp}r_b$	$0,2\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\frac{\gamma_1(0,\theta)}{\gamma_l(1,\theta)}\gamma_\perp(1,\theta)$	$0,1\gamma_\perp(0,\theta)$	0
3	$Y^{(l)}_{\alpha\beta\parallel}r_b$	$0,2\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_{\alpha\beta\parallel}(1,\theta)$	$-0,1\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_{\alpha\beta\parallel}(1,\theta)$	0
4	$Y^{(l)}_{\alpha\beta\perp}r_b$	$0,2\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_{\alpha\beta\perp}(1,\theta)$	$-0,1\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_{\alpha\beta\perp}(1,\theta)$	0
5	$G^{(l)}_{\beta\parallel}r_b$	$0,2\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_\parallel(1,\theta)$	$0,1\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}^2_{\alpha l}\gamma^{(l)}_\parallel(2,\theta)$	$0,5\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_\parallel(1,\theta)$
6	$G^{(l)}_{\beta\perp}r_b$	$0,2\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_\perp(1,\theta)$	$0,1\beta^2_0\hat{\mathfrak{J}}^2_{\alpha l}\gamma^{(l)}_\perp(2,\theta)$	$0,5\beta_0\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha l}\gamma^{(l)}_\perp(1,\theta)$

V_α (5.117), соответствующие выбранному θ, находятся из (5.107) и (5.111 в).

Из рис. 5.27 видно, что при заданной мощности на выходе умножителя входную мощность можно увеличивать, отходя от оптимального угла отсечки в область либо бо́льших, либо меньших θ. Интересно выяснить, могут ли такие вариации θ привести к улучшению отношения шум/сигнал.

Характеристики шумов транзистора в умножителе частоты. В § 5.6 были рассмотрены спектральные плотности трех слагаемых естественных шумов транзистора, приведенных ко входу и выходу, и получены аппроксимации их зависимостей от тока транзистора (см. строки 6—8 табл. 5.1). По ним находят спектры синфазной и квадратурной с сигналом компонент приведенных шумов и соответствующие шумовые проводимости.

Шумовые проводимости приведенного ко входу тока $i_{n\alpha}$ в умножителе такие же, как в усилителе, однако их удобнее выразить через нормированную амплитуду l-й гармоники $\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha l}$ (п. 1, 2), табл 5.7.

Шумовые проводимости $G^{(l)}_{\beta\parallel}$ и $G^{(l)}_{\beta\perp}$, характеризующие приведенный к выходу ток $i_{n\beta}$, отличаются от рассчитанных для усилителя $G^{(1)}_{\beta\parallel}$, $G^{(1)}_{\beta\perp}$, так как спектральные плотности случайных амплитуд синфазной и квадратурной компонент, представляющих ток $i_{n\beta}$ в окрестности частоты $l\omega_s$, вычисляются по формулам (1.209). Использование этих формул дает выражения для слагаемых $G^{(l)}_{\beta\parallel}$, $G^{(l)}_{\beta\perp}$, приведенные в табл. 5.7, а выражения для функций $\gamma^{(l)}_{\parallel}(1,\theta)$, $\gamma^{(l)}_{\perp}(1,\theta)$, $\gamma^{(l)}_{\parallel}(2,\theta)$, $\gamma^{(l)}_{\perp}(2,\theta)$ даны в табл. 5.8.

Взаимные шумовые проводимости, характеризующие шумы $i_{n\alpha}$, $i_{n\beta}$ при настройке выходного контура на частоту $l\omega_s$, рассчитываются через известные зависимости взаимного спектра от тока $S_{i\,\alpha\beta}$. Очевидное обобщение расчетов по методике, развитой в [132], на случай взаимной δ-корреляции дает выражения для $Y^{(l)}_{\alpha\beta\parallel}$, $Y^{(l)}_{\alpha\beta\perp}$, приведенные в табл. 5.7 с функциями $\gamma^{(l)}_{\alpha\beta\parallel}(1,\theta)$, $\gamma^{(l)}_{\alpha\beta\perp}(1,\theta)$, указанными в табл. 5.8.

Формулы для шумовых проводимостей из табл. 5.7 позволяют вычислить спектральные плотности флуктуаций амплитуды и фазы на выходе умножителей частоты

Таблица 5.8

Функции угла отсечки, использованные в таблице 5.7

№ п/п	Обозначение функции	Выражение через $\gamma_r\ (n,\theta)$
1	$\gamma_{\parallel}^{(l)}(1,\ \theta)$	$[\gamma_0(1,\ \theta)+\gamma_{2l}(1,\ \theta)]/2\gamma_l(1,\ \theta)$
2	$\gamma_{\perp}^{(l)}(1,\ \theta)$	$[\gamma_0(1,\ \theta)-\gamma_{2l}(1,\ \theta)]/2\gamma_l(1,\ \theta)$
3	$\gamma_{\parallel}^{(l)}(2,\ \theta)$	$[\gamma_0(2,\ \theta)+\gamma_{2l}(2,\ \theta)]/2\gamma^2_l(1,\ \theta)$
4	$\gamma_{\perp}^{(l)}(2,\ \theta)$	$[\gamma_0(2,\ \theta)-\gamma_{2l}(2,\ \theta)]/2\gamma^2_l(1,\ \theta)$
5	$\gamma_{\alpha\beta\parallel}^{(l)}(1,\ \theta)$	$[\gamma_{l-1}(1,\ \theta)+\gamma_{l+1}(1,\ \theta)]/2\gamma_l(1,\ \theta)$
6	$\gamma_{\alpha\beta\perp}^{(l)}(1,\ \theta)$	$[\gamma_{l-1}(1,\ \theta)-\gamma_{l+1}(1,\ \theta)]/2\gamma_l(1,\ \theta)$

на биполярных транзисторах и исследовать влияние амплитуды рабочей гармоники выходного тока $\mathcal{I}_{\beta l}=\beta_0\mathcal{I}_{\alpha l}$ и угла отсечки на шумовые характеристики умножительного каскада.

Шумы умножителей частоты. Спектры флуктуаций амплитуды и фазы, вносимых умножителями частоты, вычисляют по формулам (5.91)—(5.93) с использованием табл. 5.7, 5.8, (5.113а), (5.138), (5.139), (5.180), а также (5.111в) с учетом того, что $\mathcal{I}_\beta^l=\beta_0\mathcal{I}_{\alpha l}$.

Для удобства сравнения шумовых характеристик умножителей с характеристиками усилителя примем, что их входные мощности при опорных углах отсечки равны. При этом нормированные амплитуды токов $\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha l}$ связаны с $\widehat{\mathcal{I}}_\alpha$ соотношениями

$$\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha 2}=\frac{\gamma_2(1,60^\circ)}{\sqrt{\gamma_1(1,90^\circ)\,\gamma_1(1,60^\circ)}}\,\widehat{\mathcal{I}}_\alpha=0{,}44\,\widehat{\mathcal{I}}_\alpha,$$

$$\widehat{\mathcal{I}}_{\alpha 3}=\frac{\gamma_3(1,40^\circ)}{\sqrt{\gamma_1(1,90^\circ)\gamma_1(1,40^\circ)}}\,\widehat{\mathcal{I}}_\alpha=0{,}24\widehat{\mathcal{I}}_\alpha.$$

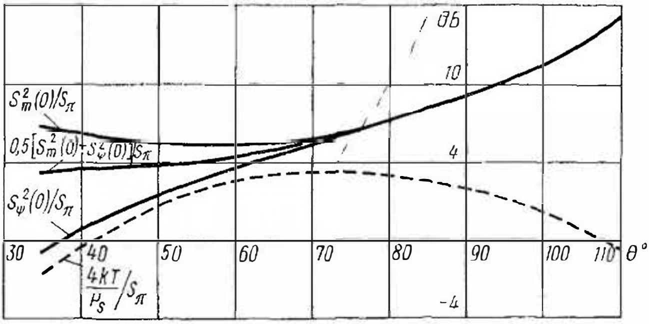


Рис 5.28. Зависимости спектральных плотностей естественных флуктуаций, вносимых транзистором в умножителе частоты на 2, от угла отсечки θ при $\eta=0,5$.

Входная мощность умножителя при $\theta=60°$ равна входной мощности усилителя при $\theta=90°$, а выходная соответствует $\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha 2}=0,44$ и постоянна.

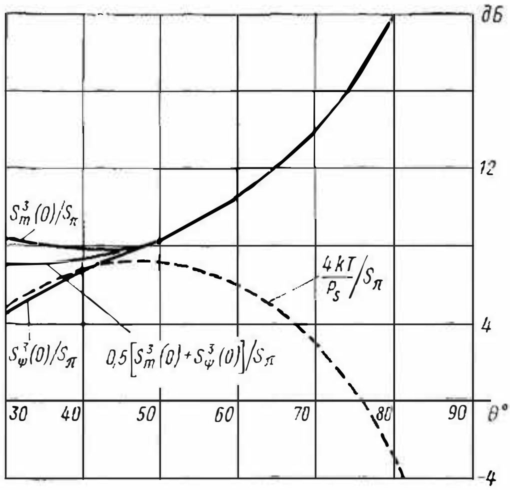


Рис. 5.29. Зависимости спектральных плотностей естественных шумов, вносимых транзистором в утроителе частоты, от угла отсечки θ при $\eta=0,5$. Входная мощность утроителя при $\theta=40°$ равна входной мощности усилителя при $\theta=90°$, а выходная соответствует $\hat{\mathfrak{J}}_{\alpha 3}=0,24=\mathrm{const}$.

Кривые, показанные на рис. 5.28, 5.29, следует сравнивать с аналогичными зависимостями для усилителя на рис. 5.16.

Из графиков рис. 5.28, 5.29 видно, что фазовые шумы простейших умножителей монотонно возрастают с увеличением θ во всей рабочей области углов отсечки. В области значений θ, меньше опорных, эти шумы с точностью до 1 дБ можно оценивать по простой формуле (5.91) для эталонных умножителей соответствующей кратности. Отход от опорных углов отсечки вправо приводит к резкому увеличению превышения шумов реальных умножителей над шумами эталонных и росту абсолютного уровня фазовых и амплитудных шумов.

Спектральная плотность амплитудных флуктуаций имеет минимальное значение вблизи опорных углов отсечки. Она на 1—1,5 дБ больше спектральной плотности фазовых шумов. Отход от опорных углов отсечки в область меньших θ несколько увеличивает амплитудные шумы. Отношение шум/сигнал вблизи рабочей частоты, определяемое в данном случае полусуммой спектров амплитудных и фазовых шумов, практически не меняется при значительном отходе влево от опорных величин θ. Отход вправо ухудшает это отношение.

Очевидно, что если важнейшим показателем умножителя является уровень вносимых им шумов, целесообразно работать с опорными углами отсечки. При этом оценка фазовых шумов по формуле для эталонного умножителя дает результаты лишь на 1 дБ ниже шумов реальных умножителей, а оценка амплитудных — на 1,5—3 дБ ниже реальных шумов.

Сравнивая шумы умножителей и простейшего усилителя (рис. 5.16), видим, что при одинаковых входных мощностях уровни фазовых шумов усилителя будут незначительно отличаться от шумов умножителя, если предположить, что после усилителя осуществлено идеальное умножение частоты. Усилитель и умножители можно сопоставлять по уровням амплитудных шумов при известном коэффициенте преобразования амплитудных шумов последующим каскадом.

Вопросы об избыточных шумах в умножителе частоты, а также о влиянии автосмещения и обратной связи на шумы решаются подобно тому, как это сделано для усилителя. При необходимости соответствующий расчет может быть выполнен читателем самостоятельно.

5.11. ПРОХОЖДЕНИЕ ВНЕШНИХ ФЛУКТУАЦИЙ ЧЕРЕЗ УСИЛИТЕЛИ И УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ НА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Степень важности учета собственных шумов рассматриваемого каскада зависит от того, насколько велики флуктуации амплитуды и фазы входного сигнала. Флуктуации выделяемой гармоники выходного тока активного элемента каскада, обусловленные флуктуациями сигнала в схеме рис. 5.4, находят при помощи символических уравнений (5.73), (5.74). Напомним, что эти уравнения справедливы для настроенной цепи связи и безынерционного активного элемента. Им соответствуют выражения (5.75), (5.76) для спектров.

Из них видно, что преобразование флуктуаций амплитуды можно характеризовать коэффициентом передачи медленных флуктуаций, отнесенным к l:

$$L_{m\,l}(0)=\frac{\sigma_{\beta l}}{l(1-\eta)+\eta\sigma_{\alpha})}$$

и нормированными комплексными коэффициентами передачи:

$$\frac{L_{m\,l}(j\omega)}{L_{m\,l}(0)}=\frac{\varkappa(j\omega)}{\varkappa(0)}\,\frac{K_m(j\omega)}{K_m(0)}, \qquad (5.183а)$$

$$\frac{L_{\varphi\,l}(j\omega)}{L_{\varphi\,l}(0)}=\frac{\varkappa(j\omega)}{\varkappa(0)}K_{\varphi}(j\omega). \qquad (5.183б)$$

В усилителе или умножителе частоты на биполярном транзисторе без автосмещения в соответствии с (5.115), (5.180)

$$L_{m\,l}(0)=\frac{1+\frac{2}{\pi}\cos\theta\,\frac{\sin l\theta}{l\gamma_l(1,\theta)}}{l\left[1+\eta\frac{1}{\pi}\,\frac{\sin 2\theta}{\gamma_1(1,\theta)}\right]}. \qquad (5.184)$$

Из рис. 5.30 следует, что во всех каскадах коэффициент передачи низкочастотных амплитудных флуктуаций можно сделать меньшим по сравнению с коэффициентами передачи фазовых флуктуаций, если выбирать следующие углы отсечки: $l=1$, $\theta=120°$, $l=2$, $\theta=80\ldots90°$; $l=3$, $\theta=65\ldots70°$. Эти режимы целесообразно использовать, если доминируют внешние шумы и, особенно, если вклад амплитудных шумов превышает вклад фазовых. Например, при преобразовании амплитудных шумов усилителя, работающего с углом отсечки $\theta=90°$, нешумящим удвоителем частоты с $\eta=0{,}25$ и $\theta=80°$ нормированные к $S_{ш}$ относительные амплитудные шумы на выходе удвоителя, как видно из рис. 5.30,*б* и 5.16, составляют 1,5 дБ,

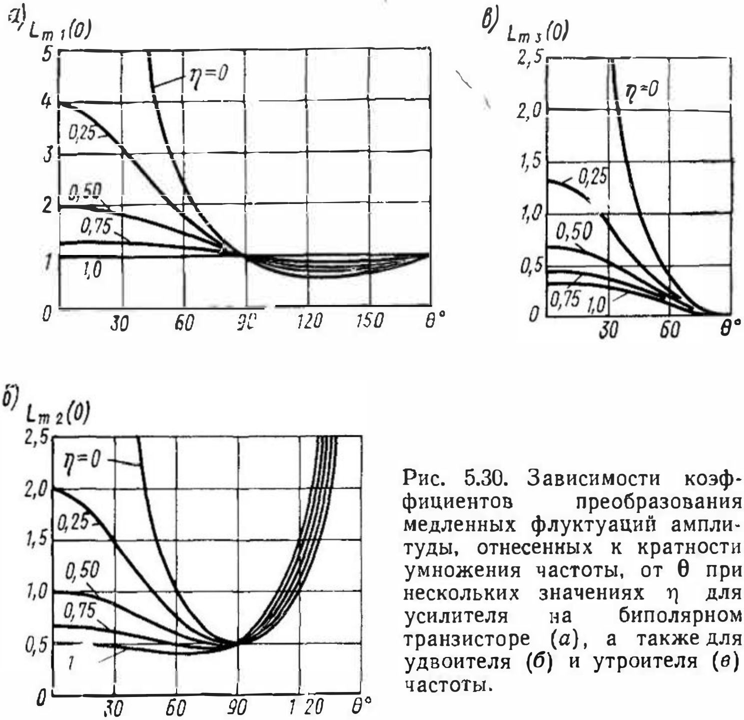


Рис. 5.30. Зависимости коэффициентов преобразования медленных флуктуаций амплитуды, отнесенных к кратности умножения частоты, от θ при нескольких значениях η для усилителя на биполярном транзисторе (*а*), а также для удвоителя (*б*) и утроителя (*в*) частоты.

так как удвоитель практически не меняет их уровня. Собственные шумы удвоителя частоты с такой же мощностью, как на входе усилителя, и $\theta=60°$, как видно из рис. 5.2, составляют 5 дБ, т. е. комбинация усилителя и нешумящего (или малошумящего) умножителя позволяет обеспечить меньший уровень амплитудных шумов.

При одноконтурной цепи межкаскадной связи нормированные коэффициенты передачи $K_m(j\omega)/K_m(0)$ для усилителя и умножителей определяются из (5.138а) и характеризуются постоянной времени τ_m (5.139б). Сравнивая (5.139а) и (5.139б), видим, что постоянная времени

τ_m выражается через легко вычисляемую постоянную (5.139а) и $K_m(0)$:

$$\tau_m = K_m(0)\,\tau_\psi.$$

С учетом (5.115) получим

$$\tau_m = \tau_\psi \Bigg/ \left[1 + \eta \frac{1}{\pi}\, \frac{\sin 2\theta}{\gamma_1(1,\theta)}\right]. \qquad (5.185)$$

Следовательно, постоянная времени для амплитудных флуктуаций τ_m отличается от τ_ψ множителем, зависящим от θ и η. Она совпадает с τ_ψ при $\theta = 90°$ и $\theta = 180°$ (рис. 5.31).

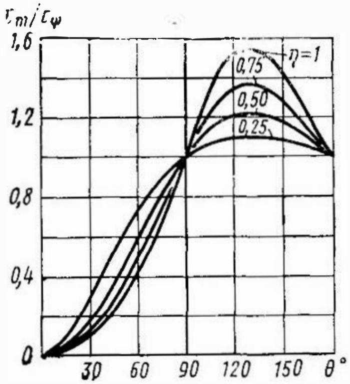


Рис. 5.31. Зависимость отношения постоянной времени цепи согласования для малых амплитудных возмущений τ_m к постоянной времени для малых фазовых возмущений от угла отсечки тока транзистора.

Поскольку в одноконтурных схемах межкаскадной связи при ω, близких к $\omega_в$, можно принять, что $\varkappa(j\omega)/\varkappa(0) = 1$, частотные характеристики каскада для внешних флуктуаций (5.183) рассчитываются по (5.138), (5.139а), (5.185).

Для более сложных схем межкаскадной связи символические коэффициенты преобразования амплитудных и фазовых флуктуаций тока сигнала во флуктуации напряжения возбуждения находятся по формулам (5.62), (5.63), (5.115).

5.12. ШУМЫ УСИЛИТЕЛЕЙ БОЛЬШОГО СИГНАЛА И УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ НА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Флуктуации амплитуды и фазы, вносимые в выходной сигнал из-за влияния собственных шумов полевого транзистора (ПТ), также можно разделить на естественные и избыточные. Далее всюду будем считать частоту сигнала низкой для транзистора. Тогда из всех источников естественных шумов, описанных в § 3.3, нужно учитывать лишь тепловой шум канала (рис. 5.32). В принятых на рис. 5.1 обозначениях ему соответствует шумовой ток $i_{n\beta}$. При заданном напряжении на затворе $v_{GS}=v_\alpha$ спектральная плотность этого шумового тока имеет вид

$$S_{i\beta}(\omega)=4kTg_{\beta\alpha}(v_\alpha). \qquad (5.186)$$

Здесь $g_{\beta\alpha}(v_\alpha)=g_m$ — крутизна статической характеристики $i_\beta(v_\alpha)$ полевого транзистора. Здесь и далее предполагается, что ток стока i_β не зависит от напряжения сток—исток, т. е. транзистор работает в режиме с перекрытием канала.

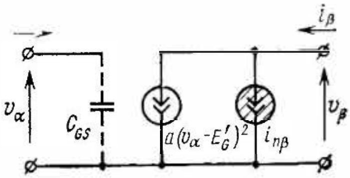


Рис. 5.32. Упрощенная эквивалентная схема полевого транзистора с источником теплового шума канала.

Избыточные шумы в разных вариантах ПТ имеют разные доминирующие составляющие. Вопрос о влиянии большого сигнала на избыточный шум ПТ и модуляции сигнала шумом требует дополнительного теоретического и экспериментального исследования. Поэтому он далее не обсуждается.

Рассмотрим методику расчета естественных шумов в усилителе на ПТ. Поскольку приведенный ко входу шумовой ток ПТ равен нулю, а, следовательно, P_s и η обращаются в нуль, для расчета спектров вносимых ПТ флуктуаций амплитуды и фазы удобнее воспользоваться формулами (5.88), (5.89). В данном случае они упрощаются и принимают вид:

$$S^l_m(\omega)=S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta}/\mathcal{J}^2_{\beta l}, \qquad (5.187)$$

$$S^l_\varphi(\omega)=S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta}/\mathcal{J}^2_{\beta l}, \qquad (5.188)$$

причем для усилителя $l=1$.

Таким образом, задача сводится к определению спектров синфазной и квадратурной составляющих шума канала и амплитуды используемой гармоники тока стока. Чтобы найти эти характеристики, необходимо определить зависимость $i_\beta(v_\alpha)$. Известно [147, 148], что для большинства ПТ эта зависимость с хорошей точностью аппроксимируется параболой с отсечкой:

$$i_\beta = \begin{cases} a(v_\alpha - E'_G)^2, & v_\alpha > E'_G, \\ 0, & v_\alpha < E'_G, \end{cases} \qquad (5.189)$$

где a—постоянный для данного транзистора коэффициент, E'_G — напряжение отпирания ПТ. Поскольку $g_{\beta\alpha}(v_\alpha) = di_\beta/dv_\alpha$, характеристике (5.189) соответствует следующая зависимость $g_{\beta\alpha}$ от v_α:

$$g_{\beta\alpha} = \begin{cases} 2a(v_\alpha - E'_G), & v_\alpha > E'_G, \\ 0, & v_\alpha < E'_G. \end{cases} \qquad (5.190)$$

Если на входе ПТ действует сумма гармонического напряжения и смещения E_G, аналогичная (5.94):

$$v_\alpha = E_G + U_\alpha \cos(\omega_s t + \varphi_{u\alpha}), \qquad (5.191)$$

то гармоники тока (5.189) $\mathcal{J}_{\beta l}$ можно представить в виде:

$$\mathcal{J}_{\beta 0} = 0{,}5aU^2_\alpha \gamma_0(2, \theta), \qquad (5.192а)$$

$$\mathcal{J}_{\beta l} = aU^2_\alpha \gamma_l(2, \theta), \; l = 1, 2, \ldots, \qquad (5.192б)$$

где $\gamma_l(2, \theta)$ — коэффициенты, вычисляемые по (5.110) и табулированные в [146]. Угол отсечки θ рассчитывается по формуле, аналогичной (5.107):

$$\cos\theta = -(E_G - E'_G)/U_\alpha. \qquad (5.193)$$

Гармоники спектральной функции (5.186), которые нужны для определения спектров $S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)$, $S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta}(\omega)$ синфазной и квадратурной составляющих шумового тока $i_{n\beta}$, находятся с учетом (5.190), (5.191). Подставляя их в (1.208)—(1.209), после несложных преобразований получаем:

$$\left\{ \begin{matrix} S^{\parallel l}_{\mathcal{J}\beta} \\ S^{\perp l}_{\mathcal{J}\beta} \end{matrix} \right\} = 8kTaU_\alpha [\gamma_0(1, \theta) \pm \gamma_{2l}(1, \theta)]. \qquad (5.194)$$

Используя (5.194), (5.192б), спектры (5.188) можно представить в виде:

$$\left\{\begin{matrix} S^{l}_{m}(\omega) \\ S^{l}_{\psi}(\omega) \end{matrix}\right\} = \frac{8kTa^{1/2}}{i^{3/2}_{\beta\,\max}} \left\{\begin{matrix} \Phi_{\parallel l}(\theta) \\ \Phi_{\perp l}(\theta) \end{matrix}\right\}, \qquad (5.195а)$$

где:

$$\left\{\begin{matrix} \Phi_{\parallel l}(\theta) \\ \Phi_{\perp l}(\theta) \end{matrix}\right\} = \frac{(1-\cos\theta)^3}{\gamma^2{}_l(2\theta)} \left[\gamma_0(l,\theta) \pm \gamma_{2l}(l,\theta)\right], \qquad (5.195б)$$

$$i_{\beta\,\max} = aU^2{}_к (1-\cos\theta)^2 \qquad (5.196)$$

— максимальное значение импульса тока стока ПТ. Функции $\Phi_{\parallel l}(\theta)$, $\Phi_{\perp l}(\theta)$ (рис. 5.33) показывают, как изменяются спектральные плотности флуктуаций в зависимости от угла отсечки при $i_{\beta\,\max} = \mathrm{const}$. Из рис. 5.33 видно, что уменьшение угла отсечки θ приводит к уменьшению фазовых шумов, вносимых ПТ. При этом в области малых углов отсечки уровень фазовых шумов в умножителях на 2 и на 3 превышает шумы усилителя соответственно на 6 и 9,5 дБ, т. е. примерно в l^2 раз.

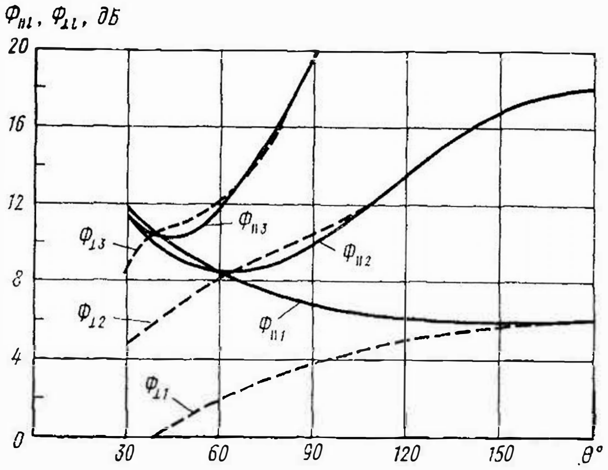


Рис. 5.33. Функции, характеризующие зависимости естественных амплитудных и фазовых шумов усилителя, удвоителя частоты и утроителя частоты на полевом транзисторе от угла отсечки тока стока.

В области больших углов отсечки разница между фазовыми шумами усилителя и умножителей больше Функции $\Phi_{\parallel l}(\theta)$, характеризующие амплитудные шумы, имеют минимумы при $\theta=\theta_{l\,\mathrm{opt}}$. Разница между минимальными значениями $\Phi_{\parallel l}(\theta)$ в усилителе и умножителях составляет соответственно 2,5 дБ при $l=2$ и 4,3 дБ при $l=3$, а разница между значениями $\Phi_{\perp l}$ в этих же точках 3,1 дБ при $l=2$ и 5,1 дБ при $l=3$. Однако работа при максимальном импульсе тока и малых углах отсечки может оказаться невозможной из-за ограничения по пробивному напряжению между затвором и стоком. Если же умножители работают при $\theta>\theta_{l\,\mathrm{opt}}$, то превышение шумов умножителя над шумами усилителя быстро увеличивается с отходом от $\theta_{l\,\mathrm{opt}}$. Главная причина роста амплитудных и фазовых шумов — уменьшение относительной величины используемой гармоники тока, по сравнению с первой. Вторая причина — возрастание шумов с увеличением θ.

Оценим порядок величины амплитудных и фазовых шумов усилителей и умножителей на ПТ. В ПТ КП—301Б $a=1{,}4\cdot10^{-4}$ А/В^2.

При $T=300$ К и $i_{\beta\,\max}=2$ мА $(8kTa^{1/2}/i_{\beta\,\max}^{3/2})=4{,}3\cdot10^{-18}$ Гц$^{-1}$, и вблизи оптимальных для заданного $i_{\beta\,\max}$ углов отсечки (см. рис. 5.33) имеем:

при $l=1$ и $\theta=150°$ $S^1_m(\omega)\approx S^1_\phi(\omega)=-168$ дБ/Гц,

при $l=2$ и $\theta=70°$ $S^2_m(\omega)\approx S^2_\phi(\omega)=-165{,}5$ дБ/Гц,

при $l=3$ и $\theta=40°$ $S^3_m(\omega)\approx S^3_\phi(\omega)=-163{,}4$ дБ/Гц.

Интересно отметить, что при работе удвоителя без отсечки тока уровень его шумов значительно выше При том же $i_{\beta\,\max}$ и $\theta=180°$ $S^2_m(\omega)=S^2_\phi(\omega)=-156$ дБ/Гц.

Сопоставляя естественные флуктуации в усилителе на ПТ с флуктуациями в усилителе на биполярном транзисторе, видим, что простейший усилитель на биполярном транзисторе (см. § 5.7) имеет значительно больший уровень естественных шумов, чем усилитель на ПТ. Однако введением отрицательной обратной связи по току и снижением к. п. д. цепи согласования можно в усилителе на биполярном транзисторе получить уровни естественных шумов, близкие к шумам усилителя на ПТ (см. § 5.9).

Вопрос о выборе режима усилителей или умножителей по критериям, учитывающим вносимые ими шумы, решается по-разному в зависимости от того, какие шумы (амплитудные или фазовые) оказывают наибольшее влияние на исследуемую систему. Пример выбора режима умножителя на ПТ с учетом ограничений на пробивные напряжения рассмотрен в [142].

5.13. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ СИГНАЛА В УСИЛИТЕЛЯХ И УМНОЖИТЕЛЯХ ЧАСТОТЫ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Поскольку шунтирование цепи межкаскадной связи входной проводимостью полевого транзистора в рассматриваемой области частот сигнала пренебрежимо мало, при расчете коэффициентов преобразования входных флуктуаций следует принять $\eta=0$. Тогда в соответствии с (5.62), (5.63)

$$K_m(j\omega) = K_\psi(j\omega) = G_s(0)/G_s(j\omega). \qquad (5.197)$$

Следовательно, в узкой полосе вблизи ω_s, где $\varkappa(j\omega)/\varkappa(0)=1$, из (5.87) имеем:

$$L_\psi(j\omega) = G_s(0)/G_s(j\omega), \quad L_\psi(0)=1, \qquad (5.198)$$

$$L_{m\,l}(j\omega) = L_{m\,l}(0)\,G_s(0)/G_s(j\omega);$$
$$L_{m\,l}(0) = \sigma_{\beta l}/l. \qquad (5.199)$$

Последний коэффициент, характеризующий преобразование на выход относительных флуктуаций амплитуды, зависит от l и θ. Определим его из (5.192б), (5.110), (5.49), (5.47), (5.30). В результате

$$L_{m\,l}(0) = \frac{2}{l}\left[1+\cos\theta\,\frac{\gamma_l(1,\theta)}{\gamma_l(2,\theta)}\right]. \qquad (5.200)$$

При $L_{m\,l}(0)=L_{\psi l}(0)=1$ спектры амплитудных и фазовых флуктуаций на выходе каскада в l^2 раз больше спектров входных флуктуаций и относительный уровень шумовых побочных составляющих увеличивается в l^2 раз.

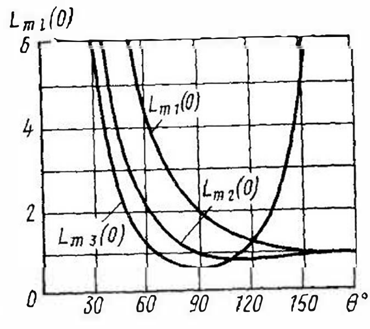


Рис. 5.34 Зависимости коэффициентов преобразования медленных флуктуаций амплитуды, отнесенных к кратности умножения, от угла отсечки θ для усилителя и умножителей частоты с кратностями 2 и 3 на полевом транзисторе.

Если же $L_m(0) < 1$, то относительное углубление шумовой амплитудной модуляции меньше, чем углубление фазовой.

Из рис. 5.34 видно, что в усилителе на ПТ при всех $\theta \leqslant 180°$ амплитудная модуляция (АМ) углубляется, т. е. вес ее в спектре сигнала увеличивается. В умножителях частоты можно так выбрать углы отсечки ($\theta \approx 120°$ при $l=2$ и $\theta=70-90°$ при $l=3$), что по сравнению с шумовой ФМ относительный вес шумовой АМ в спектре будет уменьшаться. Отметим, что собственные естественные шумы умножителей при таких θ выше, чем при оптимальных по названным шумам. Поэтому такие значения θ следует рекомендовать в тех случаях, когда естественными шумами самого каскада можно пренебречь по сравнению с флуктуациями амплитуды и фазы входного сигнала.

Итак, закон преобразования спектров входного сигнала на выход описывается соотношениями (5.84)—(5.86), в которых $L_{ml}(j\omega)$, $L_{\psi}(j\omega)$ находятся по формулам (5.198)—(5.200).

5.14. РАСЧЕТ ШУМОВ МНОГОКАСКАДНЫХ УСТРОЙСТВ

До сих пор речь шла о шумах, вносимых одним каскадом, или преобразовании им флуктуаций амплитуды и фазы входного сигнала. На практике важно уметь рассчитывать шумы многокаскадных устройств и оценивать долю шума, вносимую каждым каскадом.

Символические уравнения (5.64), (5.65), записанные для случая резонанса, можно переписать так, что они примут вид рекуррентных соотношений для многокаскадной схемы. Для этого следует положить, что флуктуации источника сигнала создаются за счет действия шумов предыдущего каскада и всех включенных до него источников шума. Пусть номер рассматриваемого каскада r. Его выходные флуктуации, шумы и другие характеристики обозначим индексом r. Тогда шумы на выходе предыдущего каскада и его характеристики обозначим индексом $r-1$. Заменяя в уравнениях (5.64), (5.65)

$$m_s + \mu_{Ts\parallel} \Rightarrow \frac{\varkappa_r(p)}{\varkappa_r(0)} m_{\beta l}^{(r-1)},$$

$$\psi_s + \mu_{Ts\perp} \Rightarrow \frac{\varkappa_r(p)}{\varkappa_r(0)} \psi_{\beta l}^{(r-1)}$$

и учитывая (5.72), получаем

$$m_{\beta l}^{(r)} = \frac{\varkappa_r(p)}{\varkappa_r(0)} \sigma_{\beta l}^{(r)} K_m^{(r)}(p)\, m_{\beta l}^{(r-1)} - \eta_r \sigma_{\beta l}^{(r)} K_m^{(r)}(p)\, \mu_{\alpha \parallel}^{(r)} + \mu_{\beta l \parallel}^{(r)}, \tag{5.201}$$

$$\psi_{\beta l}^{(r)} = \frac{\varkappa_r(p)}{\varkappa_r(0)} l_r K_\psi^{(r)}(p)\, \psi_{\beta l}^{(r-1)} - \eta_r l_r K_\psi^{(r)}(p)\, \mu_{\alpha \perp}^{(r)} + \mu_{\beta l \perp}^{(r)}. \tag{5.202}$$

Подразумевается, что величины $\sigma_{\beta l}^{(r)}$, $\mu_{\beta l \parallel}^{(r)}$, $\mu_{\beta l \perp}^{(r)}$ вычислены для гармоники с номером l_r и полосы частот, лежащей в окрестности этой гармоники.

От символических соотношений (5.201), (5.202) нетрудно перейти к выражениям для спектров флуктуаций амплитуды и фазы на выходе r-го каскада

$$S^l_{m\,r}(\omega) = |\,l\,L_m(\mathrm{j}\omega)\,|^2_r S^l_{m\,r-1}(\omega) + D_{m\,r}(\omega)\, S^0_{l\,r}(\omega), \tag{5.203}$$

$$S^l_{\psi r}(\omega) = |\,l\,L_\psi(\mathrm{j}\omega)\,|^2_r S^l_{\psi\, r-1}(\omega) + D_{\psi r}(\omega) S^0_{l\,r}(\omega). \tag{5.204}$$

Здесь $|\,lL_m(\mathrm{j}\omega)\,|^2_r$ и $|\,lL_\psi(\mathrm{j}\omega)\,|^2_r$ находятся по формулам (5.87), а $D_{m\,r}(\omega)$ и $D_{\psi r}(\omega)$ — по формулам (5.93), применяемым к r-му каскаду; $S^0_{l\,r}(\omega)$ — спектральная плотность шумов эталонного каскада, выполняющего ту же операцию над входным сигналом, что и r-й каскад:

$$S^0_{l\,r}(\omega) = l^2_r 4kT/P_{s\,r}, \tag{5.205}$$

$P_{s\,r}$ — мощность, отдаваемая на вход r-го каскада от управляемого источника тока активного элемента $(r-1)$-го каскада. Мощности $P_{s\,r}$ и $P_{s\,r-1}$ смежных каскадов связаны между собой через коэффициент усиления $(r-1)$-го каскада по мощности $A_{p\,r-1}$:

$$P_{s\,r} = A_{p\,r-1} P_{s\,r-1}. \tag{5.206}$$

Отметим, что при расчете $A_{p\,r-1}$ учтены потери мощности в согласующих цепях $(r-1)$-го каскада. Мощность на входе 1-го каскада, очевидно, равна мощности, отдаваемой источником тока сигнала:

$$P_{s\,1} = P_s. \tag{5.207}$$

Из (5.203), (5.204) можно получить замкнутые выражения для шумов r-каскадной усилительно-умножительной цепочки. Запишем их для $r=3$:

$$S^l_{m3}(\omega)=\Big\{|L_m(j\omega)|^2_3|L_m(j\omega)|^2_2 D_{m1}(\omega)+$$

$$+|L_m(j\omega)|^2_2\frac{D_{m2}(\omega)}{l^2_1 A_{P1}}+\frac{D_{m3}(\omega)}{l^2_2 A_{P2} l^2_1 A_{P1}}\Big\} l^2_1 l^2_2 l^2_3 \frac{4kT}{P_s}, \qquad (5.208)$$

$$S^l_{\phi 3}(\omega)=\Big\{|L_\phi(j\omega)|^2_3|L_\phi(j\omega)|^2_2 D_{\phi 1}(\omega)+$$

$$+|L_\phi(j\omega)|^2_2\frac{D_{\phi 2}(\omega)}{l^2_1 A_{P1}}+\frac{D_{\phi 3}(\omega)}{l^2_2 A_{P2} l^2_1 A_{P1}}\Big\} l^2_1 l^2_2 l^2_3 \frac{4kT}{P_s}. \qquad (5.209)$$

Обобщение этих формул на любое число каскадов не представляет труда. Множители, стоящие в фигурных скобках в (5.208), (5.209), имеют смысл относительных интенсивностей амплитудных и фазовых шумов трехкаскадной цепочки, а вынесенный за скобки множитель в соответствии с (5.91) имеет смысл спектральной плотности шумов эталонного каскада с коэффициентом умножения $l_1 l_2 l_3$, потребляющего мощность P_s от источника тока сигнала.

Из (5.208), (5.209) видно, что, как и в усилителях малого сигнала, вклад первого каскада в общий уровень шумов на низких частотах ω (т. е. при малых расстояниях от частоты выходного сигнала) является основным, если произведения коэффициентов усиления по мощности на кратности умножения частоты во всех каскадах достаточно велики. С ростом частоты ω вес вкладов шумов первых каскадов убывает быстрее из-за влияния частотно-зависимых множителей $|L_m(j\omega)|^2_r$ и $|L_\phi(j\omega)|^2_r$. Поэтому при анализе шумов на значительных расстояниях от несущей нужно выяснить, какой из каскадов дает наибольший вклад в общий уровень.

Формулы для многокаскадных устройств особенно важны для схем синтеза частот, в которых используется много каскадов с примерно одинаковыми мощностями на их входах. Их применение вместе с формулами для нахождения собственных шумов каскада позволяет провести расчет и в конечном счете — оптимизацию шумовых характеристик многокаскадных устройств с большими сигналами на входах активных нелинейных элементов.

Очевидно, что изложенный материал должен быть обобщен на случай, когда следует учитывать инерционность транзисторов, и на случай неточно настроенных цепей согласования. В принципе, такое обобщение можно выполнить и провести анализ общего случая в том же порядке, как изложено ранее. Однако при корректном анализе в этих формулах необходимо учитывать взаимные спектры флуктуаций амплитуды и фазы. Поэтому их удобнее записывать в матричной форме. Значительно усложняется и расчет характеристик шумов транзисторов. Решение этих задач требует дополнительных исследований и выходит за рамки данной книги.

6. ШУМЫ ТРАНЗИСТОРНЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

6.1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

Влияние шумов в автогенераторах (АГ) на флуктуации амплитуды и фазы колебаний и спектр колебания исследовано достаточно подробно, причем первые работы в этой области относятся к тридцатым годам [151—153]. Интерес к флуктуациям в автогенераторах определяется как принципиальной важностью того факта, что они приводят к размытости спектральной линии автогенератора, так и практической необходимостью оценивать степень постоянства частоты и фазы автоколебаний и уровень спектральной плотности побочных излучений.

В литературе обсуждался и вопрос о флуктуациях в транзисторных автогенераторах (ТАГ) [157—166], однако в настоящее время практически отсутствует достаточно обстоятельное исследование флуктуаций в транзисторных генераторах, на основе которого можно было бы провести не только расчет шумов конкретных схем генераторов, но и сформулировать рекомендации по построению генераторов с наименьшим уровнем шумов.

Далее будут рассмотрены вопросы расчета флуктуационных характеристик ТАГ, работающих на низких для транзистора частотах, сопоставлены вклады различных источников шума в общий уровень и рассмотрены пути снижения шумов автогенератора. При исследовании флуктуаций будет использован подход, развитый в [165, 166]. Работы по исследованию шумовых характеристик автогенераторов были начаты советским автором под руководством профессора С. И. Евтянова и автор пользуется случаем, чтобы отметить огромное влияние этого замечательного ученого на формирование излагаемого здесь подхода к решению флуктуационных задач.

6.2. ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ СХЕМА И СИМВОЛИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ АВТОГЕНЕРАТОРА С ИСТОЧНИКАМИ ШУМОВ

В функциональную схему автогенератора (рис. 6.1) входят активный элемент (АЭ) и цепь обратной связи и связи с нагрузкой (ЦОС). Нагрузку G_L будем считать подключенной ко входу ЦОС и чисто активной. При расчете шумов автогенератора ее можно включить в состав ЦОС.

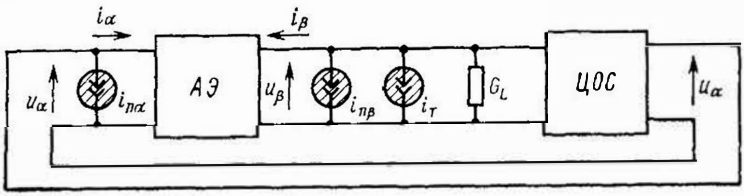


Рис. 6.1. Функциональная схема автогенератора с источниками шумов.

Символические уравнения автогенератора на рис. 6.1 можно записать в виде

$$-i_\beta - i_{n\beta} - i_T = y_{11}(p)\, u_\beta + y_{12}(p)\, u_\alpha, \qquad (6.1а)$$

$$-i_\alpha - i_{n\alpha} = y_{21}(p)\, u_\beta + y_{22}(p)\, u_\alpha, \qquad (6.1б)$$

где входной и выходной токи i_α, i_β в безынерционном активном элементе являются функциями входного и выходного напряжений u_α и u_β и приведенного напряжения смещения V_α:

$$i_\beta = i_\beta(u_\alpha, u_\beta, V_\alpha), \qquad (6.2а)$$

$$i_\alpha = i_\alpha(u_\alpha, u_\beta, V_\alpha), \qquad (6.2б)$$

$i_{n\alpha}$, $i_{n\beta}$ — приведенные ко входу и выходу АЭ шумовые токи (см. § 5.1), i_T — тепловой шум четырехполюсника обратной связи, приведенный к его входу. Поскольку здесь $p=d/dt$, соотношения (6.1), (6.2) — это система нелинейных дифференциальных уравнений относительно u_α и u_β.

Часто применяется эмиттерное автосмещение, действие которого иллюстрируется эквивалентной схемой на

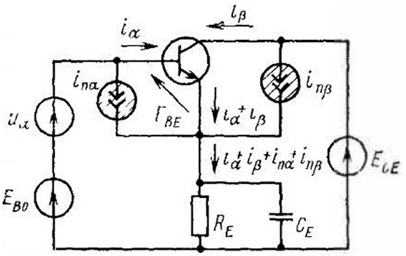


Рис. 6.2. Эквивалентная схема автогенератора с эмиттерным автосмещением по низким частотам.

рис. 6.2. В ней автосмещение получается за счет падения напряжения от тока эмиттера $(i_\alpha+i_\beta)$ на сопротивлении

$$Z_E(p)=R_E/(1+pC_ER_E). \tag{6.3}$$

Учитывая обозначения (5.144), (5.145): $V_\alpha=E_{BE}-E'_B$, $E_\alpha=E_{B0}-E'_B$, уравнение цепи автосмещения можно записать в виде:

$$V_\alpha=E_\alpha-Z_E(p)\,(i_\alpha+i_\beta+i_{n\alpha}+i_{n\beta}) \tag{6.4}$$

и при анализе автогенератора (6.4) следует рассматривать совместно с (6.1).

Чтобы упростить анализ, примем, что i_α и i_β не зависят от $u^{*)}_\beta$, причем в соответствии с рис. 6.2

$$i_\beta=i_\beta(u_\alpha+V_\alpha), \tag{6.5а}$$

$$i_\alpha=i_\alpha(u_\alpha+V_\alpha). \tag{6.5б}$$

Тогда уравнения (6.1) удобно записать так, чтобы одно из них не содержало u_β. Решая систему уравнений (6.1) относительно u_α, получаем:

$$u_\alpha=y^{-1}(p)\left[(i_\beta+i_{n\beta}+i_T)-\frac{y_{11}(p)}{y_{21}(p)}(i_\alpha+i_{n\alpha})\right],$$

*) Это допущение удовлетворительно описывает поведение биполярного транзистора при работе без захода в область насыщения и полевого транзистора в режиме с перекрытием канала.

где

$$y(p) = [y_{11}(p)\, y_{22}(p) - y^2_{21}(p)]/y_{21}(p) \qquad (6.6)$$

— управляющая проводимость автогенератора, связывающая u_α с $i_\beta\ (u_\alpha + V_\alpha)$ при $i_\alpha = 0$.

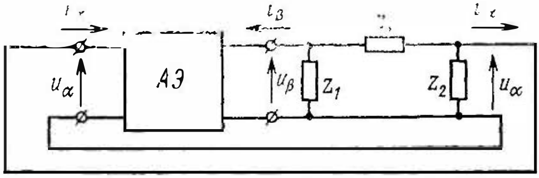


Рис. 6.3. Обобщенная трехточечная схема автогенератора.

Если ввести коэффициент влияния входного тока АЭ на u_α

$$k_\alpha(p) = y_{11}(p)/y_{21}(p), \qquad (6.7)$$

то символическое уравнение автогенератора с учетом шумов можно записать в виде:

$$y(p)\, u_\alpha = i_\beta - k_\alpha(p)\, i_\alpha + i_{n\beta} + i_T - k_\alpha(p)\, i_{n\alpha}. \qquad (6.8)$$

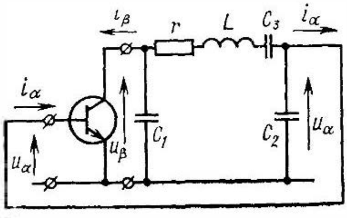


Рис. 6.4. Одноконтурный автогенератор по схеме емкостной трехточки.

Это уравнение, рассматриваемое совместно с (6.4), описывает поведение автогенератора в стационарном и переходном режимах при наличии шумов.

Чтобы записать это уравнение для конкретных схем, достаточно найти символическую управляющую проводимость $y(p)$ (6.9) и коэффициент $k_\alpha(p)$ (6.7) для обобщенной трехточечной схемы [145] (рис. 6.3):

$$y(p) = -[z_1(p) + z_2(p) + z_3(p)]/z_1(p)z_2(p), \tag{6.9}$$

$$k_\alpha(p) = -[z_1(p) + z_3(p)]/z_1(p) \tag{6.10}$$

Формулы (6.9), (6.10) позволяют упростить составление уравнений конкретных трехточечных схем. Например, для

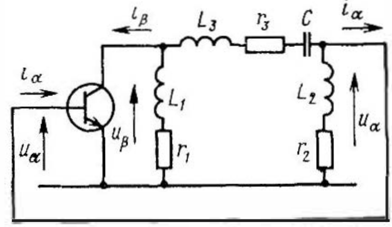


Рис. 6.5. Одноконтурный автогенератор по схеме индуктивной трехточки.

емкостной трехточки (рис. 6.4) выражения для $y(p)$ и $k_\alpha(p)$ имеют вид:

$$y(p) = -\frac{p^2 + \delta\omega_0 p + \omega_0^2}{(a_1 a_2 pC)\,\omega_0^2}, \tag{6.11}$$

$$k(p) = -\frac{p^2 + \delta\omega_0 p + \omega^2 - a_2\omega_0^2}{a_1\omega_0^2}, \tag{6.12}$$

где

$$\omega_0^2 = 1/LC, \quad C = (1/C_1 + 1/C_2 + 1/C_3)^{-1},$$

$$\delta = r/\omega_0 L = r\omega_0 C, \quad a_1 = C/C_1, \quad a_2 = C/C_2. \tag{6.13}$$

Приведем выражения $y(p)$ и $k_\alpha(p)$ еще для двух часто применяемых одноконтурных схем АГ. Для индуктивной трехточки (рис. 6.5):

$$y(p) = -\frac{p^2 + \delta\omega_0 p + \omega_0^2}{a_1 a_2 pL(p + \delta\omega_0)^2}, \tag{6.14}$$

$$k_\alpha(p) = -\frac{p^2 + \delta\omega_0 p + \omega_0^2 - a_2(p^2 + \delta\omega_0 p)}{a_1 p(p + \delta\omega_0)}, \tag{6.15}$$

где принято, что $r_1/L_1 = r_2/L_2 = r_3/L_3$, и обозначены

$$\delta = r_1/\omega_0 L_1 = r_2/\omega_0 L_2 = r_3/\omega_0 L_3 = r/\omega_0 L, \quad a_1 = L_1/L,$$

$$a_2 = L_2/L, \quad \omega_0^2 = 1/(LC), \quad L = L_1 + L_2 + L_3,$$

$$r = r_1 + r_2 + r_3. \tag{6.16}$$

Для схемы с трансформаторной обратной связью (рис. 6. 6):

$$y(p) = -\frac{p^2 + \delta\omega_0 p + \omega^2_0}{pM\omega^2_0}, \tag{6.17}$$

$$k_\alpha(p) = -\frac{p^2 + \delta\omega_0 p + \omega^2_0 - M^2 p^2/(L_1 L_2)}{\omega^2_0 M/L_2}, \tag{6.18}$$

где

$$\omega_0 = 1/\sqrt{L_1 C}, \quad \delta = r_1/(\omega_0 L_1). \tag{6.19}$$

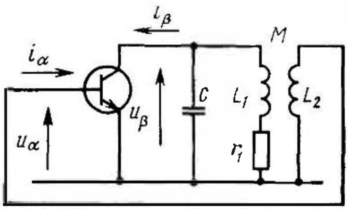


Рис. 6 6. Схема одноконтурного автогенератора с контуром в цепи коллектора и трансформаторной обратной связью.

Другие примеры выражений для $y(p)$ и $k_\alpha(p)$ будут даны при анализе конкретных схем.

Таким образом получены символические уравнения (6.3), (6.4) автогенератора достаточно общего вида и показано, как записать их для конкретных схем. Однако анализ процессов в автогенераторах с помощью точных уравнений чрезвычайно громоздок, и поэтому для практических случаев используют укороченные уравнения [129, 130].

6.3. УКОРОЧЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ АВТОГЕНЕРАТОРА

В § 1.16 уже отмечалось, что для анализа процессов, спектр которых расположен в относительно узкой окрестности резонансной частоты линейной системы, можно использовать приближенное представление символических характеристик таких систем. В частности, если в автогенераторе полоса пропускания цепи обратной связи достаточно узка и расположена в окрестности опорной частоты ω_0, то переменное напряжение на входе активного элемента можно считать почти гармоническим и представить в виде [129]

$$u_\alpha = \operatorname{Re} \mathbf{U}_\alpha \exp j\omega_0 t, \tag{6.20}$$

где

$$\mathbf{U}_\alpha = U_\alpha \exp j(\Delta\omega t + \varphi_u), \tag{6.21}$$

причем $U_\alpha = U_\alpha(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда, $\varphi_u = \varphi_u(t)$ — медленно меняющаяся фаза, а $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — поправка на частоту колебаний. Поскольку отношение $\Delta\omega/\omega_0$ в генераторах с узкополосными цепями обратной связи мало по сравнению с единицей, $\mathbf{U}_\alpha(t)$ в (6.20) можно рассматривать как медленно, по сравнению с $u_\alpha(t)$, меняющуюся комплексную амплитуду.

Поскольку полоса цепи обратной связи узкая, в спектрах токов $i_\alpha(u_\alpha)$ и $i_\beta(u_\alpha)$ при анализе уравнения (6.8) также достаточно учесть лишь первые гармоники, записав эти токи в виде:

$$i_\alpha = \operatorname{Re} \mathbf{I}_\alpha \exp j\omega_0 t, \quad i_\beta = \operatorname{Re} \mathbf{I}_\beta \exp j\omega_0 t, \tag{6.22}$$

где

$$\mathbf{I}_\alpha = \mathcal{I}_\alpha(U_\alpha, V_\alpha) \exp j(\Delta\omega t + \varphi_u),$$

$$\mathbf{I}_\beta = \mathcal{I}_\beta(U_\alpha, V_\alpha) \exp j(\Delta\omega t + \varphi_u), \tag{6.23}$$

причем зависимости $\mathcal{I}_\alpha(U_\alpha, V_\alpha)$ и $\mathcal{I}_\beta(U_\alpha, V_\alpha)$ получаются при гармоническом анализе токов АЭ при смещении V_α. Из-за медленного изменения $U_\alpha(t)$ при постоянной или медленно меняющейся величине V_α амплитуды $\mathcal{I}_\alpha(U_\alpha)$, $\mathcal{I}_\beta(U_\alpha)$ также являются медленно меняющимися функциями.

Для шумовых токов используем представления (5.9), (5.10) при $l=1$, заменив ω_s на ω_0 и φ_α и $\varphi_{\beta l}$ на $(\Delta\omega t + \varphi_u)$, т. е.

$$i_{n\alpha} = \operatorname{Re} \mathbf{I}_{n\alpha} \exp j\omega_0 t, \quad i_{n\beta} = \operatorname{Re} \mathbf{I}_{n\beta} \exp j\omega_0 t, \tag{6.24}$$

где

$$\mathbf{I}_{n\alpha} = (\mathcal{I}_{\alpha\parallel} + j\mathcal{I}_{\alpha\perp}) \exp j(\Delta\omega t + \varphi_u),$$

$$\mathbf{I}_{n\beta} = (\mathcal{I}_{\beta\parallel} + j\mathcal{I}_{\beta\perp}) \exp j(\Delta\omega t + \varphi_u). \tag{6.25}$$

Аналогично представим $i_T(t)$:

$$i_T(t) = \mathrm{Re}\, \mathbf{I}_T \exp j\omega_0 t, \tag{6.26}$$

где

$$\mathbf{I}_T = (\mathcal{J}_{T\parallel} + j\mathcal{J}_{T\perp}) \exp j(\Delta\omega t + \varphi_u). \tag{6.27}$$

Подставляя (6.20), (6.22), (6.24), (6.26) в (6.8), применяя теорему смещения (см. § 1.16) и используя рассуждения, аналогичные приведенным в § 1.16, получаем из (6.8):

$$y(p + j\omega_0)\, \mathbf{U}_\alpha = \mathbf{I}_\beta - k_\alpha (p + j\omega_0)\, \mathbf{I}_\alpha +$$
$$+ \mathbf{I}_{n\beta} - k_\alpha (p + j\omega_0)\, \mathbf{I}_{n\alpha} + \mathbf{I}_T. \tag{6.28}$$

В этом уравнении операторы дифференцирования действуют на медленно меняющиеся функции. Поэтому абсолютная величина $p\mathbf{U}_\alpha$ всегда оказывается малой порядка δ, по сравнению с $|\omega_0 \mathbf{U}_\alpha|$. Аналогичное соотношение справедливо для всех слагаемых в (6.28). Используя это обстоятельство, можно упростить запись символических выражений для $y(p + j\omega_0)$ и $k_\alpha(p + j\omega_0)$, получив «укороченные» их представления, такие, что результат действия «укороченных» операторов $Y(p)$ и $K_\alpha(p)$ на медленно меняющиеся переменные отличается по модулю и аргументу от результата действия точного оператора не более, чем на величину порядка δ, где δ — малый параметр, характеризующий отношение скоростей «медленных» процессов к скоростям изменения мгновенных значений. Итак,

$$Y(p) \overset{\delta}{\approx} y(p + j\omega_0), \tag{6.29а}$$

$$K_\alpha(p) \overset{\delta}{\approx} k_\alpha(p + j\omega_0). \tag{6.29б}$$

Знак «δ» над приближенным равенством указывает на порядок величины погрешности. Заменив $y(p + j\omega_0)$ и $k_\alpha(p + j\omega_0)$ в (6.28) в соответствии с (6.29), получим *укороченное уравнение* для комплексной амплитуды колебания на входе АЭ автогенератора, записанное с учетом шумов АЭ:

$$Y(p)\, \mathbf{U}_\alpha = \mathbf{I}_\beta(U_\alpha, V_\alpha) - K_\alpha(p)\, \mathbf{I}_\alpha + \mathbf{I}_{n\beta} - K_\alpha(p)\, \mathbf{I}_{n\alpha} + \mathbf{I}_T. \tag{6.30}$$

При анализе колебаний в автогенераторе это уравнение нужно рассматривать совместно с уравнением цепи автосмещения (6.4).

Очевидно, что в последнем при правильном выборе емкости C_E можно пренебречь действием высокочастотных составляющих токов i_α, i_β, $i_{n\alpha}$, $i_{n\beta}$, заменив их усредненными за период колебаний значениями $\mathcal{I}_{\alpha 0}(U_\alpha, V_\alpha)$, $\mathcal{I}_{\beta 0}(U_\alpha, V_\alpha)$, $\mathcal{I}_{n\alpha}$, $\mathcal{I}_{n\beta}$ (5.148). Сделав эту замену, учтя (6.3) и обозначив

$$\tau_E = R_E C_E, \tag{6.31}$$

приведем уравнение цепи эмиттерного автосмещения (6.4) к виду

$$(p\tau_E + 1) V_\alpha = E_\alpha - R_E [\mathcal{I}_{\alpha 0}(U_\alpha, V_\alpha) + \mathcal{I}_{\beta 0}(U_\alpha, V_\alpha) + \mathcal{I}_{n\alpha} + \mathcal{I}_{n\beta}]. \tag{6.32}$$

Таким образом, получена система уравнений (6.30), (6.32), при помощи которых можно исследовать стационарные и переходные процессы в автогенераторах, а также флуктуации амплитуды и фазы (частоты), происходящие под влиянием собственных шумов АЭ и цепи обратной связи. Анализ этих уравнений существенно проще, чем анализ точных уравнений (6.8), (6.4).

Чтобы использовать уравнение (6.30) для конкретных схем па рис. 6.4—6.6, получим для них укороченные выражения управляющей проводимости (6.29а) и коэффициента влияния тока i_α (6.29б). Из (6.11), выбирая в качестве опорной резонансную частоту контура, для схемы рис. 6.4 имеем

$$y(p + j\omega_0) = -\frac{(p + j\omega_0)^2 + \delta\omega_0 (p + j\omega_0) + \omega^2_0}{a_1 a_2 \omega^2_0 / [(p + j\omega_0) C]} = \frac{2j\omega_0 p + j\delta\omega^2_0 + p^2 + \delta\omega_0 p}{a_1 a_2 \omega^2_0 / [(p + j\omega_0) C]}.$$

Пренебрежем в числителе членами второго порядка малости ($p^2 + \delta\omega_0 p$), а в знаменателе учтем лишь члены нулевого порядка. Тогда

$$y(p + j\omega_0) \approx Y(p) = R^{-1}(p\tau_Q + 1), \tag{6.33}$$

где

$$R = a_1 a_2 / (\delta\omega_0 C) \tag{6.34}$$

— управляющее сопротивление генератора на резонансной частоте;

$$\tau_Q = 2/(\omega_0\delta) = 2Q/\omega_0 \qquad (6.35)$$

— постоянная времени контура генератора.

Действуя аналогично, из (6.12) получаем:

$$K_\alpha(p) = -\mathrm{j}\frac{\delta}{a_1}(p\tau_Q + 1) + \frac{a_2}{a_1}. \qquad (6.36)$$

Если a_1 и a_2 существенно больше, чем δ, то с погрешностью порядка δ/a_2 можно считать, что $K_\alpha(p)$ не зависит от p, т. е.

$$K_\alpha(p) = K = a_2/a_1 = C_1/C_2. \qquad (6.37)$$

Эта величина численно равна отношению амплитуд колебаний на входе и выходе АЭ. Ее обычно называют коэффициентом обратной связи автогенератора.

Для двух других схем (рис. 6.5 и 6.6) укороченное выражение управляющей проводимости также определяется равенством (6.33). Меняются только формулы для управляющего сопротивления. Для индуктивной трехточки из (6.14) имеем:

$$R = a_1 a_2 \omega_0 L/\delta, \qquad (6.38)$$

а для схемы с трансформаторной обратной связью из (6.17) следует:

$$R = \omega_0 M/\delta. \qquad (6.39)$$

Коэффициенты влияния входного тока в этих схемах соответственно равны: для индуктивной трехточки

$$K_\alpha(p) = \mathrm{j}\frac{\delta}{a_1}(p\tau_Q + 1) + \frac{a_2}{a_1} \qquad (6.40а)$$

и для схемы с трансформаторной обратной связью

$$K_\alpha(p) = -\frac{\delta}{M/L_2}(p\tau_Q + 1) + \frac{M}{L_1}. \qquad (6.41а)$$

При условиях $a_2 \gg \delta$, $M/L_2 \gg \delta$ оба коэффициента не зависят от p и равны коэффициентам обратной связи соответствующих схем. В случае индуктивной трехточки

$$K_\alpha(p) = K = a_2/a_1 = L_2/L_1; \qquad (6.40б)$$

в схеме с трансформаторной обратной связью

$$K_\alpha(p) = K = M/L_1. \qquad (6.41б)$$

Оказалось, что для всех трех одноконтурных схем получены общие выражения для $Y(p)$ и $K_\alpha(p)$. Поэтому процессы изменения U_α и V_α в них должны протекать одинаково при одинаковых величинах управляющего сопротивления R и коэффициента обратной связи K. Можно показать, что этот вывод справедлив для всех одноконтурных автогенераторов при условии не слишком малых коэффициентов включения контура во входную и выходную цепи АЭ. Укороченное уравнение (6.32) для одноконтурных автогенераторов примет вид [141]:

$$(p\tau_Q+1)\,\mathrm{U}_\alpha = R\,[\mathrm{I}_\beta(U_\alpha, V_\alpha) - K\mathrm{I}_\alpha(U_\alpha, V_\alpha)] + \\ + R\,[\mathrm{I}_{n\beta} - K\mathrm{I}_{n\alpha} + \mathrm{I}_T]. \qquad (6.42)$$

Основная цель, ради которой здесь получены уравнения автогенератора, — исследование флуктуаций в нем. Однако, прежде чем их исследовать, нужно рассмотреть стационарные режимы, в окрестности которых будут происходить флуктуации.

6.4. СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ АВТОГЕНЕРАТОРА И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ

Уравнения стационарного режима автогенератора вытекают из (6.30), (6.32). Положим, что в стационарном режиме в (6.21), (6.23) $U_\alpha = U^0_\alpha = \mathrm{const}$, $\Delta\omega = \mathrm{const}$ и $\varphi = \varphi_u = \varphi^0_u = \mathrm{const}$. Напряжение смещения V^0_α также должно быть постоянным. Из (6.30), (6.32), в которых шумовые токи приняты равными нулю, получим:

$$Y(\mathrm{j}\Delta\omega)\,U^0_\alpha = \mathcal{I}_\beta(U^0_\alpha, V_\alpha) - K_\alpha(\mathrm{j}\Delta\omega)\,\mathcal{I}_\alpha(U^0_\alpha, V^0_\alpha), \qquad (6.43)$$

$$V^0_\alpha = E_\alpha - R_E\,[\mathcal{I}_{\alpha 0}(U^0_\alpha, V^0_\alpha) - \mathcal{I}_{\beta 0}(U^0_\alpha, V^0_\alpha)]. \qquad (6.44)$$

Комплексное уравнение (6.43) эквивалентно двум. В случае одноконтурного генератора эти уравнения, в соответствии с (6.33), имеют вид:

$$\Delta\omega\tau_Q = 0, \qquad (6.45)$$

$$U^0_\alpha = R\,[\mathcal{I}_\beta(U^0_\beta, V^0_\alpha) - K\mathcal{I}_\alpha(U^0_\alpha, V^0_\alpha)]. \qquad (6.46)$$

Поправка на частоту $\Delta\omega$ оказалась равной нулю, потому что активный элемент считался безынерционным, а коэффициент обратной связи при сделанных допущениях — вещественным. В общем случае поправка может отличаться от нуля.

Рассмотрим подробнее стационарный режим в случае одноконтурного генератора. Для определения значений U^0_α и V^0_α нужно решить совместно трансцендентные уравнения (6.46), (6.44). Уравнение (6.46) дает зависимость стационарного значения амплитуды автоколебаний U^0_α от смещения относительно точки запирания АЭ.

В теории автогенераторов [145] зависимость $U_\alpha(V_\alpha)$ определяемую этим уравнением, называют *диаграммой срыва* (рис 6.7). Зависимость смещения V_α от U_α, определяемую уравнением (6.44), называют *диаграммой смещения* (рис. 6.7). Стационарные значения амплитуды и смещения являются координатами точки пересечения этих диаграмм. Положение диаграммы срыва при заданных характеристиках АЭ зависит от параметров R и K, а положение диаграммы смещения — от параметров E_α и R_E.

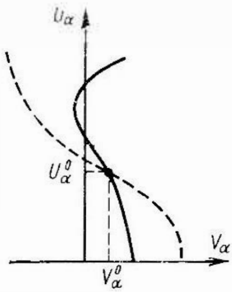


Рис. 6.7. К определению стационарного режима автогенератора с автосмещением при помощи диаграммы срыва (—) и диаграммы смещения (— — —).

Найдем в качестве примера точку стационарного режима в транзисторном АГ с кусочно-линейной аппроксимацией (5.103) его статических характеристик. Использовав соотношение (5.99), обозначения (5.107), (5.145) и результаты гармонического анализа токов (5.111а, б), запишем уравнения стационарного режима (6.46), (6.44) в виде:

$$\beta_0 g_{BE} R (1 - K\beta_0^{-1}) \gamma_1 (1, \theta) = 1, \tag{6.47}$$

$$E_\alpha = U^0_\alpha [0{,}5 g_E R_E \gamma_0 (1, \theta) - \cos\theta]. \tag{6.48}$$

Первое из этих уравнений показывает, что в стационарном режиме при заданном запасе по самовозбуждению $\beta_0 g_{BE} R (1 - K\beta_0^{-1}) = W$ однозначно определен угол отсечки. Следовательно, связь между U_α и V_α определяется из уравнения (5.107), с учетом (5.145):

$$U_\alpha = -V_\alpha / \cos\theta, \tag{6.49}$$

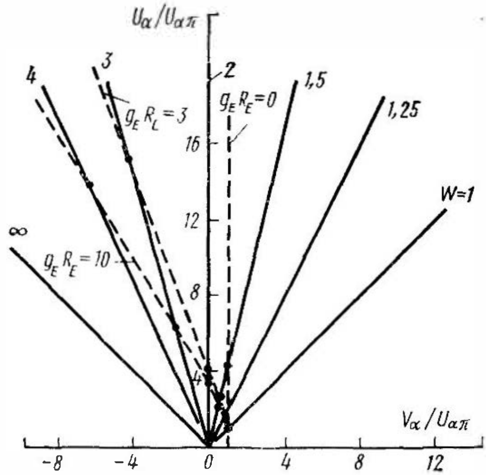


Рис. 6.8. Диаграммы срыва и смещения для транзисторного автогенератора с эмиттерным автосмещением при нескольких значениях запаса по самовозбуждению $W = \beta_0 g_{BE} R(1 - K\beta_0^{-1})$ и параметра цепи смещения $g_E R_E$.

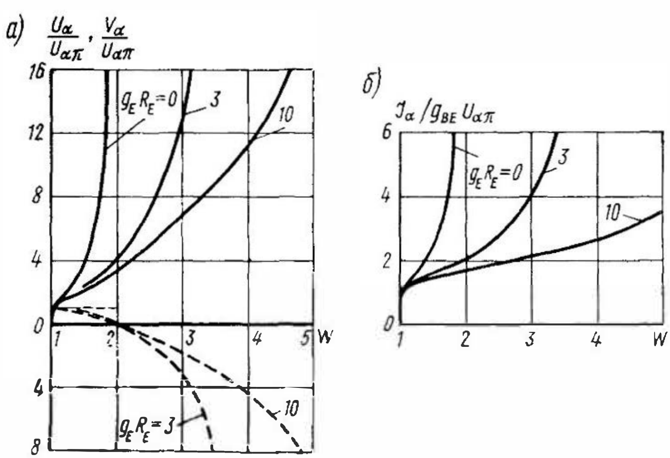


Рис. 6.9. Зависимости характеристик стационарного режима транзисторного автогенератора с эмиттерным смещением от запаса по самовозбуждению W при нескольких значениях параметра цепи смещения $g_E R_E$.

а — амплитуда колебаний на базе (———) и смещение (— — —), нормированные к амплитуде на пороге генерации $U_{\alpha\pi}$; *б* — амплитуды первой гармоники токов коллектора и базы, нормированных к их значениям на пороге генерации.

т. е. диаграммы срыва представляют собой прямые линии в плоскости (V_α, U_α) с угловыми коэффициентами $(-1/\cos\theta)$. Каждому значению запаса по самовозбуждению соответствует свой угловой коэффициент, причем θ можно вычислить из (6.48)

$$\gamma_1(1, \theta) = \frac{1}{\beta_0 g_{BE} R (1 - K\beta_0^{-1})} = \frac{1}{W}. \tag{6.50}$$

При $\beta_0 g_{BE} R (1 - K\beta_0^{-1}) < 1$, так как $\gamma_1(1; \theta) \leq 1$, равенство (6.50) несправедливо и стационарный режим в соответствии с (6.46) возможен лишь при $U^0_\alpha = 0$. При этом условие самовозбуждения колебаний не выполнено. Если генератор находится на границе самовозбуждения, т. е. $W=1$, то $\gamma_1(1, \theta)=1$, и в соответствии с таблицами [146] $\theta=180°$ и $\cos\theta = -1$. Эта пороговая диаграмма срыва идет под углом 45° к оси V_α. При $W=2$ имеем $\theta=90°$ и $\cos\theta=0$. В соответствии с (6.49) диаграмма срыва представляет собой вертикальную линию. Наконец, при $W \to \infty$, как следует из (6.50), $\theta \to 0$, следовательно, $\cos\theta \to 1$, а диаграмма срыва приближается к прямой с угловым коэффициентом -1 (рис. 6.8).

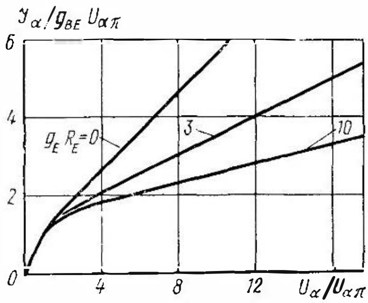


Рис. 6.10. Колебательные характеристики транзистора с эмиттерным смещением при нескольких значениях параметра смещения $g_E R_E$.

Стационарное значение амплитуды колебаний U^0_α при выбранной аппроксимации можно определить, минуя построение диаграммы смещения, так как уравнение последней представлено в форме (6.48), позволяющей по известным θ, $g_E R_E$ и E_α найти U^0_α:

$$U^0_\alpha = \frac{E_\alpha}{0{,}5 g_E R_E \gamma_0(1, \theta) - \cos\theta}. \tag{6.51}$$

Точки, соответствующие постоянной величине $g_E R_E$ и различным θ, лежат на одной диаграмме смещения (рис. 6.8). Из рис. 6.8 видно, что каждому значению

$g_E R_E$ соответствует пороговое значение θ, а значит, и запаса по самовозбуждению, при превышении которого стабилизация амплитуды за счет действия эмиттерного смещения невозможна (рис. 6.9) Построенные по данным рис. 6.9 зависимости на рис. 6.10 можно рассматривать как колебательные характеристики транзистора вместе с цепью автосмещения.

Если инерционность цепи автосмещения мала по сравнению с инерционностью контура, то изменения $\mathcal{I}_\alpha$, обусловленные малыми вариациями U_α со скоростями, характерными для переходных процессов в контуре, можно определить линеаризуя зависимости $\mathcal{I}_\alpha$ от U_α. Это обстоятельство будет использовано далее при расчете флуктуаций в автогенераторе.

Таким образом, мы записали общие уравнения стационарного режима (6 43), (6.44), конкретизировали (6.43) для случая одноконтурного генератора (6.45), (6.46), и рассмотрели подробно порядок расчета стационарного режима для автогенератора на биполярном транзисторе. Теперь перейдем к анализу флуктуаций амплитуды и фазы колебаний.

6.5 ФЛУКТУАЦИОННЫЕ УРАВНЕНИЯ АВТОГЕНЕРАТОРА И СИМВОЛИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ

Под влиянием шумов активного элемента и цепи обратной связи в автогенераторе возникают отклонения амплитуды и фазы колебаний от стационарных значений. Обозначим здесь, как и в гл. 5, относительное флуктуационное изменение амплитуды U_α через m_u, так что $U_\alpha = U^0_\alpha (1+m_u)$, а флуктуационное отклонение фазы — через ψ_u, поэтому $\varphi_u = \varphi^0_u + \psi_u$. Комплексную амплитуду (6 21) можно представить в виде:

$$\mathbf{U}_\alpha = U^0_\alpha (1+m_u) \exp[j(\Delta\omega t + \varphi^0_u) + j\psi_u] =$$
$$= \mathbf{U}^0_\alpha (1+m_u) \exp j\psi_u.$$

Далее будет выяснено, что допущение о малости ψ_u ($\psi^2_u \ll 1$) при больших временах наблюдения несправедливо, однако здесь для упрощения вывода уравнений мы воспользуемся им, положив $\exp j\psi_u \approx 1 + j\psi_u$. Делая такую замену в выражении для $\mathbf{U}_\alpha$ и пренебрегая слагаемым порядка квадрата флуктуаций, получаем, как и в гл. 5,

$$\mathbf{U}_\alpha = \mathbf{U}^0_\alpha (1 + m_u + j\psi_u). \qquad (6.52)$$

В приложении 5 показано, что результаты, полученные путем такой замены, справедливы при существенно менее жестких ограничениях, чем $\overline{\psi^2_u} \ll 1$.

Относительные флуктуации смещения V_α обозначим m_V, так что

$$V_\alpha = V^0_\alpha (1 + m_V). \qquad (6.53)$$

Линеаризуя зависимости (6.23) в окрестности стационарных значений U_α, V_α и φ_u, получаем выражения, подобные (5.50), (5.51):

$$\mathbf{I}_\alpha = \mathbf{I}^0_\alpha (1 + \sigma^1_{\alpha U} m_u + \sigma^1_{\alpha V} m_V + j\psi_u); \qquad (6.54)$$

$$\mathbf{I}_\beta = \mathbf{I}^0_\beta (1 + \sigma^1_{\beta U} m_u + \sigma^1_{\beta V} m_V + j\psi_u), \qquad (6.55)$$

где

$$\sigma^1_{\alpha U} = \frac{\partial \mathcal{J}_\alpha / \partial U_\alpha}{\mathcal{J}_\alpha / U_\alpha}, \quad \sigma^1_{\alpha V} = \frac{\partial \mathcal{J}_\alpha / \partial V_\alpha}{\mathcal{J}_\alpha / V_\alpha},$$
$$\sigma^1_{\beta U} = \frac{\partial \mathcal{J}_\beta / \partial U_\alpha}{\mathcal{J}_\beta / U_\alpha}, \quad \sigma^1_{\beta V} = \frac{\partial \mathcal{J}_\beta / \partial V_\alpha}{\mathcal{J}_\beta / V_\alpha}. \qquad (6.56)$$

Если выражения (6.52), (6.54), (6.55) подставить в (6.30) и учесть уравнение стационарного режима (6.43), то получим комплексное флуктуационное уравнение:

$$\mathbf{U}^0_\alpha Y(p + j\Delta\omega)(m_u + j\psi_u) = \mathbf{I}^0_\beta (\sigma^1_{\beta U} m_u + \sigma^1_{\beta V} m_V + j\psi_u) -$$
$$- \mathbf{I}^0_\alpha K_\alpha (p + j\Delta\omega)(\sigma^1_{\alpha U} m_u + \sigma^1_{\alpha V} m_V + j\psi_u) + \mathcal{J}_{\beta\parallel} + j\mathcal{J}_{\beta\perp} -$$
$$- K_\alpha (p + j\Delta\omega)(\mathcal{J}_{\alpha\parallel} + j\mathcal{J}_{\alpha\perp}) + \mathcal{J}_{T\parallel} + j\mathcal{J}_{T\perp}. \qquad (6.57)$$

Приравнивая вещественные и мнимые части справа и слева, можно получить два флуктуационных уравнения. В общем случае при комплексном символическом $K_\alpha (p + j\Delta\omega)$ эти уравнения громоздки. Поэтому запишем флуктуационные уравнения для вещественного и постоянного коэффициента $K_\alpha (p + j\Delta\omega) = K$. Обозначим

$$\beta_{\mathcal{J}1} = \mathcal{J}_з (U^0_\alpha, V^0_\alpha) / \mathcal{J}_\alpha (U^0_\alpha, V^0_\alpha), \qquad (6.58)$$

и выразив U^0_α из (6.43)

$$\mathbf{U}^0_\alpha = \mathbf{I}^0_\beta (1 - K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1}) / Y(j\Delta\omega),$$

подставим это выражение в (6.55):

$$\frac{Y(p+\mathrm{j}\Delta\omega)}{Y(\mathrm{j}\Delta\omega)}(m_u+\mathrm{j}\psi_u)=\sigma^1_U m_u+\sigma^1_V m_V+\mathrm{j}\psi_u+\mu_{\parallel}+\mathrm{j}\mu_{\perp},\tag{6.59}$$

где

$$\sigma^1_U=\frac{\sigma^1_{\beta U}-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1}\sigma^1_{\alpha U}}{1-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1}},\quad \sigma^1_V=\frac{\sigma^1_{\beta V}-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1}\sigma^1_{\alpha V}}{(1-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})},\tag{6.60}$$

$$\mu_{\parallel}=\frac{\mathcal{J}_{T\parallel}+\mathcal{J}_{\beta\parallel}-K\mathcal{J}_{\alpha\parallel}}{(1-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})\mathcal{J}_\beta},\quad \mu_{\perp}=\frac{\mathcal{J}_{T\perp}+\mathcal{J}_{\beta\perp}-K\mathcal{J}_{\alpha\perp}}{(1-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})\mathcal{J}_\beta}.\tag{6.61}$$

Представив нормированную символическую проводимость

$$\widehat{Y}(p)=Y(p+\mathrm{j}\Delta\omega)/Y(\mathrm{j}\Delta\omega)\tag{6.62}$$

в виде суммы вещественной и мнимой частей:

$$\widehat{Y}(p)=\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)+\mathrm{j}\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p),\tag{6.63}$$

подставив это выражение в (6.59) и приравняв вещественные и мнимые части справа и слева, получим:

$$\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)m_u-\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p)\psi_u=\sigma^1_U m_u+\sigma^1_V m_V+\mu_{\parallel},\tag{6.64}$$

$$\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p)m_u+\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)\psi_u=\psi_u+\mu_{\perp}.\tag{6.65}$$

Эти два уравнения содержат три неизвестных. Поэтому их следует рассматривать совместно с третьим флуктуационным уравнением. Оно получается линеаризацией (6.32) в окрестности стационарного режима, определяемого уравнением (6.44). Используя обозначения:

$$\sigma^0_{\alpha U}=\frac{\partial\mathcal{J}_{\alpha0}/\partial U_\alpha}{\mathcal{J}_{\alpha0}/U_\alpha},\quad \sigma^0_{\alpha V}=\frac{\partial\mathcal{J}_{\alpha0}/\partial V_\alpha}{\mathcal{J}_{\alpha0}/V_\alpha},\tag{6.66}$$

$$\sigma^0_{\beta U}=\frac{\partial\mathcal{J}_{\beta0}/\partial U_\alpha}{\mathcal{J}_{\beta0}/U_\alpha},\quad \sigma^0_{\beta V}=\frac{\partial\mathcal{J}_{\beta0}/\partial V_\alpha}{\mathcal{J}_{\beta0}/V_\alpha},$$

$$\beta_{\mathcal{J}0}=\mathcal{J}_{\beta0}(U^0_\alpha,V^0_\alpha)/\mathcal{J}_{\alpha0}(U^0_\alpha,V^0_\alpha),\tag{6.67}$$

$$\sigma^0_U=\left(1-\frac{E_\alpha}{V^0_\alpha}\right)\frac{\sigma^0_{\beta U}+\beta^{-1}_{\mathcal{J}0}\sigma^0_{\alpha U}}{1+\beta^{-1}_{\mathcal{J}0}},$$

$$\tag{6.68}$$

$$\sigma^0_V=\left(1-\frac{E_\alpha}{V^0_\alpha}\right)\frac{\sigma^0_{\beta V}+\beta^{-1}_{\mathcal{J}0}\sigma^0_{\alpha V}}{1+\beta^{-1}_{\mathcal{J}0}},$$

$$\mu_E=\left(1-\frac{E_\alpha}{V_\alpha^0}\right)\frac{\mathcal{J}_{n\beta}'+\mathcal{J}_{n\alpha}}{(1+\beta\overline{\mathcal{J}}_0^{-1})\,\mathcal{J}_{\beta 0}},\tag{6.69}$$

получаем

$$(p\tau_E+1)\,m_V=\sigma^0{}_U m_U+\sigma^0{}_V m_V+\mu_E.\tag{6.70}$$

Выразим с помощью (6.70) неизвестную m_V через m_u и μ_E:

$$m_V=\frac{\sigma^0{}_U}{p\tau_E+1-\sigma^0{}_V}\,m_u+\frac{1}{p\tau_E+1-\sigma^0{}_V}\,\mu_E\tag{6.71}$$

и подставим (6.71) в (6.64). Если ввести операторную характеристику нелинейных свойств генератора с инерционным автосмещением

$$\sigma(p)=\sigma^1{}_U+\frac{\sigma^1{}_V\sigma^0{}_U}{p\tau_E+1-\sigma^0{}_V}\tag{6.72}$$

и относительную синфазную составляющую шума, определенного с учетом влияния цепи смещения

$$\mu_{\parallel E}(p,t)=\mu_{\parallel}+\frac{\sigma^1{}_V}{p\tau_E+1-\sigma^0{}_V}\,\mu_E,\tag{6.73}$$

и перенести в (6.65) неизвестные в левую часть, то из (6.64), (6.65), (6.71) имеем флуктуационные уравнения в виде:

$$[\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)-\sigma(p)]\,m_u-\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p)\,\psi_u=\mu_{\parallel E},\tag{6.74}$$

$$\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p)\,m_u+[\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)-1]\,\varphi_u=\mu_{\perp}.\tag{6.75}$$

Из (6.74), (6.75) вытекают следующие выражения для флуктуаций m_u и ψ_u через относительные значения шумовых токов $\mu_{\parallel E}$ и $\mu_{\perp}$:

$$m_u=\frac{\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)-1}{\Delta(p)}\,\mu_{\parallel E}+\frac{\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p)}{\Delta(p)}\,\mu_{\perp},\tag{6.76}$$

$$\psi_u=-\frac{\widehat{Y}_{\mathrm{Im}}(p)}{\Delta(p)}\,\mu_{\parallel E}+\frac{\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)-\sigma(p)}{\Delta(p)}\,\mu_{\perp},\tag{6.77}$$

где

$$\Delta(p)=[\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)-\sigma(p)]\,[\widehat{Y}_{\mathrm{Re}}(p)-1]+\widehat{Y}^2_{\mathrm{Im}}(p).\tag{6.78}$$

По этим символическим выражениям обычными методами [ср. с (1.43)] рассчитывают спектры флуктуаций амплитуды и фазы.

В общем случае вклад в уровни амплитудных и фазовых флуктуаций дают как синфазная составляющая шумовых токов $\mu_{\parallel E}$, так и квадратурная $\mu_{\perp}$. Мы будем обращаться к (6.76), (6.77) при обсуждении некоторых общих свойств флуктуаций, а конкретные расчеты проведем для более простых частных примеров.

Рассмотрим случай, когда нормированная управляющая проводимость $\hat{Y}(p)$ (6.62) вещественна, т. е.

$$\hat{Y}_{\mathrm{Re}}(p) = \hat{Y}(p), \qquad \hat{Y}_{\mathrm{Im}}(p) = 0. \tag{6.79}$$

Тогда символические выражения для флуктуаций (6.76), (6.77) примут вид:

$$m_u = \frac{1}{\hat{Y}(p) - \sigma(p)} \mu_{\parallel E}, \tag{6.80}$$

$$Y_u = \frac{1}{\hat{Y}(p) - 1} \mu_{\perp}. \tag{6.81}$$

В этом случае амплитудные флуктуации обусловлены лишь синфазной составляющей шумовых токов, а фазовые — лишь квадратурной.

Если рассматривается одноконтурный генератор, то в соответствии с (6.33), (6.45), (6.62)

$$\hat{Y}(p) = p\tau_Q + 1, \tag{6.82}$$

где постоянная τ_Q определена (6.35). В этом случае из (6.80), (6.81) получим:

$$m_u = \frac{1}{p\tau_Q + 1 - \sigma(p)} \mu_{\parallel E}(p, t), \tag{6.83}$$

$$\psi_u = \frac{1}{p\tau_Q} \mu_{\perp}. \tag{6.84}$$

С учетом (6.72), (6.73) выражение для амплитудных флуктуаций можно записать более подробно:

$$m_u = \frac{p\tau_E + 1 - \sigma^0{}_V}{\tau_Q \tau_E p^2 + [(1 - \sigma^1{}_U)\tau_E + (1 - \sigma^0{}_V)\tau_Q] p + [(1 - \sigma^1{}_U)(1 - \sigma^1{}_V) + \sigma^0{}_V \sigma^0{}_U]} \left[\mu_{\parallel} + \frac{\sigma^1{}_V}{p\tau_E + 1 - \sigma^0{}_V} \mu_E\right]. \tag{6.85}$$

По (6.85) можно рассчитать спектр флуктуаций амплитуды при любых τ_E, для которых выполнены условия устойчивости стационарного режима колебаний [166]. В данном случае колебания устойчивы, если коэффициенты характеристического полинома от p, стоящего в знаменателе первого множителя в (6.85), положительны:

$$(1-\sigma^1_U)\tau_E+(1-\sigma^0_V)\tau_Q>0, \tag{6.86а}$$

$$(1-\sigma^1_U)(1-\sigma^0_V)+\sigma^1_V\sigma^0_U>0. \tag{6.86б}$$

Условие (6.86б), как нетрудно показать, используя (6.44), (6.46) [166], эквивалентно требованию, чтобы в точке стационарного режима (рис. 6.7) угловой коэффициент диаграммы срыва был больше углового коэффициента диаграммы смещения. Автогенераторы обычно строят так, чтобы это условие в точке стационарного режима выполнялось. Условие (6.86а) нетрудно понять, если учесть, что для цепи автосмещения, устойчивой при постоянной амплитуде колебаний на входе активного элемента, как видно из (6.70), должно быть выполнено неравенство: $1-\sigma^0_V>0$ *).

Поэтому, если $\sigma^1_U<1$, автогенератор устойчиво работает при любых τ_E. Если же $\sigma^1_U>1$, то из (6.86) вытекает ограничение на величину постоянной времени цепи автосмещения:

$$\tau_E<\frac{1-\sigma^0_V}{\sigma^1_U-1}\tau_Q. \tag{6.87}$$

При невыполнении этого условия возникает самомодуляция амплитуды колебаний в автогенераторе.

Если τ_E весьма мало по сравнению с τ_Q и условие (6.87) выполнено с большим запасом, говорят о безынерционной цепи автосмещения. Для этого случая в (6.72), (6.73) можно положить $\tau_E=0$ и записать выражение для m_u (6.83) в виде

$$m_u=\frac{1}{p\tau_Q+1-\sigma(0)}\left[\mu_{\parallel}+\frac{\sigma^1_V}{1-\sigma^0_V}\mu_E\right]. \tag{6.88}$$

---

*) Если в уравнении (6.70) положить $m_u=0$, $\mu_E=0$, то оно будет описывать поведение малых относительных отклонений смещения от стационарного режима при постоянной амплитуде U_α и примет вид: $[p\tau_E+(1-\sigma^0_V)]m_V=0$. Для устойчивой цепи автосмещения коэффициенты характеристического полинома, заключенного в квадратные скобки, должны быть положительными.

При этом $\sigma(0)$ имеет смысл отношения локальной крутизны колебательной характеристики активного элемента, построенной с учетом безынерционного изменения V_σ вслед за U_* (рис. 6.10), к ее средней крутизне.

Итак, исследование малых возмущений стационарного режима автогенератора, обусловленных его собственными шумами, позволило получить линейные символические выражения для флуктуаций в автогенераторах при различных ограничениях, наложенных на его схему.

6.6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ КОЛЕБАНИЙ

Поскольку специфика транзисторных автогенераторов связана не с видом колебательной системы, а с особенностями шумовых характеристик, для конкретных расчетов спектров шумов ограничимся случаем одноконтурных автогенераторов с пренебрежимо малой инерцией цепи автосмещения. Им соответствуют символические выражения для флуктуаций (6.88), (6.84) и поэтому выражения для спектров флуктуаций $S_m(\omega)$ и $S_\varphi(\omega)$ имеют вид:

$$S_m(\omega) = \frac{1}{\omega^2\tau^2_Q + [1-\sigma(0)]^2} S_\mu^{\parallel E}(\omega), \tag{6.89}$$

$$S_\varphi(\omega) = \frac{1}{\omega^2\tau^2_Q} S_\mu^{\perp}(\omega), \tag{6.90}$$

где $S_\mu^{\parallel E}(\omega)$ — спектр относительных флуктуаций $\mu_E(t)$, рассчитываемый по (6.73), (6.69) и первой из формул (6.61), а $S_\mu^{\perp}(\omega)$ — спектр $\mu_\perp(t)$, рассчитываемый по второй из формул (6.61).

Преобразование спектров относительных шумовых токов во флуктуации амплитуды в данном случае происходит, как в однозвенной RC-цепи (1.57), с постоянной времени $\tau_Q/[1-\sigma(0)]$ и коэффициентом передачи на нулевой частоте $1/[1-\sigma(0)]$. Величину $\Pi = 1-\sigma(0)$ часто называют «прочностью предельного цикла». Изменение квадрата модуля частотной характеристики коэффициента преобразования относительного шумового тока в относительные флуктуации амплитуды колебательного напряжения с изменением прочности предельного цикла иллюстрируется рис. 6.11. За исключением случая $\Pi=0$, который соответствует границе устойчивости колебаний, этот коэффициент передачи имеет конечную величину на всех частотах. При $\omega\to\infty$ он убывает, как $1/\omega^2$, и флуктуации амплитуды колебаний при действии шума $\mu_{\parallel E}(0, t)$ представляют собой стационарный случайный процесс.

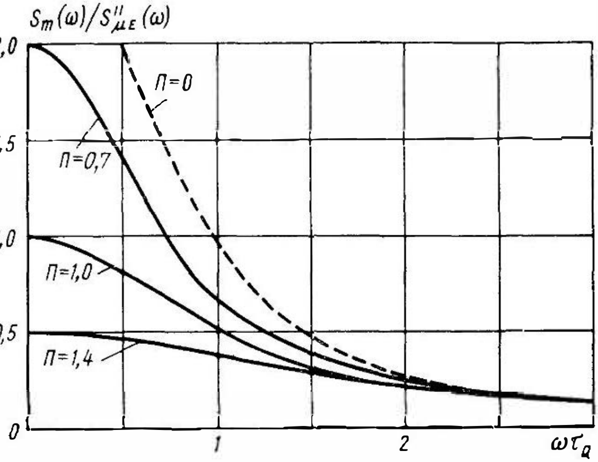


Рис. 6.11. Нормированные энергетические спектры флуктуаций амплитуды колебаний автогенератора при нескольких значениях прочности предельного цикла.

Спектральная плотность (6.90) флуктуаций фазы колебаний при действии на генератор шумов со спектральной плотностью $S_{\mu}^{\perp}(\omega)$, не обращающейся в нуль при $\omega=0$ (а именно таковы собственные шумы активного элемента и цепи обратной связи), не может характеризовать стационарный случайный процесс, так как интеграл по ω от спектра (6.90) расходится. Следовательно, средний квадрат такого процесса оказывается бесконечно большим. Эта особенность спектра флуктуаций фазы является общей для всех автономных генераторов. Покажем, что это верно для всех рассмотренных генераторов. Из (6.81) видно, что выражение, стоящее в знаменателе, обращается в нуль при $p=0$, т. е. коэффициент преобразования флуктуаций, как и в случае (6.84), имеет полюс в нуле. Такой же особенностью обладает символический коэффициент передачи, стоящий при $\mu_{\perp}$, в еще более общем выражении (6.77). Это обстоятельство было выявлено в самых первых работах по теории флуктуаций в автогенераторах [151, 152], и ему было дано наглядное физическое пояснение [167].

При отклонениях фазы автоколебаний от начального значения, вызываемых шумами, сила, восстанавливающая прежнюю величину, отсутствует, и возмущения фазы накапливаются. Фаза одноконтурного автогенератора под действием естественных шумов изменяется по тому же закону, по которому меняется координата броуновской частицы, подверженной ударам случайно движущихся молекул. Этот закон называют диффузионным, а интенсивность накопления отклонений фазы со временем характеризуют коэффициентом диффузии $\mathscr{D}$.

Найдем его выражение для спектра (6.90), полагая спектральную плотность $S_{\mu}^{\perp}(\omega)$ не зависящей от ω и равной $S_{\mu}^{\perp}(0)$.

Рассмотрим приращение фазы $\psi_u(t)$ за время τ

$$\Delta\psi(t,\tau)=\psi_u(t)-\psi_u(t-\tau). \tag{6.91}$$

В соответствии с (1.54), (1.55), спектр $S_{\Delta\psi}(\omega)$ можно выразить через $S_{\psi}(\omega)$ при помощи формулы

$$S_{\Delta\psi}(\omega)=2(1-\cos\omega\tau)\,S_{\psi}(\omega). \tag{6.92}$$

Подставляя в нее (6.90), получим:

$$S_{\Delta\psi}(\omega)=\frac{2(1-\cos\omega\tau)}{\omega^2\tau^2_Q}S_{\mu}^{\perp}(\omega). \tag{6.93}$$

Этот спектр уже не имеет особенности при $\omega=0$. Средний квадрат $\Delta\psi(t,\tau)$ существует, и при $S_{\mu}^{\perp}(\omega)=S_{\mu}^{\perp}(0)$, в соответствии с (1.9), (1.17), имеет вид:

$$\overline{\Delta\psi^2}(\tau)=\mathscr{D}|\tau|, \tag{6.94}$$

где

$$\mathscr{D}=S_{\mu}^{\perp}(0)/(2\tau^2_Q) \tag{6.95}$$

— коэффициент диффузии фазы.

Формула (6.94) показывает, что средний квадрат набега фазы за время наблюдения τ растет пропорционально τ, и при бесконечном времени наблюдения, которое подразумевается при вычислении среднего квадрата стационарного случайного процесса, он будет бесконечным. Случайные процессы, частным случаем которых является закон изменения фазы $\psi_u(t)$, называют процессами со стационарным приращением [168]. Важным свойством таких процессов является то, что для их описания можно использовать понятие спектральной плотности, и ее физический смысл таков же, как в случае стационарных процессов, хотя вычислить средний квадрат самого процесса невозможно.

Наряду со спектром флуктуаций фазы для некоторых практических случаев необходимо знать спектр флуктуаций мгновенной угловой частоты $\nu = p\psi_u$. Очевидно [см. (1.51), (1.52)], что

$$S_\nu(\omega) = \omega^2 S_\psi(\omega) = S_\mu^\perp(\omega)/\tau_Q^2. \tag{6.96}$$

Из (6.90), (6.95), (6.96) видно, что все энергетические характеристики флуктуаций фазы обратно пропорциональны τ^2_Q. Следовательно, в соответствии с (6.35) спектры флуктуаций фазы и частоты при заданном значении ω обратно пропорциональны квадрату добротности Q колебательного контура генератора.

Взаимная спектральная плотность флуктуаций амплитуды и фазы в одноконтурном генераторе с безынерционным активным элементом при оговоренных в § 6.3 условиях равна нулю. В более общем случае (6.76), (6.77) она не равна нулю, и для полного описания флуктуаций ее нужно знать.

Из проведенного обсуждения характеристик флуктуаций амплитуды и фазы колебаний следует, что при заданных добротности контура и прочности предельного цикла спектры флуктуаций амплитуды и фазы генератора с безынерционным автосмещением полностью определяются значениями спектров относительных шумовых токов $S_\mu^{\parallel E}(\omega)$ и $S_\mu^\perp(\omega)$. Эти спектры можно выразить через шумовые проводимости. Отметим, что относительный шумовой ток $\mu_{\parallel E}(0, t)$, определенный равенством (6.73), можно записать в форме, подобной (6.61):

$$\mu_{\parallel E}(0, t) = \frac{\mathcal{J}_{T\parallel} + \mathcal{J}^E_{\beta\parallel} - K\mathcal{J}^E_{\alpha\parallel}}{(1 - K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})\,\mathcal{J}_\beta}, \tag{6.97}$$

где $\mathcal{J}^E_{\beta\parallel}$, $\mathcal{J}^E_{\alpha\parallel}$ — синфазные составляющие шумовых токов короткого замыкания на выходе и входе активного элемента (АЭ) с целью автосмещения, найденные при действии на входе гармонического напряжения с амплитудой U^0_α. Эти токи характеризуются шумовыми проводимостями $G^E_{\alpha\parallel}$, $G^E_{\beta\parallel}$ и $G_{\alpha\beta\parallel}$, которые уже вводились в § 5.8 и приведены для биполярного транзистора в табл. 5.4. Выразим через них спектры токов $\mathcal{J}^E_{\beta\parallel}$ и $\mathcal{J}^E_{\alpha\parallel}$ и учтем, что спектры токов $\mathcal{J}_{T\parallel}$ и $\mathcal{J}_{T\perp}$ имеют вид

$$S^{\parallel}_{\mathcal{J},T}(\omega) = S^{\perp}_{\mathcal{J},T}(\omega) = 8kTK/R, \tag{6.98}$$

где $R/K = R_\beta$ — активная составляющая сопротивления контура между выходными точками АЭ. Получим в соответствии с (6.97)

$$S^{\parallel E}_{\mu}(\omega) = 8kT\,\frac{K/R + G^E_{\beta\parallel} - 2KG^E_{\alpha\beta\parallel} + K^2G^E_{\alpha\parallel}}{(1 - K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})^2\mathcal{J}^2_\beta} \tag{6.99}$$

Спектр $S^{\perp}_{\mu}(\omega)$ можно записать в аналогичной форме, если токи $\mathcal{J}_{\beta\perp}$ и $\mathcal{J}_{\alpha\perp}$ выразить через выведенные в § 5.6 шумовые проводимости $G_{\alpha\perp}$, $G_{\beta\perp}$ и $G_{\alpha\beta\perp}$ и использовать (6.98)

$$S^{\perp}_{\mu}(\omega) = 8kT\,\frac{K/R + G_{\beta\perp} - 2KG_{\alpha\beta\perp} + K^2G_{\alpha\perp}}{(1 - K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})^2\mathcal{J}^2_\beta}. \tag{6.100}$$

Таким образом, с помощью (6.89), (6.90), (6.99), (6.100) расчет спектров флуктуаций амплитуды и фазы колебаний генератора сведен к расчету шумовых проводимостей, характеризующих АЭ с автосмещением в режиме большого сигнала.

Используя полученные формулы, далее рассчитаем и исследуем спектральные характеристики транзисторных автогенераторов. Однако, прежде чем перейти к таким генераторам, необходимо рассмотреть вопрос о расчете отношения шум/сигнал на выходе автогенератора при заданной расстройке от частоты колебаний. Для определения этого отношения нужно получить выражение для энергетического спектра колебания автогенератора.

6.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР КОЛЕБАНИЯ АВТОГЕНЕРАТОРА И ОТНОШЕНИЕ ШУМ/СИГНАЛ ПРИ ЗАДАННОЙ РАССТРОЙКЕ ОТ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ

Энергетический спектр колебания с малыми стационарными флуктуациями амплитуды и фазы был рассчитан в § 1.15. Однако как следует из (6.94), для флуктуаций фазы в автогенераторе несправедливо допущение о малости их среднего квадрата. В [152, 126] было показано, что спектр колебания автономного генератора принципиально отличается от спектра колебания с малыми стационарными флуктуациями фазы и амплитуды, так как не содержит дискретной линии. Он имеет конечную спектральную плотность на любой частоте. Иначе говоря, спектральная линия автоколебаний имеет конечную ширину.

Найдем спектральную плотность колебания одноконтурного генератора, спектры флуктуаций амплитуды и фазы которого определены формулами (6.89), (6.90), а взаимный спектр равен нулю. Для этого вычислим корреляционную функцию колебания с флуктуирующими амплитудой и фазой

$$u_\alpha(t) = U_\alpha [1 + m_u(t)] \cos[\omega_0 t + \varphi_u + \psi_u(t)] \qquad (6.101)$$

и затем по ней, используя (1.12), (1.15), рассчитаем энергетический спектр.

Корреляционная функция колебания $u_\alpha(t)$ имеет вид:

$$\begin{aligned}\overline{u_\alpha(t)\, u_\alpha(t+\tau)} &= U^2_\alpha\, \overline{[1 + m_u(t)][1 + m_u(t+\tau)]} \times \\ &\times \overline{\cos[\omega_0 t + \varphi_u + \psi_u(t)] \cos[\omega_0(t+\tau) + \varphi_u + \psi_u(t+\tau)]} = \\ &= 0{,}5U^2_\alpha\, [1 + \overline{m_u(t)} + \overline{m_u(t+\tau)} + \overline{m_u(t)\, m_u(t+\tau)}] \times \\ &\times \{\overline{\cos[\omega_0\tau + \Delta\psi(t, \tau)]} + \overline{\cos[2\omega_0 t + \omega_0\tau + \varphi_u + \psi_u(t) +} \\ &\overline{+ \psi_u(t+\tau)]}\}.\end{aligned}$$

При записи этого выражения учтено, что $m_u(t)$ и $\psi_u(t)$ некоррелированы. Среднее значение $m_u(t)$ равно нулю, а значения начальной фазы колебания, лежащие в интервале (0—2π), равновероятны. Поэтому

$$\begin{aligned}\overline{u_\alpha(t)\, u_\alpha(t+\tau)} &= 0{,}5U^2_\alpha\, [1 + \overline{m_u(t)\, m_u(t+\tau)}] \times \\ &\times \overline{\cos[\omega_0\tau + \Delta\psi(t, \tau)]}.\end{aligned} \qquad (6.102)$$

Для расчета среднего значения $\overline{\cos[\omega_0\tau + \Delta\psi(t, \tau)]}$ примем во внимание, что приращение фазы за время τ можно считать гауссовским процессом с нулевым средним значением, т. е. принять следующую плотность вероятности для $\Delta\psi(t, \tau)$:

$$w(\Delta\psi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{\Delta\psi^2}}} \exp\left(-\frac{(\Delta\psi)^2}{2\overline{\Delta\psi^2}}\right).$$

Вычисляя среднее значение косинуса (6.94) по формуле

$$\overline{\cos[\omega_0\tau + \Delta\psi(t,\tau)]} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \cos[\omega_0\tau + \Delta\psi]\, w(\Delta\psi)\, d(\Delta\psi),$$

получаем

$$\overline{\cos[\omega_0\tau + \Delta\psi(t, \tau)]} = \exp(-0{,}5\mathscr{D}|\tau|)\cos\omega_0\tau. \tag{6.103}$$

Если бы флуктуаций амплитуды не было, то корреляционная функция (6.102) имела бы вид:

$$\overline{u_\alpha(t)u_\alpha(t+\tau)} = 0{,}5U^2_\alpha \exp(-0{,}5\mathscr{D}|\tau|)\cos\omega_0\tau. \tag{6.104}$$

Подставим это выражение в формулу (1.16) для энергетического спектра:

$$S_u(\omega) = \frac{U^2_\alpha}{2}\left[\frac{\mathscr{D}}{(0{,}5\mathscr{D})^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{\mathscr{D}}{(0{,}5\mathscr{D})^2 + (\omega + \omega_0)^2}\right]. \tag{6.105а}$$

Поскольку обычно $0{,}5\mathscr{D} \ll \omega_0$, это выражение с высокой точностью можно записать упрощенно:

$$S_u(\omega) \approx \frac{U^2_\alpha}{2}\, \frac{\mathscr{D}}{(0{,}5\mathscr{D})^2 + (\omega - \omega_0)^2}. \tag{6.105б}$$

Таким образом, спектральная линия при $m_u(t) = 0$ имеет форму квадрата резонансной кривой одиночного контура с полосой по уровню половинной мощности

$$\Delta\Omega = \mathscr{D} = S^{\perp}_{\mu}(0)/(2\tau^2_Q). \tag{6.106}$$

Поскольку такая форма спектра колебания (ее часто называют «лоренцовской») получается при естественных флуктуациях фазы, величину $\Delta\Omega = \mathscr{D}$ называют *естественной шириной спектральной линии колебания*. Далее будет показано [152], что она очень мала, по сравнению с ω_0.

При вычислении спектра колебания с $m_u(t) \neq 0$, соответствующего корреляционной функции (6.102), следует учесть, что преобразование Фурье произведения $m_u(t)\, m_u(t+\tau)$ и $\cos[\omega_0\tau + \Delta\psi(t, \tau)]$ находится как свертка преобразований Фурье сомножителей, а также что ширина линии (6.105а) на много порядков меньше ши-

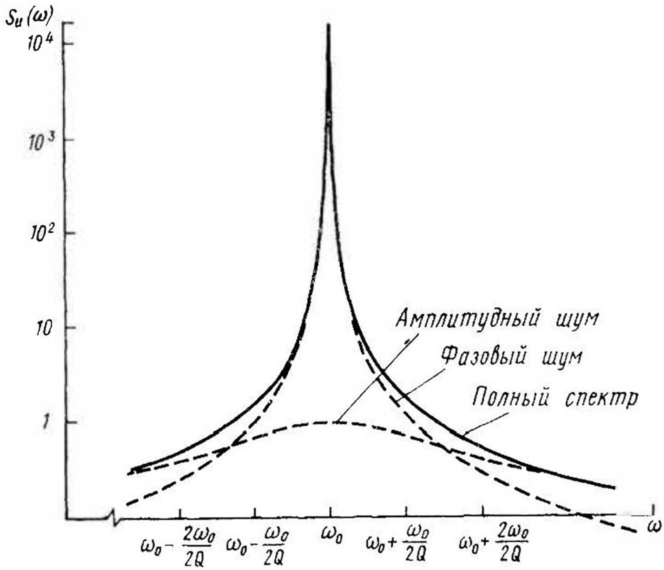


Рис. 6.12 Спектр колебания автогенератора и его составляющие при отсутствии корреляции между амплитудными и фазовыми флуктуациями.

рины спектра флуктуаций амплитуды (6.89). В результате

$$S_u(\omega) = \frac{U^2_\alpha}{2}\left[\frac{\mathcal{D}}{(0{,}5\mathcal{D})^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{\mathcal{D}}{(0{,}5\mathcal{D})^2 + (\omega + \omega_0)^2} + \right.$$

$$\left. + S_m(\omega - \omega_0) + S_m(\omega + \omega_0)\right]. \qquad (6.107\text{а})$$

В окрестности ω_0 в соответствии с (6.89), $S_m(\omega+\omega_0) \ll \ll S_m(\omega-\omega_0)$. Поэтому спектр $S_u(\omega)$ с весьма высокой точностью можно записать, пренебрегая в (6.107а) вторым и четвертым слагаемыми. Тогда, с учетом (6.95), (6.89), получим:

$$S_u(\omega)=\frac{U^2_\alpha}{2}\left[\frac{S^{\perp}_{\mu}(0)/(2\tau^2_Q)}{(S^{\perp}_{\mu}(0)/4\tau^2_{\mu})^2+(\omega-\omega_0)^2}+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\,\frac{S^{\parallel E}_{\mu}(\omega)}{(\omega-\omega_0)^2\tau^2_Q+[1-\sigma(0)]^2}\right]. \qquad (6.107б)$$

Как уже говорилось, ширина спектральной линии $\Delta\Omega=S^{\perp}_{\mu}(0)/(2\tau^2_Q)$ на много порядков меньше ширины $[1-\sigma(0)]/\tau_Q$ части спектра $S_u(\omega)$, обязанной своим существованием амплитудным флуктуациям. Поэтому в окрестности пика спектральной линии шириной порядка нескольких $\Delta\Omega$ влияние вклада амплитудных шумов пренебрежимо мало, т. е. ширина линии и ее контур в этой области полностью определяются фазовыми флуктуациями. Это обстоятельство качественно иллюстрируется рис. 6.12, причем разница величин $\Delta\Omega$ и $[1-\sigma(0)]/\tau_Q$ на самом деле значительно больше показанной. При отклонениях от ω_0 порядка $[1-\sigma(0)]/\tau_Q$ и более, составляющие спектральной плотности $S_u(\omega)$ (6.107) оказываются соизмеримыми.

Из (6.107б) видно, что при $|\omega-\omega_0|>(2\ldots3)\Delta\Omega$ с хорошей точностью справедлива приближенная формула

$$\frac{S_u(\omega)}{0{,}5U^2}=\frac{1}{2}\,\frac{S^{\perp}_{\mu}(\omega)}{\tau^2_Q(\omega-\omega_0)^2}+\frac{1}{2}\,\frac{S^{\parallel E}_{\mu}(\omega)}{\tau^2_Q(\omega-\omega_0)^2+[1-\sigma(0)]^2}=$$

$$=\frac{1}{2}S_{\psi}(\omega-\omega_0)+\frac{1}{2}S_m(\omega-\omega_0). \qquad (6.108)$$

Это значит, что при таких расстояниях от центра спектральной линии справедлива формула, аналогичная (1.168) при $S_{m\psi}(\omega)=0$. Таким образом, на больших по сравнению с шириной линии расстояниях от ω_0 отношение шум/сигнал в автогенераторе рассчитывается по такой же формуле, какая была получена для случая малых стационарных флуктуаций фазы.

Анализ, проведенный в [129, 169], показал, что это утверждение справедливо и для случая, когда в составе флуктуации фазы, наряду с нестационарной, есть малая стационарная составляющая со спектром произвольного вида, причем обе составляющие коррелированы со спектром флуктуаций амплитуды. Поэтому для расчета отношения шум/сигнал в спектре автогенератора при расстояниях от ω_0, в несколько раз больших ширины линии, можно использовать формулу (1.168). Запишем ее для автогенератора в виде:

$$\frac{S_u(\omega)}{0,5U^2_\alpha} = 0,5S_m(\omega-\omega_0) + 0,5S_\varphi(\omega-\omega_0) - \operatorname{Im} S_{m\varphi}(\omega-\omega_0). \tag{6.109}$$

Численные расчеты, проведенные в [170], показали, что аналогичное утверждение справедливо при расстройках, много больших ширины линии, и для колебаний, частота которых имеет энергетический спектр флуктуаций вида ω^{-1}. Только выражение для ширины линии в этом случае иное.

Важный вывод, вытекающий из этого анализа, состоит в том, что при расстройках от ω_0, существенно меньших полосы контура автогенератора, основной вклад в выходное отношение шум/сигнал автогенератора дают фазовые (или частотные) флуктуации. При расстройках порядка полосы контура и больше вклады амплитудных и фазовых шумов соизмеримы и их соотношение зависит от особенностей конкретной схемы.

6.8. ШУМЫ АВТОГЕНЕРАТОРА С ИДЕАЛЬНЫМ АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМОВ РЕАЛЬНЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

При сопоставлении шумов различных автогенераторов, как и в случае усилителей, важно уметь оценить качество каждого из них по сравнению с некоторым генератором, принятым за эталонный. В качестве такого эталона удобно выбрать автогенератор с нешумящим АЭ, обладающим бесконечно большим входным сопротивлением, т. е. с $\beta_{\mathcal{J}1}^{-1} = 0$. Флуктуации в нем будут определять наименьший уровень собственных шумов, достижимый при заданных мощности колебаний, добротности контура, нелинейности и температуре. Их анализ позволит определить условия сравнения различных автогенераторов по шумовым характеристикам и выявить факторы, ухудшающие эти характеристики.

В соответствии с (6.99), (6.100), для автогенератора с нешумящим АЭ и $\beta^{-1}_{\mathcal{J}1}=0$ спектры составляющих относительного шумового тока одинаковы:

$$S^{\parallel E}_{\mu}(\omega)=S^{\perp}_{\mu}(\omega)=S^{0}(\omega)=8kTK/R\mathcal{J}^2_{\beta}. \qquad (6.110)$$

Здесь введено единое обозначение $S^0(\omega)$ для этих спектров, поскольку к этой величине будет удобно нормировать спектры шумов реальных автогенераторов. Учитывая, что

$$P_{\beta}=0{,}5\mathcal{J}^2_{\beta}R_{\beta}=0{,}5\mathcal{J}^2_{\beta}R/K \qquad (6.111)$$

— мощность, отдаваемая идеальным АЭ в контур, представим спектральную плотность $S^0(\omega)$ в ином виде:

$$S^{0}(\omega)=4kT/P_{\beta}. \qquad (6.112)$$

Из (6.89), (6.90) с учетом (6.100), (6.112) получим выражения для спектров флуктуаций амплитуды и фазы в эталонном автогенераторе:

$$S^{0}_{m}(\omega)=\frac{1}{\omega^2\tau^2_Q+[1-\sigma(0)]^2}\,\frac{4kT}{P_{\beta}}, \qquad (6.113)$$

$$S^{0}_{\phi}(\omega)=\frac{1}{\omega^2\tau^2_Q}\,\frac{4kT}{P_{\beta}}. \qquad (6.114)$$

Из (6.109), (6.113), (6.114) с учетом того, что $S_{m\phi}(\omega)=0$, найдем отношение шум/сигнал, характеризующее эталонный автогенератор:

$$\frac{S_u(\omega)}{0{,}5U^2_{\alpha}}=\left[\frac{1}{(\omega-\omega_0)^2\tau^2_Q}+\frac{1}{(\omega-\omega_0)^2\tau^2_Q+[1-\sigma(0)]^2}\right]\frac{2kT}{P_{\beta}}. \qquad (6.115)$$

Подставляя в (6.115) выражение (6.35), получаем

$$\frac{S_u(\omega)}{0{,}5U^2_{\alpha}}=\frac{1}{2}\left[\frac{1}{(\omega/\omega_0-1)^2Q^2}+\frac{1}{(\omega/\omega_0-1)^2Q^2+[1-\sigma(0)]^2}\right]\frac{kT}{P_{\beta}}. \qquad (6.116)$$

Из (6.116) следует, что при заданной добротности контура и прочности предельного цикла шумы автогенератора с нешумящим АЭ определяются только мощностью колебаний, рассеиваемой в контуре. Таким образом, различные генераторы целесообразно сопоставлять с эталонным при фиксированных добротности контура, прочности предельного цикла и мощности, рассеиваемой в контуре. Качество генератора можно характеризовать отношением уровня его амплитудных шумов к уровню шумов сравниваемого с ним эталонного генератора и аналогичным отношением уровней фазовых шумов. В соответствии с (6.89), (6.90), (6.99), (6.100), эти отношения можно записать в виде:

$$\frac{S_m(\omega)}{S^0{}_m(\omega)} = \frac{S^{\parallel E}_{\mu}(\omega)}{S^0(\omega)} = \frac{1+(G^E_{\beta\parallel}-2KG^E_{\alpha\beta\parallel}+K^2G^E_{\alpha\parallel})R/K}{(1-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})^2}, \tag{6.117}$$

$$\frac{S_\phi(\omega)}{S^0{}_\phi(\omega)} = \frac{S^{\perp}_{\mu}(\omega)}{S^0(\omega)} = \frac{1+(G^1_{\beta\perp}-2KG^1_{\alpha\beta\perp}+KG^1_{\alpha\perp})R/K}{(1-K\beta^{-1}_{\mathcal{J}1})^2}. \tag{6.118}$$

В этих выражениях знаменатель характеризует влияние шунтирования контура генератора входным сопротивлением реального АЭ, а числитель — превышение компонент эквивалентного шумового тока реального АЭ над соответствующими компонентами теплового шумового тока контура.

Зависимости шумовых характеристик автогенератора от параметров, изменяющих его режим, в основных чертах определяются поведением эталонного генератора с тем же видом нелинейности АЭ, что и у рассматриваемого. Рассмотрим в качестве примера, как изменяются спектры флуктуаций амплитуды и фазы эталонного генератора с такой же нелинейностью, что у транзисторного генератора с безынерционным эмиттерным автосмещением. При этом предположим, что сопротивление контура между выходными точками АЭ (R/K) фиксировано, а управляющее сопротивление изменяется за счет изменения K. При этом добротность Q постоянна. На рис. 6.13 пунктиром показано изменение спектральной плотности флуктуаций фазы на частоте $\omega=\tau_Q^{-1}$ с изменением запаса по самовозбуждению $W=\beta_0 g_{BE}R$. Она нормирована к спектральной плотности шумов на пороге самовозбуждения, которая при кусочно-линейной аппроксимации статической характеристики АЭ конечна, так как на пороге самовозбуждения при $W=1$ в соответствии с (6.50), (6.49) $\theta=180°$, $U_\alpha=V_\alpha=U_{\kappa\alpha}$ и, следовательно,

$$P_\beta=P_{\beta\kappa}=0{,}5(\beta_0 g_{BE})^2U^2{}_{\alpha\kappa}R/K.$$

На рис. 6.13 сплошными линиями показано, как изменяется при изменении W спектральная плотность относительных флуктуаций амплитуды на нулевой частоте. Она нормирована к той же величине, что и спектр флуктуаций фазы. На ход этой зависимости влияет изменение прочности предельного цикла с изменением запаса по самовозбуждению. Поэтому при $W \to 1$ она стремится к бесконечности.

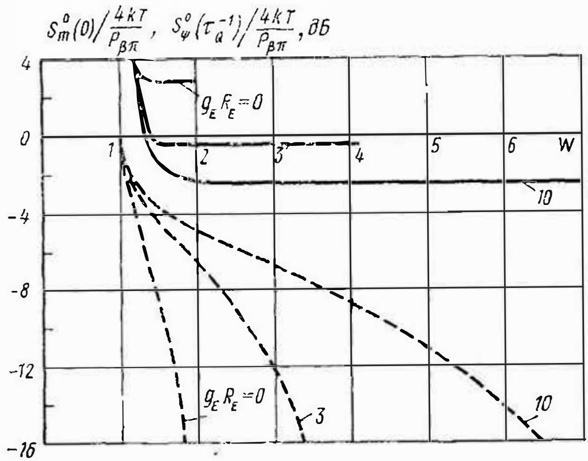


Рис. 6.13. Зависимости нормированных спектральных плотностей флуктуаций амплитуды (—) и фазы (— — —) колебаний в транзисторном генераторе, обусловленных тепловыми шумами контура, от запаса по самовозбуждению при нескольких значениях параметра автосмещения $g_E R_E$.

При максимальных для каждого сопротивления автосмещения величинах запаса по самовозбуждению мощность P_β должна стать бесконечной (см. рис 6.9). Поэтому $S^0_\psi(\tau_Q^{-1}) \to 0$, а $S^0_m(0)$ имеет конечное значение. Очевидно. что при подходе к этим границам нарушатся условия применения принятых аппроксимаций и АЭ перейдет в «перенапряженный режим» [145]. Анализ его потребовал бы усложнения шумовой эквивалентной схемы и аппроксимации характеристик и выходит за рамки этой книги. Для конкретных АЭ всегда можно указать границу применяемости выбранной аппроксимации.

Отметим, что при рассматриваемом типе нелинейной характеристики АЭ прочность предельного цикла меньше единицы. При малых запасах по самовозбуждению она сначала возрастает, а затем убывает. С приближением к предельному для заданной величины $g_E R_E$ запасу по самовозбуждению она стремится к нулю. Однако, в эталонном автогенераторе флуктуации не растут бесконечно, так как одновременно P_β стремится к бесконечности. Такое изменение прочности предельного цикла приводит к тому, что уровень амплитудных флуктуаций при $\omega=0$ выше уровня фазовых при $\omega=\tau_Q^{-1}$. Разница между ними уменьшается с увеличением $g_E R_E$, так что при $g_E R_E=10$ и $W\approx 1{,}5\ldots 2$ она оказывается порядка 3 дБ.

При анализе аналогичных зависимостей для конкретных автогенераторов остается выяснить лишь закон изменения относительных шумов их АЭ при изменении того же параметра.

6.9. ШУМЫ ОДНОКОНТУРНОГО АВТОГЕНЕРАТОРА НА БИПОЛЯРНОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Для анализа шумов в автогенераторах на биполярных транзисторах воспользуемся формулами для шумовых проводимостей, приведенными в табл. 5.2, 5.4 и рассчитаем относительные уровни амплитудных и фазовых шумов в таком генераторе.

Из указанных таблиц видно, что при используемых на практике коэффициентах обратной связи $K\leqslant 1$ влияние приведенных ко входу шумов оказывается пренебрежимо малым. Поэтому формулы (6.177), (6.118) можно упростить:

$$S_m(\omega)/S^\circ_m(\omega)=1+G^E_{\beta\parallel}\,R/K, \tag{6.119}$$

$$S_\varphi(\omega)/S^\circ_\varphi(\omega)=1+G^{(1)}_{\beta\perp}\,R/K. \tag{6.120}$$

Проанализируем более подробно формулу (6.120). Подставляем в нее выражение для $G^{(1)}_{\beta\perp}$ из табл. 5.2, пренебрегая для упрощения записи малым вкладом от дробового шума тока коллектора:

$$\frac{S_\varphi(\omega)}{S^\circ_\varphi(\omega)}=1+\frac{R}{Kr_b}\left[0{,}2\beta^2_0\hat{\mathcal{Y}}_\alpha\gamma_\perp(1,\theta)+0{,}1\beta^2_0\hat{\mathcal{Y}}^2_\alpha\gamma_\perp(2,\theta)\right]. \tag{6.121}$$

Оценим порядок величины этого отношения для конкретного транзистора ГТ-311Е, параметры которого даны в § 5.4 [см. (5.116)]: $r_б=70$ Ом, $\beta_0=50$. Примем для оценки $\theta=90°$ и $\mathcal{J}_\alpha=1$.

Для определения R/K предположим, что транзистор работает с постоянным напряжением на коллекторе 6 В, амплитудой колебаний на коллекторе $U_\beta=5$ В, первой гармоникой тока $\mathcal{J}_\beta=25$ мА, соответствующей максимальному импульсу тока, и $\theta=90°$. Тогда $R_\beta = R/K = U_\beta/\mathcal{J}_\beta = 200$ Ом. Подставляя численные значения в (6.121) и пользуясь графиками рис. 5.14, получаем:

$$S_\phi(\omega)/S^0{}_\phi(\omega) = 1070.$$

Таким образом, естественные фазовые шумы генератора на биполярном транзисторе превосходят его тепловые шумы на 30 дБ.

Поскольку в данном случае $P_\beta=62{,}5$ мВт, уровень шума эталонного генератора $S^0{}_\phi(\omega)$ при $\omega=\tau_Q^{-1}$ и $T=300$ К составляет $S^0{}_\phi(\tau_Q^{-1})=-186$ дБ. Следовательно, собственный фазовый шум транзисторного генератора на такой частоте анализа составляет $S_\phi(\tau_Q^{-1})=-156$ дБ.

Рассмотрим зависимости относительных спектральных плотностей фазовых и амплитудных флуктуаций от запаса по самовозбуждению.

Допустим, что начальное смещение $V_\alpha = E_{B0} - V'_B$ выбрано так, что на границе самовозбуждения $\hat{\mathcal{J}}_\alpha=0{,}2$ и запас по самовозбуждению меняется за счет изменения K при постоянной величине $R_\beta=R/K=200$ Ом. Расчет этих зависимостей ведется в следующем порядке: а) выбор параметра $g_E R_E$; б) определение U_α при $\theta=180°$ из условия $\hat{\mathcal{J}}_\alpha=\mathcal{J}_\alpha r_б/(kT/q)=0{,}2$, и вычисление соответствующей величины E_α по (6.47); в) расчет θ по заданной величине $W=\beta_0 g_{0BE} R(1-K\beta_0^{-1})$ и (6.50); г) нахождение стационарных значений $U^0{}_\alpha$ по (6.51) и соответствующих значений тока $\hat{\mathcal{J}}_\alpha=\frac{r_б}{kT/q} g_{BE} U_\alpha \gamma_1(1,\theta)$; д) вычисление отношения $S_\phi(\omega)/S^0{}_\phi(\omega)$ по (6.121) с учетом формул из табл. 5.3; е) расчет отношения $S_m(\omega)/S^0{}_m(\omega)$ по (6.119) с учетом формул табл. 5.4.

Зависимости на рис. 6.14, 6.15 являются типичными для транзисторных автогенераторов, работающих в недонапряженном режиме. Как видно из них, спектральная плотность фазовых шумов автогенератора монотонно убывает с увеличением W, так как рост мощности гармонического колебания происходит быстрее, чем рост спектральной плотности шумов. Зависимости спектра амплитудных шумов от W имеют минимумы. Рост этого спектра при значениях W, лежащих правее минимума, объясняется увеличением уровня собственных шумов

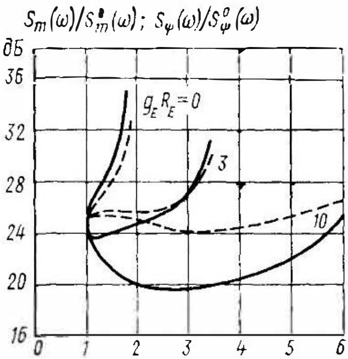


Рис. 6.14

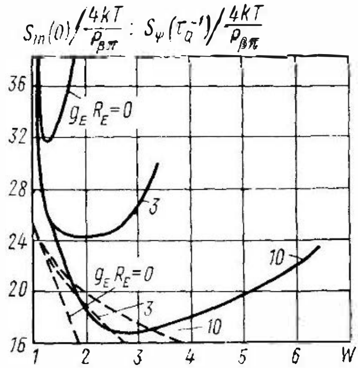


Рис. 6.15

Рис. 6.14. Изменение относительных уровней реальных естественных флуктуаций амплитуды (—) и фазы (— — —) в автогенераторе на транзисторе ГТ-311Е от запаса по самовозбуждению W.

Рис. 6.15. Зависимости спектральных плотностей флуктуаций амплитуды (—) и фазы (— — —) в автогенераторе на транзисторе ГТ-311Е от запаса по самовозбуждению при нескольких значениях параметра цепи смещения.

транзистора. Увеличение параметра цепи безынерционного смещения $g_E R_E$ уменьшает уровень амплитудных шумов.

Выражение (6.121) можно переписать с учетом (5.100б), (6.111) и того, что в транзисторе $\mathcal{I}_\beta/\mathcal{I}_\alpha=\beta_0$:

$$\frac{S_\psi(\omega)}{S^0_\psi(\omega)}=1+\frac{P_\beta}{kT}\left[0,4\frac{q}{\mathcal{I}_\alpha}\gamma_\perp(1,\theta)+\right.$$

$$\left.+0,2\frac{q}{(kT/qr_b)}\gamma_\perp(2,\theta)\right]. \qquad (6.122)$$

Из него следует, что при фиксированной величине P_β относительный уровень спектральной плотности фазовых шумов тем меньше, чем больше $\mathcal{I}_\alpha$ и меньше r_b. Отсюда, кстати, следует, что при параллельном включении двух одинаковых транзисторов, даже если суммарная мощность, отдаваемая в контур, не изменится, шумовые характеристики генератора улучшаются на 3 дБ из-за удвоения $\mathcal{J}_\alpha$ и уменьшения вдвое эквивалентной величины r_b.

6.10. ВЛИЯНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРНОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

В § 5.8 было показано, что отрицательная обратная связь по току транзистора позволяет улучшить его шумовые характеристики ценой снижения усиления по мощности. Рассмотрим, насколько эффективным оказывается действие такой обратной связи в автогенераторах. Обозначим сопротивление обратной связи в цепи эмиттера R'_E. Предположим, что снижение усиления транзистора по напряжению в $(1+g_E R'_E)$ раз, вызванное отрицательной обратной связью, компенсируется увеличением коэффициента обратной связи K при постоянном сопротивлении нагрузки $R_\beta = R/K$. Увеличение K сопровождается в соответствии с (6.117), (6.118) увеличением степени влияния приведенного ко входу транзистора источника шума. Поэтому упростить выражения (6.117), (6.118) в этом случае нельзя. Для анализа с их помощью влияния R'_E на отношения $S_\varphi(\omega)/S^0_\varphi(\omega)$ и $S_m(\omega)/S^0_m(\omega)$ предположим, что до введения отрицательной обратной связи коэффициент обратной связи K был равен K_0. Чтобы поддержать запас по самовозбуждению $W = \beta_0 g_{BE} R(1-K_0\beta_0^{-1})$ постоянным при условии, что g_{BE} уменьшается на множитель $k_E = (1+g_E R'_E)^{-1}$, т. е. становится равной $k_E g_{BE}$, нужно заменить R на R/k_E (множитель $(1-K\beta_0^{-1})$, как будет показано далее, меняется незначительно). При сохранении постоянной величины R_β это получается при $K = K_0/k_E$. При этом выражения (6.117), (6.118) можно записать в виде:

$$\frac{S_m(\omega)}{S^0_m(\omega)} = \frac{1 + R_\beta\left[G^E_{\beta\parallel} - 2\frac{K_0}{k_E}G^E_{\alpha\beta\parallel} + \left(\frac{K_0}{k_E}\right)^2 G^E_{\alpha\parallel}\right]}{\left(1 - \frac{K_0}{k_E}\beta_0^{-1}\right)^2}, \tag{6.123}$$

$$\frac{S_\varphi(\omega)}{S^0_\varphi(\omega)} = \frac{1 + R_\beta\left[G^{(1)}_{\beta\perp} - 2\frac{K_0}{k_E}G^{(1)}_{\alpha\beta\perp} + \left(\frac{K_0}{k_E}\right)^2 G^{(1)}_{\alpha\perp}\right]}{\left(1 - \frac{K_0}{k_E}\beta_0^{-1}\right)^2}. \tag{6.124}$$

На рис 6.16 приведена зависимость отношения $S_\psi(\omega)/S^0_\psi(\omega)$ от $g_E R'_E$, рассчитанная для транзистора ГТ-311Е при $W=2$ (т. е. при $\theta=90°$) и полном использовании транзистора по току. Значения шумовых проводимостей вычислялись по табл. 5.6. Относительный уровень шума при $R'_E=0$ соответствует оценке, сделанной в § 6.9 после формулы (6.121). Увеличение сопротивления R'_E при описанных условиях позволяет значительно снизить уровень фазовых шумов автогенератора. Оптимальное значение $g_E R'_E$ в данном случае находится в пределах 30—40. При такой величине этого параметра фазовый шум автогенератора *лишь на 7 дБ превосходит* тепловой уровень его. Интересно, что в этом случае коэффициент обратной связи $K=K_0(1+g_E R'_E)$ оказывается близким к единице. При дальнейшем увеличении R'_E и K общий уровень шумов возрастает из-за увеличения влияния шумов, приведенных ко входу. В рассмотренном примере, как легко оценить, рассчитав $S^0_\psi(\omega)$, уровень естественных фазовых шумов на частоте анализа $\omega=\tau_Q^{-1}$ при оптимальном R'_E составляет — (178...179) дБ. Этот уровень не хуже результатов, получаемых в ламповых схемах при той же мощности колебаний в контуре. Его можно снизить, использовав параллельное включение транзисторов.

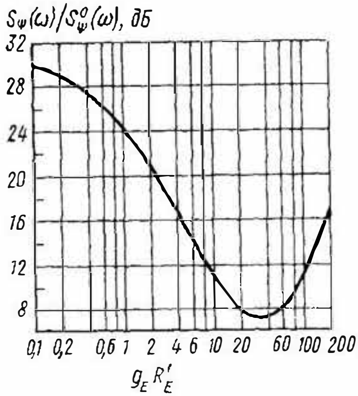


Рис. 6.16 Зависимость спектральной плотности флуктуаций фазы транзисторного автогенератора от параметра отрицательной обратной связи по току $g_E R'_E$.

6.11. ШУМЫ ОДНОКОНТУРНОГО АВТОГЕНЕРАТОРА НА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

При расчете относительных естественных шумов автогенератора на полевом транзисторе (ПТ) с изолированным затвором примем во внимание, что на низких для транзистора частотах шумы, приведенные ко входу, в нем отсутствуют. Поэтому выражения (6.119), (6.120) для относительных спектральных плотностей оказываются для него точными. В соответствии с (5.194), (5.12):

$$G^E_{\beta\parallel}=aU_\alpha[\gamma_0(1,\theta)+\gamma_2(1,\theta)], \tag{6.125}$$

$$G^{(1)}_{\beta\perp}=aU_\alpha[\gamma_0(1,\theta)-\gamma_2(1,\theta)]. \tag{6.126}$$

Чтобы определить уровень шумов при максимально возможном подавлении амплитудных флуктуаций, предположим, что в цепи истока автогенератора на ПТ включен источник постоянного тока, шунтированный емкостью (рис. 6.17). Схему, близкую к этой модели, можно реализовать, включая в цепь истока параллельно емкости автосмещения большое сопротивление и э. д. с. Если транзистор работает без захода в область сильного влияния напряжения стока, то уравнение стационарного режима (6.46) в соответствии с (5.192б) имеет вид

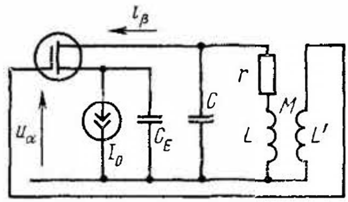


Рис. 6.17. Схема автогенератора на полевом транзисторе с источником тока в цепи истока.

$$aRU_\alpha\gamma_1(2,\theta)=1, \qquad (6.127)$$

где U_α — стационарная амплитуда колебаний на входе транзистора. Напряжение автосмещения в стационарном режиме определяется из условия $\mathcal{I}_{\alpha 0}=I_0$. В соответствии с (5.192а) оно имеет вид:

$$0{,}5aU^2_\alpha\gamma_0(2,\theta)=I_0. \qquad (6.128)$$

Поскольку крутизну в точке возбуждения колебаний $g_{\beta\alpha,0}$ в соответствии с (5.189), (5.190) можно выразить через ток:

$$g^2_{\beta\alpha,0}=4aI_0, \qquad (6.129)$$

из (6.128), (6.129) найдем

$$aU_\alpha=g_{\beta\alpha,0}/\sqrt{2\gamma_0(2,\theta)}.$$

Подставив aU_α в (6.127), получим условие стационарного режима в виде:

$$g_{\beta\alpha,0}R=\sqrt{2\gamma_0(2,\theta)}/\gamma_1(2,\theta). \qquad (6.130)$$

Из (6.130) видно, что угол отсечки и в этом случае определяется запасом по самовозбуждению $W=g_{\beta\alpha,0}R$. При этом шумовые проводимости (6.125), (6.126) зависят только от запаса по самовозбуждению и $g_{\beta\alpha,0}$. По (6.130), (6.125), (6.126), (6.119), (6.120) находятся зависимости относительного уровня шумов автогенераторов на ПТ от W.

Расчет зависимостей спектральных плотностей флуктуаций амплитуды и фазы для автогенератора, построенного по схеме рис. 6.17 на МОП-транзисторе КП-301Б, от запаса по самовозбуждению был выполнен в работе [171]. При этом было принято, что $I_0=5$ мА. Крутизна в точке возбуждения $g_{3\alpha,0}=5$ мА/В. Предполагалось, что запас по самовозбуждению в данном случае изменяется за счет изменения R_β при постоянных добротности контура и коэффициенте обратной связи K. Поскольку при изменении параметра W в значительном интервале ПТ неизбежно попадает в «перенапряженный» режим, где напряжение на стоке сильно влияет на форму импульсов тока, расчет в [171] был выполнен с учетом захода в область перенапряженного режима. Учет этого обстоятельства сказывается на зависимости прочности предельного цикла $П=1-\sigma(0)$ от W (рис. 6.18). Из рис. 6.18 видно, что ПТ попадает в перенапряженный режим при тем меньших W, чем меньше K. С заходом в этот режим прочность предельного цикла возрастает. Очевидно, что в этом режиме в области, где $П>1$, отношение $\sigma(0)$ отрицательно, т. е. первая гармоника тока убывает с увеличением напряжения на контуре. Это важно иметь в виду при объяснении зависимостей шумовых характеристик от W (рис. 6.19). Отметим, прежде всего, что наименьшие достижимые уровни естественных шумов в автогенераторе на ПТ оказываются выше уровня тепловых шумов лишь на 3—5 дБ. Минимальный уровень фазовых шумов получается вблизи точки перехода в «перенапряженный» режим.

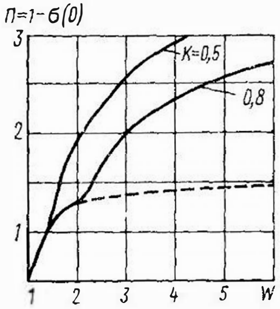


Рис. 6.18. Зависимости прочности предельного цикла в автогенераторе на полевом транзисторе КП-301Б от запаса по самовозбуждению при двух значениях коэффициента обратной связи.

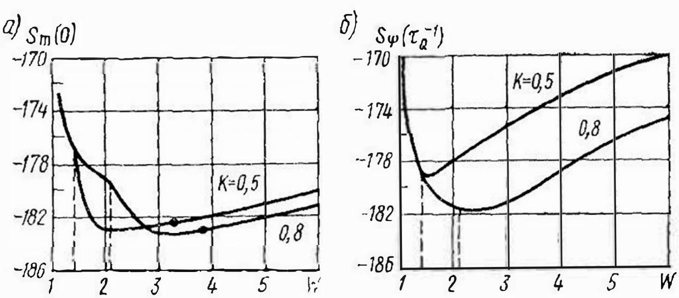


Рис. 6.19. Зависимости спектральных плотностей амплитудных (*а*) и фазовых (*б*) флуктуаций в автогенераторе на полевом транзисторе КП301Б от запаса по самовозбуждению

В этой области находится точка максимума первой гармоники тока ПТ. Дальнейшее увеличение W приводит к увеличению $S_\psi(\tau_Q^{-1})$, поскольку первая гармоника тока ПТ падает, а шумовой ток растет. Спектральная плотность амплитудных шумов с переходом в перенапряженный режим сначала резко убывает из-за увеличения прочности предельного цикла, а затем после точки минимума медленно растет по той же причине, что и $S_\psi(\tau_Q^{-1})$.

Рассмотренный пример показывает, что в автогенераторах на ПТ при низких для транзистора частотах можно достигнуть весьма низких уровней амплитудных и фазовых шумов, а следовательно, высокой кратковременной стабильности фазы и частоты.

6.12. ШУМЫ ОДНОКОНТУРНОГО КВАРЦЕВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

Поскольку в высокостабильных источниках колебаний часто применяют автогенераторы с кварцем, спектры флуктуаций амплитуды и фазы и выходное отношение шум/сигнал в таких генераторах представляет значительный интерес. Исследованию шумов в ламповых кварцевых генераторах посвящено значительное количество работ [172—175]. Однако решение задачи получения результатов, удобных для инженерного расчета шумов в кварцевых генераторах (КГ) и понимания характера влияния параметров схемы на шумы транзисторных КГ, еще требует дальнейшей работы [176, 177].

Рассмотрим здесь, как решается задача о расчете шумов КГ на ПТ, построенного по схеме с кварцем между стоком и затвором (рис. 6.20,*а* [162]). Автосмещение, как и прежде, считаем безынерционным.

Специфика колебательной системы кварцевого генератора связана с наличием емкости $C_3 \neq 0$. Ее влияние сказывается как на характеристиках стационарного режима КГ, так и на спектре колебания, особенно при больших по сравнению с полосой кварцевого резонатора отклонениях от частоты колебаний. Эта область спектра важна для практических задач. Основное внимание здесь мы обратим на особенности спектров флуктуаций амплитуды и фазы и спектра колебания.

Чтобы упростить составление выражения для управляющей проводимости в схеме рис. 6.20,*а*, преобразуем треугольник из емкостей C_1, C_2, C_3 в звезду из емкостей

C'_1, C'_2, C'_3, как это было сделано в [178] (рис. 6.20,б). Укороченное выражение для управляющей проводимости $Y(p)$ (6.29а), соответствующее этой схеме, имеет вид:

$$Y(p) = R/(1+p\tau_Q) - jx. \qquad (6.131)$$

Оно записано при $\omega_0 = \sqrt{1/L_к(1/C_к + 1/C'_1 + 1/C'_2)}$, причем R и τ_Q — соответственно управляющее сопротивление и постоянная времени контура $L_к$, $C_к$, C'_1, C'_2,

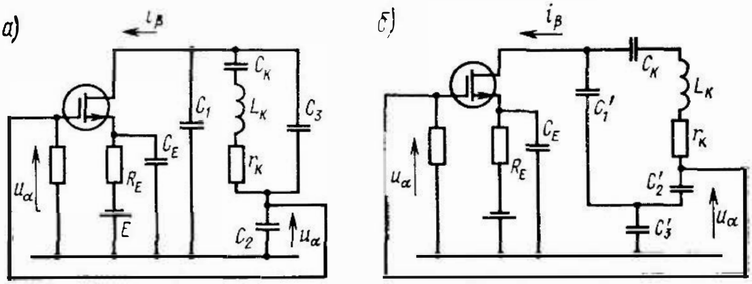


Рис. 6.20 Эквивалентная (а) и преобразованная (б) схемы одноконтурного автогенератора с кварцем между стоком и затвором.

а $x = -(\omega_0 C'_3)^{-1}$ — реактивное сопротивление емкости C'_3 на частоте ω_0 и при отклонениях от нее порядка нескольких процентов. Если $C_3 \to 0$, то $C'_3 \to \infty$, $x \to 0$ и (6.131) совпадает с (6.33). Мы рассмотрим случай, когда $x \neq 0$.

Из общего уравнения стационарного режима (6.43), учитывая, что $\mathcal{I} = 0$, подставляя (6.131) с заменой p на $j\Delta\omega$ и приравнивая вещественные и мнимые части справа и слева, получаем уравнение для поправки на частоту

$$\Delta\omega\tau_Q/(1+\Delta\omega^2\tau^2_Q) = x/R, \qquad (6.132)$$

и уравнение для стационарной амплитуды колебаний:

$$U^0_\alpha = \frac{R}{1+\Delta\omega^2\tau^2_Q}\mathcal{I}_\beta(U^0, V^0_\alpha). \qquad (6.133)$$

Уравнение цепи автосмещения остается прежним.

При фиксированной величине x/R уравнение (6.133) отличается от аналогичного уравнения для обычных одноконтурных генераторов только тем, что управляющее сопротивление уменьшено в $(1+\Delta\omega^2\tau^2_Q)$ раз. Анализ стационарного режима [178] показал, что уравнение (6.132) имеет решение при $(x/R)<0{,}5$, причем устойчивому режиму соответствует область малых поправок $\Delta\omega\tau_Q<1$.

Символические выражения для флуктуаций (6.76), (6.77) в данном случае с учетом (6.131), (6.62), (6.63) можно записать в виде

$$m_u=\frac{1-\xi^2(1+p\tau_Q)}{(1-\xi^2)(1-\sigma)+(1+\xi^2\sigma)\,p\tau_Q}\mu_{\parallel E}-$$

$$-\frac{\xi(2+p\tau_Q)}{(1-\xi^2)(1-\sigma)+(1+\xi^2\sigma)\,p\tau_Q}\mu_{\perp}, \qquad (6.134)$$

$$\psi_u=\xi\frac{2(1-\sigma)+p\tau_Q}{(1-\xi^2)(1-\sigma)+(1+\xi^2\sigma)\,p\tau_Q}\mu_{\parallel E}+\frac{1}{p\tau_Q}\times$$

$$\times\frac{(1+\xi^2)(1-\sigma)+[1+\xi^2(1-2\sigma)]\,p\tau_Q-\xi^2\sigma p^2\tau^2_Q}{(1-\xi^2)(1-\sigma)+(1+\xi^2\sigma)\,p\tau_Q}\mu_{\perp}, \qquad (6.135)$$

где

$$\xi=\Delta\omega\tau_Q \text{ и } \sigma=\sigma(0). \qquad (6.136)$$

Эти выражения на первый взгляд громоздки, но с их помощью несложно получить важные для практики результаты.

Прежде всего из (6.135) видно, что поведение спектра флуктуаций фазы в области низких частот определяется вторым слагаемым, и при $\omega\tau_Q\ll 1$

$$S_\psi(\omega)=\frac{(1+\xi^2)^2}{(1-\xi^2)^2}\,\frac{1}{\omega^2\tau^2_Q}\,S^{\perp}_{\mu}(\omega).$$

Сравнивая это выражение с (6.90) и учитывая (6.95), находим коэффициент диффузии фазы $\mathcal{D}$ при больших временах наблюдения, причем в соответствии с (6.106) он равен естественной ширине спектральной линии генератора:

$$\Delta\Omega=\left(\frac{1+\xi^2}{1-\xi^2}\right)^2\frac{S^{\perp}_{\mu}(0)}{2\tau^2_Q}. \qquad (6.137)$$

Из этого выражения видно, что спектральная линия КГ была бы у́же спектральной линии обычного генератора в число раз, равное квадрату отношения добротностей кварца и контура, если бы поправка на частоту была равна нулю. Увеличение $\xi = \Delta\omega\tau_Q$ приводит к увеличению $\Delta\Omega$ (рис. 6.21).

Другой важный предельный случай соответствует бо́льшим по сравнению с полосой кварцевого резонатора расстояниям от пика спектральной линии. При этом в символических выражениях (6.134), (6.135) можно положить $p\tau_Q \gg 1$. Если, кроме того, рассмотреть наиболее важный для практики случай, когда $\xi^2 \ll 1$, то соотношения (6.134), (6.135) сильно упрощаются и принимают вид:

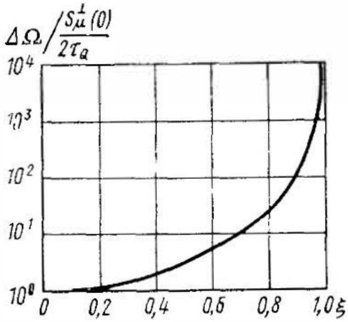


Рис. 6.21 Изменение естественной ширины спектральной линии (коэффициента диффузии фазы) при изменении поправки на частоту колебаний.

$$m_u = -\frac{1}{p\tau_Q}\mu_{\parallel E} - \xi\mu_\perp, \qquad (6.138)$$

$$\psi_u = \xi\mu_{\parallel E} + \frac{1}{p\tau_Q}\mu_\perp. \qquad (6.139)$$

При этом спектры флуктуаций амплитуды и фазы зависят лишь от ξ, τ_Q и характеристик шумов транзистора:

$$S_m(\omega) = \frac{1}{\omega^2\tau_Q^2} S_\mu^{\parallel E}(\omega) + \xi^2 S_\mu^\perp(\omega), \qquad (6.140)$$

$$S_\varphi(\omega) = \xi^2 S_\mu^{\parallel E}(\omega) + \frac{1}{\omega^2\tau_Q^2} S_\mu^\perp(\omega). \qquad (6.141)$$

Флуктуации амплитуды и фазы, как видно из (6.138), (5.139) коррелированы между собой. Поэтому периферийная часть спектра колебания, рассчитываемая по (6.138), (6.139) и (6.109), имеет вид:

$$\frac{S_u(\omega)}{0{,}5U_\alpha^2} = 0{,}5\left[\frac{1}{(\omega-\omega_0)\tau_Q} - \Delta\omega\tau_Q\right]^2 [S_\mu^{\parallel E}(\omega-\omega_0) + S_\mu^\perp(\omega-\omega_0)]. \qquad (6.142)$$

Из этого выражения следует, что спектр колебания $u_\alpha(t)$ несимметричен, причем при $\omega - \omega_0 = (\Delta\omega\tau_Q^2)^{-1}$ спектр шумов обращается в нуль. При построении спектра на рис. 6.22 по (6.142) принято, что $\xi=\Delta\omega\tau_Q=0{,}1$. Видно, что при $|(\omega-\omega_0)\tau_Q|>(5\ldots7)\xi^{-1}$ относительный уровень шумов генератора в ξ^{-2} раз меньше полусуммы относительных плотностей синфазной и квадратурной составляющих шумового тока транзистора.

Отметим, что при типовой добротности кварцевого резонатора $Q=10^5$ и поправке на частоту $\xi=0{,}1$ условие $|(\omega-\omega_0)\tau_Q|>(5\ \ldots\ 7)\xi^{-1}$ выполняется при расстройках порядка 0,05 ... 0,07% и больше. Поэтому, например, во всей полосе частот, проходящих через контур буферного каскада, на который подается напряжение $u_\alpha(t)$, за исключением окрестности ω шириной порядка 0,1%, спектральную плотность шумов генератора можно считать постоянной и рассчитывать по формуле

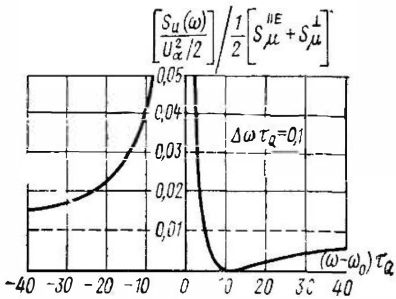


Рис. 6.22. Пример спектра выходного колебания кварцевого генератора при расстояниях от пика спектральной линии, много больших ее ширины.

$$\frac{S_u(\omega)}{0{,}5U_\alpha^2}=0{,}5\Delta\omega^2\tau_Q^2\,[S_\mu^{\parallel E}(0)+S_\mu^{\perp}(0)].$$

Таким образом, расчет шумовых характеристик кварцевого генератора на ПТ во всей области частот, за исключением полосы шириной в 10—15 полос кварцевого резонатора, легко сводится к расчету относительного шумового тока в цепи стока ПТ.

При расчете периферийной части спектров флуктуаций амплитуды и фазы генератора на биполярном транзисторе, а также спектра напряжения $u_к$ нельзя пренебрегать действием шума, приведенного ко входу транзистора. Учет его и вывод формул для биполярного транзистора, аналогичных полученным, при необходимости читатель выполнит самостоятельно.

6.13. СРАВНЕНИЕ ВКЛАДОВ ШУМОВ АВТОГЕНЕРАТОРА И УСИЛИТЕЛЯ В ПРОСТЕЙШЕМ ИСТОЧНИКЕ КОЛЕБАНИЙ

Сопоставим вклады шумов автогенератора и буферного усилителя в простейшем источнике колебаний, состоящем только из этих двух каскадов. Решение этой задачи при разработке конкретных устройств, которые должны удовлетворять определенным требованиям к уровням их шумов, позволяет выяснить, какой из элементов источника колебаний дает главный вклад в интересующую разработчика часть спектра шумов, и осознанно добиваться реализации необходимого устройства. Проведем такое сопоставление для естественных шумов автогенератора и буферного усилителя на одинаковых биполярных транзисторах.

Рассмотрим сначала случай, когда задающий генератор бескварцевый, причем добротности контуров автогенератора и буферного каскада одинаковы. Как показано в гл. 5, относительный уровень шумов буферного каскада на биполярном транзисторе при правильном проектировании его можно оценивать по формуле $4kT/P_s$, где P_s — мощность, отдаваемая источником тока сигнала. Если сигнал подается от автогенератора, то мощность, потребляемая буферным каскадом, выбирается так, что вносимые им потери значительно меньше собственных потерь контура. Для оценки можно принять $P_s = 0{,}1\ P_\beta$, где P_β — мощность, отдаваемая транзистором автогенератора.

Положим далее, что автогенератор спроектирован так, что спектральная плотность его фазовых флуктуаций на на частоте $\omega = \tau_Q^{-1}$ на 10 дБ выше спектральной плотности тепловых шумов $S^0_\varphi(\omega) = 4kT/P_\beta$. Тогда на частоте $\omega = \tau_Q^{-1}$, равной полосе контуров автогенератора и буферного усилителя, спектральные плотности их фазовых шумов можно считать одинаковыми. На более высоких частотах будет доминировать спектр шумов усилителя, так как спектральная плотность приведенных к выходу шумов транзистора буферного каскада с повышением частоты практически не изменяется, а спектр фазовых шумов автогенератора, как видно из (6.90), убывает по закону $1/\omega^2$.

На частотах анализа, лежащих ниже $\omega = \tau_Q^{-1}$, доминирует спектр фазовых шумов автогенератора, поскольку фазовые шумы, вносимые усилителем, практически не меняются с понижением частоты (см. рис. 5.17), а фазовые шумы автогенератора растут как $1/\omega^2$. Таким образом, если наибольший интерес в проектируемом источнике представляет уровень фазовых шумов при $\omega \ll \tau_Q^{-1}$, следует обратить внимание на снижение шумов автогенератора. Если трудности возникают с шумами в области частот $\omega > \tau_Q^{-1}$, необходимо заботиться об улучшении буферного усилителя.

При сравнении вкладов амплитудных шумов необходимо принять во внимание величину прочности предельного цикла автогенератора и коэффициент углубления флуктуаций амплитуды буферным каскадом. Точное решение этого вопроса требует расчетов по формулам, приведенным в данной главе и гл. 5.

Отметим в заключение, что если задающий генератор кварцевый и одноконтурный, то, как было показано в § 6.12, спектральная плотность его фазовых шумов остается постоянной во всей области частот, проходящих через буферный усилитель, за исключением окрестности частоты колебаний шириной в 2—3 интервала между частотами последовательного и параллельного резонансов кварца. Рост спектра флуктуаций фазы с понижением частоты начинается лишь на частотах, лежащих ниже $(\xi\tau_Q)^{-1}$. Поэтому в кварцевых источниках колебаний шум буферного каскада дает значительно больший относительный вклад. Это усугубляется еще и тем, что от кварцевого генератора обычно можно получить меньшую мощность, чем от бескварцевого, из-за ограничений на допустимую мощность, рассеиваемую кварцем. Эти обстоятельства заставляют обращать особое внимание на проектирование буферных каскадов с хорошими шумовыми характеристиками в кварцевых источниках колебаний.

7. ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

7.1. РЕКОМЕНДАЦИИ МЭК ПО ИЗМЕРЕНИЮ КОЭФФИЦЕНТА ШУМА ТРАНЗИСТОРОВ

Принцип измерения коэффициента шума приемников и многокаскадных ВЧ усилителей описан во многих работах. В противоположность этому измерение коэффициента шума одного транзистора, особенно на высоких частотах, до сих пор ни в журнальных статьях, ни в книгах не было исследовано подробно, очевидно, потому, что речь идет об относительно новой и достаточно сложной проблеме. Трудность заключается в том, что для транзистора необходимо измерить зависимость коэффициента шума от изменений обеих составляющих внутреннего комплексного сопротивления генератора, в то время как для приемника, как правило, требуется провести измерение при одном (номинальном) значении внутреннего сопротивления антенны. Кроме того, у транзистора с относительно малым усилением измерение может быть осложнено и непренебрежимым собственным шумом измерительного усилителя.

Вопросы измерения шума биполярных транзисторов в области средних частот рассмотрены в Рекомендациях МЭК [28]. Здесь обобщим наиболее важные сведения этого документа, которые в дальнейшем расширены и дополнены подробным количественным разбором. Основное внимание при этом обращено на специфические вопросы, связанные с измерением шума транзисторов, так как общая проблема измерения шума, в частности, вопросы шумовых генераторов, квадратичных детекторов и т. д. достаточно полно рассмотрена в других работах, например, [77, 118, 1].

Согласно [28] узкополосный коэффициент шума транзисторов на частотах от нескольких килогерц до 300 МГц измеряется с помощью шумового (или сигнального) генератора, рис. 7.1,*а*. Основой шумового генератора в этой частотной области чаще всего является насыщенный вакуумный диод с плавно регулируемой шумовой мощностью. Все измерительные цепи следует тщательно экранировать и соответствующим образом заземлять. Резисторы, которые являются составной частью внутреннего комплексного сопротивления источника, должны быть малошумящими, а паразитные индуктивности и емкости минимальными.

За измеряемым транзистором включены малошумящий предусилитель *4* и аттенюатор *5*, с помощью которого можно исключить влияние собственного шума и нелинейностей следующих каскадов на точность измерений. В следующем усилителе *6* шумовой сигнал усиливается до уровня, необходимого для детектирования; эти функции может выполнить и усилитель гетеродинного типа, но с хорошо подавленными паразитным каналом промежуточной частоты и зеркальным каналом. Если иногда ввиду сложности реализации малошумящий аттенюатор отсутствует, то аттенюатор *7* включают на выходе усилителя *6*. Схема заканчивается квадратичным детектором *8* и выходным вольтметром *9*.

Для того, чтобы измерение было достаточно точным, собственный шум предусилителя, а при необходимости и усилителя, должен быть ниже шума измеряемого транзистора минимально на 15 дБ, в противном случае его

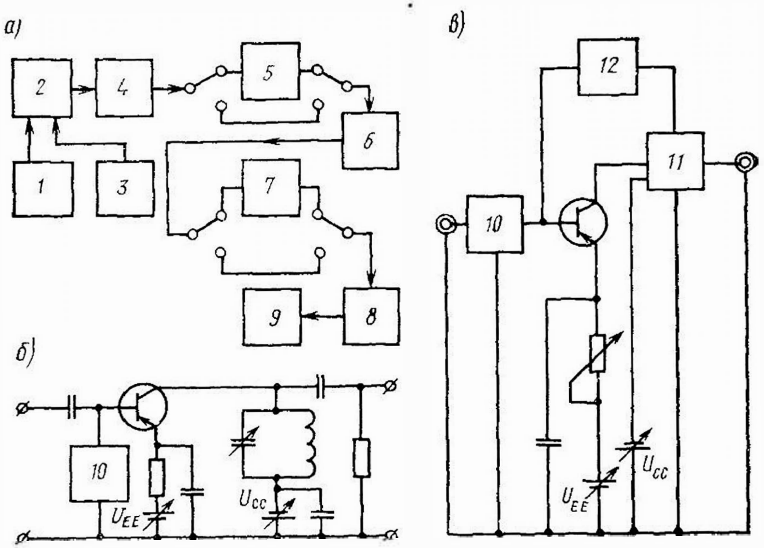


Рис. 7.1. К вопросу об измерении коэффициента шума биполярных транзисторов на частотах от нескольких килогерц до 300 МГц:

а — рекомендуемая структурная схема устройства; *б* — цепи измеряемого транзистора на частотах ниже 3 МГц; *в* — цепи для частот 3—300 МГц; *1* — шумовой генератор; *2* — измеряемый транзистор, *3* — источник питания; *4* — предварительный усилитель, *5* — аттенюатор; *6* — усилитель; *7* — аттенюатор; *8* — детектор; *9* — выходной вольтметр; *10* — резонансный входной контур; *11* — резонансный выходной контур; *12* — цепь нейтрализации.

необходимо корректировать. Амплитудная характеристика усилителя должна быть линейной до уровня, по крайней мере, на 20 дБ большего, чем эффективное значение измеряемого шума, ширина шумовой полосы усилителя не должна превышать 15% от измеряемой частоты.

Измерение коэффициента шума с помощью шумового генератора проводится в два этапа: 1) при выключенном генераторе и изъятом из схемы аттенюаторе *7* выходным вольтметром измеряется опорный уровень шума; 2) аттенюатор *7* включается в измерительную цепь, и шумовая мощность генератора устанавливается такой, чтобы вольтметр показывал то же значение, что и раньше (опорный уровень). Если затухание аттенюатора 7 по напряжению равно 3 дБ и температура измерительной цепи 25°C, то коэффициент шума транзистора [28]

$$F_{[\text{дБ}]} = 10 \log (19{,}4 I_D / G_s), \tag{7.1}$$

где I_D — постоянный анодный ток шумового диода; G_s — внутренняя проводимость шумового генератора.

У транзисторов с малым усилением по мощности обычно нельзя пренебречь собственным шумом последующих усилителей. В этом случае точное значение коэффициента шума F получим на основе трех измерений: коэффициента шума F_z одного усилителя, общего коэффициента шума F_c каскадного соединения транзистора и усилителя и достижимого усиления по мощности A_a транзистора. Дело в том, что согласно формуле Фрииса

$$F_c = F + (F_z - 1)/A_a$$

и, следовательно,

$$F = (F_c A_a - F_z + 1)/A_a. \tag{7.2}$$

Для того, чтобы обойтись без трудоемкого измерения величин A_a и F_z, точное значение F можно получить, измеряя общий коэффициент шума дважды: при выключенном и включенном аттенюаторе 7. В этом случае

$$F = \frac{F_c L_a - F_{ca}}{L_a - 1} + \frac{1}{L_a} \sim \frac{F_c L_a - F_{ca}}{L_a - 1}, \tag{7.3}$$

где F_c и F_{ca} — соответствующие измеренные величины, а L_a — затухание аттенюатора.

Выражения (7.1)—(7.3) указывают путь решения самых важных проблем, связанных с измерением коэффициента шума транзисторов. Учитывая, что они описаны весьма кратко, дополним их более подробным количественным разбором.

7.2. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ЧАСТОТ С ПОМОЩЬЮ ШУМОВОГО ГЕНЕРАТОРА С РЕГУЛИРУЕМОЙ ШУМОВОЙ МОЩНОСТЬЮ

Вывод формулы для коэффициента шума. Рассмотрим эквивалентную шумовую схему транзистора, на входе которого включен источник сигнала с внутренней активной проводимостью G_s (рис. 7.2). Эта проводимость является источником теплового шумового тока $i_{\sim s}$. Параллельно ей подключен вакуумный шумовой диод с постоянным анодным током I_D, к которому добавляется составляющая дробового шумового тока i_d. Средние квадраты шумовых токов в узкой полосе частот Δf равны

$$\overline{i^2_{\sim s}} = 4kT\Delta f G_s; \quad \overline{i^2_d} = 2qI_D\Delta f. \tag{7.4}$$

Второе соотношение (7.4) в указанной форме справедливо только до частот 100—200 МГц; на более высоких

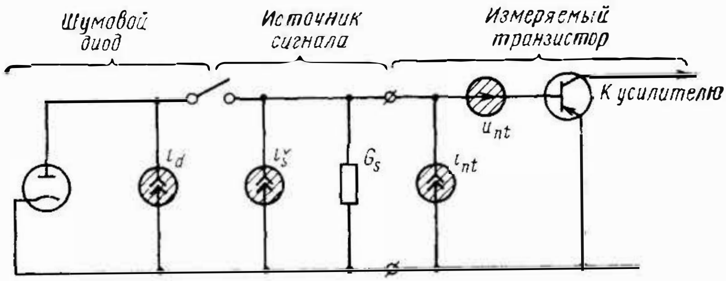


Рис. 7.2. Эквивалентная схема для измерения коэффициента шума транзистора шумовым генератором.

частотах его нужно дополнить корректирующим коэффициентом, который отражает влияние конечного времени прохождения носителей заряда и паразитных реактивностей шумового диода.

Коэффициент шума F транзистора определяется как отношение среднего квадрата общего шумового тока, обусловленного действием его обоих эквивалентных шумовых источников и шумового источника проводимостей G_s в закорачивающем вход бесшумного транзистора проводнике, к среднему квадрату шумового тока, обусловленного только шумовым источником проводимости G_s, т. е.

$$F = \overline{(i_{\sim s} + i_{nt} + u_{nt}G_s)^2} / \overline{i^2_{\sim s}}. \tag{7.5}$$

Если за измеряемым транзистором включим нешумящий усилитель с квадратичным вольтметром на выходе, то при отключенном шумовом диоде показание вольтметра пропорционально числителю выражения (7.5). Если теперь подключим диод и соответствующим выбором анодного тока I_D установим шумовой ток таким, чтобы показание вольтметра увеличилось в $\sqrt{2}$ раз, то коэффициент шума

$$F = \frac{\overline{i^2_d}}{\overline{i^2_s}} = \frac{q}{2kT_0} \frac{T_0}{T} \frac{I_D}{G_s} = 20 \frac{290}{T} \frac{I_D}{G_s}. \qquad (7.6)$$

Это соотношение является более общим, чем (7.1), так как оно справедливо для любой температуры T проводимости G_s (естественно, что в том случае, когда температура 290°K, выражения тождественны).

Влияние цепи связи между шумовым генератором и транзистором. На рис. 7.2 между шумовым диодом и транзистором включена только активная проводимость G_s. Однако в общем случае параллельно ей подключены паразитные индуктивности и емкости выводов, а в некоторых случаях и другие элементы, изменяющие соотношения между сопротивлениями. Поэтому более точная эквивалентная схема между диодом и транзистором содержит общий (пассивный) четырехполюсник проводимостей (рис. 7.3,*а*). Со стороны измеряемого тран-

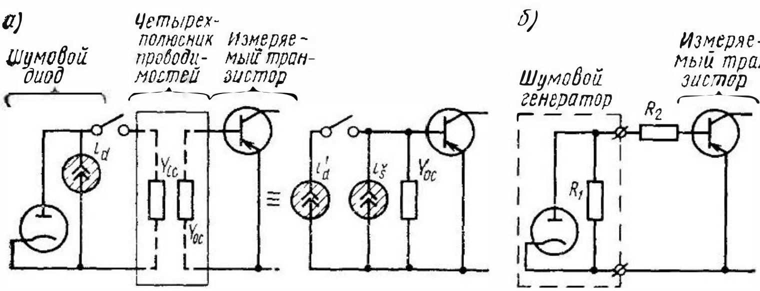


Рис. 7.3. Входные цепи измерителей коэффициента шума транзистора:

а — эквивалентная схема при общих соотношениях между проводимостями на его входе; *б* — шумовой генератор с внутренним сопротивлением R_1 и дополнительным внешним сопротивлением R_2.

зистора этот четырехполюсник можно представить его выходной комплексной проводимостью $Y_{0c} = G_{0c} + jB_{0c}$ и двумя шумовыми источниками. Первый из них i_s является источником теплового шума проводимости G_{0c}, второй i'_d — источником шума шумового диода, пересчитанного к выходу четырехполюсника. Если обозначим полную входную проводимость четырехполюсника при его разомкнутом выходе символом Y_{ic}, выходную полную проводимость Y_{0c} и коэффициент передачи по напряжению при разомкнутом выходе A_{uc}, то, очевидно, $i'_d = i_d Y_{0c} A_{uc} / Y_{ic}$. Однако для транзистора выходной комплексной проводимостью Y_{0c} является комплексная проводимость $Y_s = G_s + \mathrm{j}B_s$ источника, так что $i'_d = i_d Y_s A_{uc} / Y_{ic}$. Следовательно, коэффициент шума транзистора определяется выражением

$$F = 20 \frac{290}{T} \frac{I_D}{G_s} \left| \frac{Y_s}{Y_{ic}} \right|^2 |A_{uc}|^2. \tag{7.7}$$

При известной входной проводимости транзистора Y_{it} коэффициент передачи A_{uc} при разомкнутом выходе можно заменить реальным коэффициентом передачи $A_u = A_{uc} Y_s / (Y_s + Y_{it})$, в результате чего выражение (7.7) можно записать в форме

$$F = 20 \frac{I_D}{G_s} \frac{290}{T} \left| \frac{Y_s + Y_{it}}{Y_{ic}} \right|^2 |A_c|^2. \tag{7.8}$$

Соотношение (7.8) применимо при весьма общих соотношениях между комплексными проводимостями на входе измеряемого транзистора, в отличие от соотношения (7.1), справедливого только для источника с вещественной внутренней проводимостью G_s. Оно позволяет измерить важную зависимость коэффициента шума от обеих составляющих внутренней комплексной проводимости $Y_s = G_s + \mathrm{j}B_s$ источника сигнала, которая служит отправной точкой при определении четырех шумовых параметров транзистора. Удобным является и то, что содержащиеся в этом выражении величины можно относительно точно измерить: комплексную проводимость — мостом проводимостей, а усиление — милливольтметром с высоким входным сопротивлением [32]. Впрочем, в простейших случаях упомянутые величины проще прямо рассчитать; например, для Г-звена на рис. 7.3,*б*, образованного подсоединением последовательного резистора R_2 к стандартному шумовому генератору с внутренним сопротивлением R_1, имеем

$$Y_{ic} = 1/R_1; \quad Y_s = G_s = (R_1 + R_2)^{-1};$$

$$A_{uc} = 1; \quad F = 20 I_D \frac{290}{T} \frac{R_1^2}{(R_1 + R_2)}, \tag{7.9}$$

и, следовательно, значение коэффициента шума транзистора получается умножением показаний шумового генератора, проградуированного для одного сопротивления R_1, на коэффициент $R_1/(R_1+R_2)$.

Влияние собственного шума измерительного усилителя. Измерительный усилитель всегда имеет свой собственный шум, который может неблагоприятно влиять на точность измерений. Это влияние можно исключить, например, применяя формулу Фрииса, как показано в § 7.1.

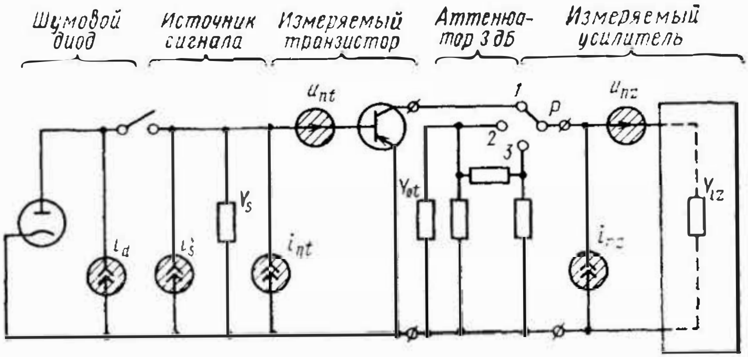


Рис. 7.4. Эквивалентная схема измерителя коэффициента шума транзистора при помощи усилителя с непренебрежимым шумом.

Другой способ, не требующий знания достижимого усиления по мощности, приведен в [33] и иллюстрируется рис. 7.4, где шум транзистора учтен эквивалентными шумовыми источниками u_{nt} и i_{nt}, а шум усилителя — источниками u_{nz} и i_{nz}. Сначала все шумовые источники на входе измеряемого транзистора комплексной проводимостью Y_s заменим параллельно включенным источником шумового тока $(\underset{s}{i_\sim}+i_{nt}+u_{nt}Y_s)$. Если обозначить входную и выходную комплексные проводимости измеряемого транзистора Y_{it} и Y_{0t}, а его реальное усиление по напряжению A_{ut}, то шумовое напряжение на его выходе

$$\frac{(\underset{s}{i_\sim}+i_{nt}+u_{nt}Y_s)\,A_{ut}}{Y_s+Y_{it}}. \qquad (7.10)$$

Общее шумовое напряжение на входе бесшумного усилителя при положении переключателя P в положении *1* равно сумме

$$\frac{(i_{\sim s}+i_{nt}+u_{nt}Y_s)\,A_{ut}}{Y_s+Y_{it}}+\frac{(i_{nz}+u_{nz}Y_{0t})}{Y_{0t}+Y_{iz}}. \qquad (7.11)$$

Шумовое напряжение одного источника сигнала, пересчитанное на выход транзистора, равно $i_{\sim s}A_{ut}/(Y_s+Y_{it})$ и, следовательно, коэффициент шума последовательно соединенных транзистора и усилителя

$$F_c=1+\frac{\overline{(i_{nt}+u_{nt}Y_s)^2}}{\overline{i^2_{\sim s}}}+\frac{\overline{(i_{nz}+u_{nz}Y_{0t})^2}}{|A_{ut}|^2\,(|Y_{0t}+Y_{iz}|^2|\,Y_{0t}+Y_{it}|^{-2})\,\overline{i^2_{\sim s}}}. \qquad (7.12)$$

Коэффициент шума одного усилителя, ко входу которого подсоединена комплексная проводимость $Y_{0t}=G_{0t}+\mathrm{j}B_{0t}$ (переключатель P в положении *2*),

$$F_z=1+\overline{(i_{nz}+u_{nz}Y_{0t})^2}/(4kT\Delta fG_{0t}), \qquad (7.13)$$

и поэтому искомый коэффициент шума измеряемого транзистора

$$F=F_c-\frac{F_z-1}{|A_{ut}|^2}\,\frac{|Y_s+Y_{it}|^2}{|Y_{0t}+Y_{iz}|^2}\,\frac{G_{0t}}{G_s}. \qquad (7.14)$$

Другим способом решается задача исключения влияния собственного шума измерительного усилителя в [34], где точное значение коэффициента шума находится путем трехкратного измерения шумового напряжения на выходе бесшумного измерительного усилителя. Для обоснования этого метода опять используем рис. 7.4. Сначала переключатель P ставим в положение *2*, в результате чего ко входу усилителя подключается комплексная проводимость Y_{0t}, равная выходной проводимости транзистора. Вход усилителя не обязательно согласовывать по мощности с этой комплексной проводимостью, но для эффективной передачи очень слабых шумовых сигналов целесообразно не очень удаляться от режима согласования. Затем измеряем шумовое напряжение на входе бесшумного усилителя

$$u_2=(i_{nz}+u_{nz}Y_{0t})/(Y_{0t}+Y_{iz}). \qquad (7.15)$$

После этого переключатель P переводим в положение *1*, так что при выключенном шумовом генераторе на входе усилителя будет напряжение

$$u_1 = u_2 + (i_{\underset{s}{\sim}} + i_{nt} + u_{nt} Y_s) A_{ut}/(Y_s + Y_{iz}). \qquad (7.16)$$

Наконец, включаем шумовой генератор и в нем устанавливаем такой режим, чтобы его вклад в шумовую мощность был равен вкладу измеряемого транзистора; это требование выполняется в том случае, если на входе бесшумного усилителя действует напряжение

$$u_3 = \sqrt{2u_1^2 - u_2^2}. \qquad (7.17)$$

При этом показание шумового генератора, представленное формулой (7.8), соответствует значению коэффициента шума измеряемого транзистора.

Шум измерительного усилителя можно также учитывать, используя аттенюатор, включенный между измеряемым транзистором и усилителем [34]. Один из возможных путей был уже описан в § 7.1 (см. (7.3)); здесь мы рассмотрим случай, когда затухание аттенюатора равно 3 дБ. Аттенюатор этого типа упрощает измерение коэффициента шума, которое в этом случае производится при помощи двух простых операций. Первая из них состоит в том, что при выключенном шумовом генераторе снимается показание вольтметра, включенного на выходе усилителя. Затем с помощью аттенюатора уменьшается усиление усилителя по напряжению на 3 дБ, включается шумовой генератор и путем изменения его шумовой мощности устанавливается то же показание вольтметра, т. е. показание, соответствующее двукратной шумовой мощности. Показание шумового генератора в этом случае уже точно соответствует коэффициенту шума транзистора, т. е. отпадает вычисление в $\sqrt{2}$ раз большего показания вольтметра.

Следующие достоинства метода станут ясными из численного анализа. Как видно из рис. 7.4, при выключенном шумовом генераторе и переключателе P в положении *1* на входе бесшумного усилителя действует напряжение u_1, определяемое выражением (7.16). Если, поставив переключатель P в положение *3*, мы включим затухание 3 дБ, а шумовой генератор отрегулируем так, чтобы на входе усилителя было опять напряжение u_1, то

$$u_1 = u_2 + \frac{(i_{\underset{s}{\sim}} + i_{nt} + u_{nt} Y_s + i_d)}{Y_s + Y_{it}} \frac{A_{ut}}{2}. \qquad (7.18)$$

В этом случае вклад шумового генератора $i_d A_{ut}/(Y_s + Y_{it})$ в шумовое напряжение на входе бесшумного усилителя равен именно вкладу

$$(i_{\underset{s}{\sim}} + i_{nt} + u_{nt} Y_s)/(Y_s + Y_{it})$$

измеряемого транзистора. Но тогда показание шумового генератора соответствует значению коэффициента шума. Другими словами, шум всех цепей, следующих за аттенюатором 3 дБ и их нелинейность никак не влияют на точность измерений. Измерительный усилитель может содержать схемы АРУ, поскольку основная и двукратная шумовые мощности фиксируются всегда в одной и той же точке его передаточной характеристики. Это, бесспорно, достоинство этого способа по сравнению с предыдущими, в которых используется абсолютно линейный усилитель и квадратичный детектор. Однако конструктивное решение аттенюатора с точно заданным определенным затуханием и с согласованием проводимостей с обеих сторон в широком частотном диапазоне является сложным делом, что в определенной мере ограничивает применимость этого метода.

Все предыдущие рассуждения справедливы не только для биполярного, но и для полевого транзистора. Следовательно, при измерении коэффициента шума полевого транзистора в области средних частот их можно полностью использовать.

7.3. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЧАСТОТ С ПОМОЩЬЮ ГЕНЕРАТОРА СИНУСОИДАЛЬНОГО СИГНАЛА

Для измерения коэффициента шума на звуковых и более низких частотах невозможно применять вакуумный насыщенный диод, поскольку у него проявляется шум типа $1/f$ и, следовательно, его шумовой ток i_d уже не определяется простым соотношением (7.4б). Поэтому одним из наиболее часто применяемых в этой частотной области методов измерения коэффициента шума является метод, при котором в качестве опорного источника используется генератор немодулированного синусоидального сигнала (рис. 7.5). Измерение осуществляется в два этапа:

1. Ко входу измеряемого транзистора подсоединяется сигнальный генератор с требуемым внутренним сопро-

тивлением R_s, выходное напряжение которого u_s устанавливается на нуль, а частота — на середину измеряемого диапазона f_0. С помощью квадратичного вольтметра определяется выходная шумовая мощность P_1.

2. Напряжение u_s сигнального генератора устанавливается таким, чтобы выходная мощность P_2 была значительно больше, чем P_1. На практике обычно выбирают $P_2=2\,P_1$, хотя согласно [93] может быть $P_2\approx 100\,P_1$. При этом не должно происходить перевозбуждения измеряемого транзистора или измерителя мощности. Выходная мощность P_1 пропорциональна сумме шумовой мощности, обусловленной внутренним сопротивлением источника, с шумовым вкладом измеряемого транзистора, пересчитанным к его входу. Поскольку на обоих этапах измерений соотношения между сопротивлениями одинаковы, реальные мощности можно заменить достижимыми, так что

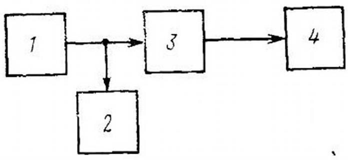


Рис. 7.5 Структурная схема измерителя коэффициента шума в низкочастотной области при помощи сигнального генератора:

1 — сигнальный генератор, *2* — частотомер, *3* — измеряемый транзистор, *4*—измеритель мощности.

$$P_1=[kT\Delta f+(F-1)\,kT_0\Delta f]\,A_p; \qquad (7.19)$$

$$P_2=[kT\Delta f+(F-1)\,kT_0\Delta f+u^2{}_s/4R_s]\,A_p, \qquad (7.20)$$

где T — температура окружающего пространства, т. е. реальная температура сопротивления; $T_0=290°K$ — стандартная температура; A_p — коэффициент усиления по мощности измеряемого транзистора и последующего измерительного усилителя.

Если почленно разделить уравнение (7.20) на (7.19), то после несложных преобразований коэффициент шума можно выразить в форме

$$F=\frac{u^2{}_s}{4R_skT\Delta f\,(P_2/P_1-1)}+1-\frac{T}{T_0}\approx$$

$$\approx\frac{u^2{}_s}{4R_s4\cdot 10^{-21}\Delta f}=\frac{u^2{}_s}{1{,}6\cdot 10^{-20}R_s\Delta f}, \qquad (7.21)$$

причем приближенное выражение справедливо для температуры $T=T_0$ и для отношения выходных мощностей $P_2/P_1=2$. Достоинством этого метода является то, что

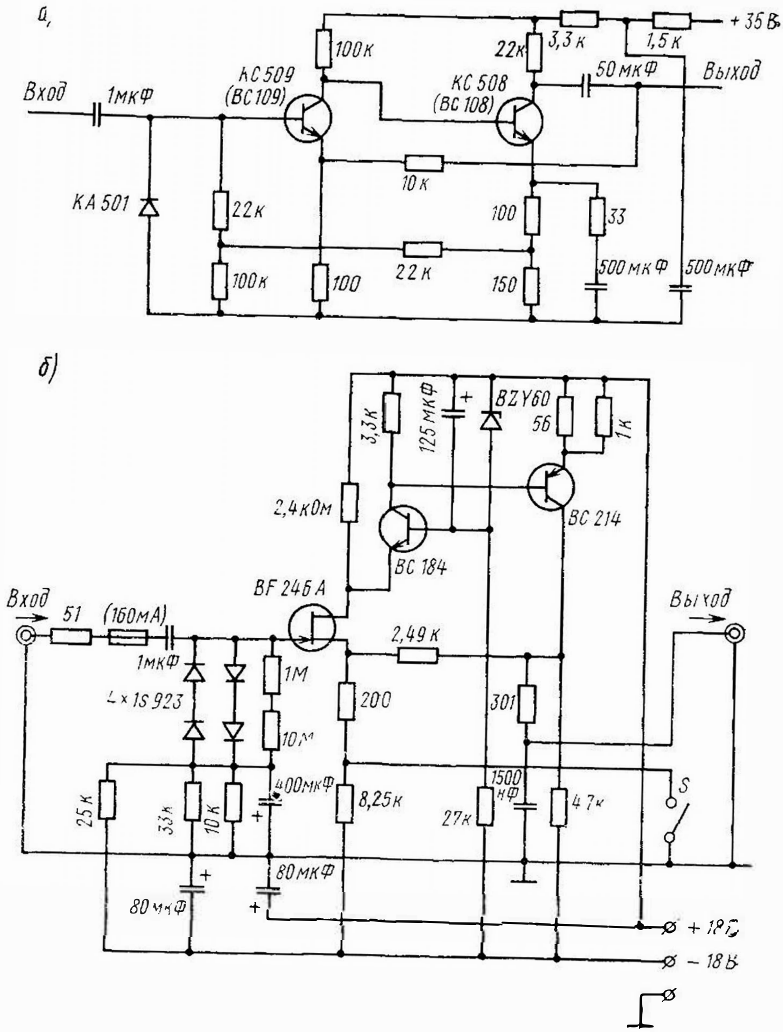


Рис. 7.6. Принципиальные схемы низкочастотных измерительных усилителей на кремниевых планарных транзисторах с малым шумом (*а*) и на ПТПЗ, образующем с последующим биполярным транзистором гибридную каскодную схему (*б*).

Ключом *S* с помощью отрицательной обратной связи можно изменять усиление в отношении 1 : 10.

для его реализации нужны лишь весьма доступные измерительные приборы, используя которые, можно получить удовлетворительные точности от 10 до 20%, а при особо тщательной реализации до 1%. Однако вся процедура требует больших затрат времени, причем главным образом из-за трудоемкой операции определения ширины шумовой полосы Δf, которая является также самым значительным источником ошибок.

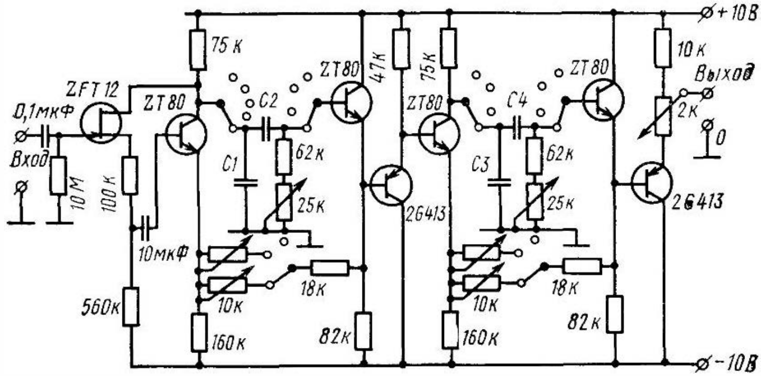


Рис. 7.7. Принципиальная схема избирательного низкочастотного усилителя с постоянным отношением $B/f_0 \approx 0{,}15$:

f_0, Гц	1	$\sqrt{10}$	10	$10^{3/2}$	10^2	$10^{5/2}$	10^3	$10^{7/2}$	10^4
$C_1 = C_2 = C_3 = C_4$, нФ	2200	680	220	62	22	6,8	2,2	0,68	0,22

В качестве измерителя выходной мощности измеряемого транзистора можно использовать низкочастотный селективный вольтметр с линейным выходом, к которому следует подключать квадратичный детектор. Если селективного вольтметра в наличии нет, его можно заменить низкочастотным избирательным усилителем. Его входной малошумящий предусилитель может быть выполнен, например, в соответствии с рис. 7.6,*а* [94] либо 7.6,*в* [95], тогда последующий избирательный усилитель (рис. 7.7 [96]) будет состоять из двух избирательных каскадов, у каждого из которых эквивалентная добротность $Q = f_0/\Delta f = 5$. Это приведет к результирующей ширине полосы $B_3 \approx 0{,}15\, f_0$, которая для узкополосных измерений вполне удовлетворительна. Отдельные частоты в диапазоне от 1 Гц до 10 кГц устанавливаются переключением емкостей в П-образном звене, который в совокупности с омической положительной обратной связью, введенной между эмиттерами, обеспечивает требуемую избирательность.

Выходное напряжение избирательного усилителя содержит шумовую и синусоидальную составляющие и поэтому должно быть измерено квадратичным вольтмертом.

7.4. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ ШУМОВЫМ ГЕНЕРАТОРОМ С НЕУПРАВЛЯЕМЫМ ВЫХОДОМ

Измерение коэффициента шума в диапазоне дециметровых и более коротких волн характеризуется специфическими особеностями.

Вакуумные шумовые диоды применимы в качестве источника шума самое большое до частот 1—2 ГГц. Поэтому на более высоких частотах в качестве источников шума используются неоновые и аргоновые газоразрядные приборы. В отличие от вакуумных шумовых диодов с регулируемой шумовой мощностью, газоразрядные приборы являются источниками постоянной шумовой мощности, которая зависит от вида и давления используемого газа, а также от формы баллона газоразрядного прибора. Достижимая шумовая мощность определяется эффективной шумовой температурой T_e газоразрядного прибора, которая равна температуре пассивной системы с такой же достижимой мощностью. У обычных типов газоразрядных приборов она колеблется в пределах 10 000—18 000 К. На практике эффективная шумовая температура часто выражается в значениях, отнесенных к стандартной температуре $T_0=290$ К, и называется избыточным шумовым отношением ENR (Excess Noise Ratio) $ENR=(T_e-T_0)/T_0$ или

$$ENR\,[\text{дБ}] = 10\log\left(\frac{T_e-T_0}{T_0}\right). \tag{7.22}$$

Так, например, для определеного типа аргоновой газоразрядной лампы температура $T_e=10\,000$ К, и, следовательно, отношение $ENR=33{,}1$ или 15,2 дБ.

В качестве СВЧ шумовых генераторов применяются также полупроводниковые диоды, работающие чаще всего в режиме лавинного пробоя. Их эффективная шумовая температура достигает высоких значений 10^5—10^7 К, причем шумовой спектр простирается до нескольких сотен гигагерц. Однако частотная область их технического применения примерно на порядок ниже, поскольку проводимость диода очень зависит от частоты. Эффективная шумовая температура, достижимая на выходе генератора, также существенно меньше — самое большое около 30 000 К, так как от измеряемых цепей диод необходимо отделять аттенюатором, который ослабляет упомянутую сильную частотную зависимость его проводимости. Полупроводниковые шумовые диоды, как и газоразрядные приборы, работают обычно с постоянной шумовой температурой; последняя для обоих типов калибруется на заданной частоте с помощью соответствующего шумового эталона.

Коэффициент шума F или эффективную шумовую температуру T_{ng} СВЧ усилителя измеряют в два этапа. При «разогретом» шумовом генераторе, т. е. при его эффективной шумовой температуре T_e, определяют выходную шумовую мощность усилителя

$$P_e = k(T_e + T_{ng})\Delta f A_p, \tag{7.23}$$

а потом находят его выходную шумовую мощность при выключенном, т. е. «холодном» генераторе

$$P_c = k(T_c + T_{ng})\Delta f A_p, \tag{7.24}$$

где A_p — коэффициент усиления усилителя по мощности. Отношение этих мощностей, называемое обычно Y-коэффициентом, равно

$$Y = P_e/P_c = (T_e + T_{ng})/(T_c + T_{ng}), \tag{7.25}$$

откуда искомая эффективная температура

$$T_{ng} = (T_e - YT_c)/(Y-1), \tag{7.26}$$

а соответствующий ей коэффициент шума

$$F = \frac{T_e/290 - YT_c/290}{Y-1} + 1. \tag{7.27}$$

Поскольку обычно $T_c = T_0 = 290$ К, то

$$F = \frac{(T_e/T_0 - 1)}{Y-1} = \frac{ENR}{Y-1}\,; \tag{7.28}$$

$$F_{\text{дБ}} = ENR_{\text{дБ}} - 10\log(Y-1). \tag{7.29}$$

Рассмотренный метод иногда видоизменяют, включая между измеряемым усилителем и выходным измерителем мощности точный аттенюатор. Тогда мощности P_e и P_c определяются по его показаниям, причем измеритель мощности на обоих этапах измеряет одну и ту же величину, что, естественно, значительно снижает требования к его параметрам.

По другому варианту метода используется переменный аттенюатор на выходе шумового генератора. В этом случае на вход измеряемого усилителя можно подавать различную шумовую мощность, что идентично методу измерения коэффициента шума с помощью вакуумного шумового диода с регулируемой шумовой мощностью.

Для полного описания шумовых свойств усилителя необходимо измерить зависимость коэффициента шума F от внутренней комплексной проводимости или соответственно коэффициента отражения источника сигнала. Для этого между шумовым генератором и измеряемым усилителем надо включить цепь без потерь, выполненную, конечно, на СВЧ элементах и трансформирующую внутреннее сопротивление шумового генератора (обычно $R_s=50$ Ом) в любое другое требуемое значение. Влияние трансформирующей цепи на соотношения для коэффициента шума можно учесть тем же способом, как это сделано в § 7.2. Подробное изложение этого вопроса дано, например, в [97].

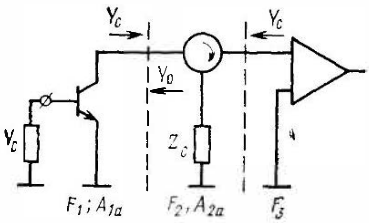


Рис. 7.8. Схема измерения коэффициента шума F СВЧ транзистора с помощью циркулятора.

Если измеряемый транзистор имеет малое усиление, при измерении коэффициента шума необходимо учитывать влияние собственного шума следующего за ним измерительного усилителя. Одним из способов учета этого влияния является использование формулы Фрииса так, как это описано в § 7.1, а специально для СВЧ области — в [97]. Для реализации этой процедуры необходимо определить достижимое усиление по мощности измеряемого транзистора, коэффициент шума измерительного усилителя при внутреннем сопротивлении источника, равном выходному сопротивлению измеряемого транзистора, и общий коэффициент шума последовательной цепи, состоящей из измеряемого транзистора и усилителя. Однако конструкция согласующих СВЧ цепей сложна. Кроме того, могут возникать затруднения с обеспечением устойчивости потенциально неустойчивых транзисторов.

Некоторые из этих проблем можно разрешить, используя циркулятор, который включается между выходом измеряемого транзистора и входом измерительного усилителя (рис. 7.8 [98]). Общий коэффициент шума этого устройства

$$F_{13} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{A_{1a}} + \frac{F_3 - 1}{A_{1a}A_{2a}}. \quad (7.30)$$

Однако это выражение можно весьма существенно упростить. Дело в том, что коэффициент шума F_2 циркулятора равняется, как у любой пассивной цепи, обратной величине коэффициента его достижимого усиления по мощности A_{2a}, так что

$$F_{13} = F_1 + (F_3 - A_{2a})/(A_{1a}A_{2a}). \quad (7.31)$$

Для циркулятора без потерь произведение достижимых коэффициентов усиления по мощности $A_{1a}A_{2a}$ точно равно параметру S_{21}, т. е. вносимому усилению, измеряемому между комплексными сопротивлениями Z_c. Величина F_3 — это коэффициент шума измерительного усилителя, возбуждаемого источником с комплексной проводимостью $Y_c = Z_c^{-1}$, не зависимой от Y_0. Достижимое усиление A_{2a} циркулятора, возбуждаемого выходной цепью измеряемого транзистора с комплексной проводимостью Y_0, обычно весьма отличной от Y_c, существенно меньше, чем коэффициент шума F_3, так что выражение (7.31) можно записать в форме

$$F_1 \approx F_{13} - F_3/S_{21}. \quad (7.32)$$

Но вносимое усиление S_{21} и коэффициент шума F_3 можно легко измерить, так как обе величины определяются для характеристической проводимости Y_c измерительной аппаратуры. Таким образом, циркулятор устраняет необходимость проведения сложных измерений коэффициентов усиления A_{1a} и шума F при произвольных соотношениях между проводимостями.

7.5. АВТОМАТИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА

Во всех описанных методах измерения коэффициента шума необходимо выполнять определенные ручные операции, связанные с большой затратой времени. Поэтому были разработаны различные системы для автоматического измерения коэффициента шума, которые не только ускоряют измерения, но и позволяют непосредственно следить за влиянием изменений рабочего режима усилителя на коэффициент шума.

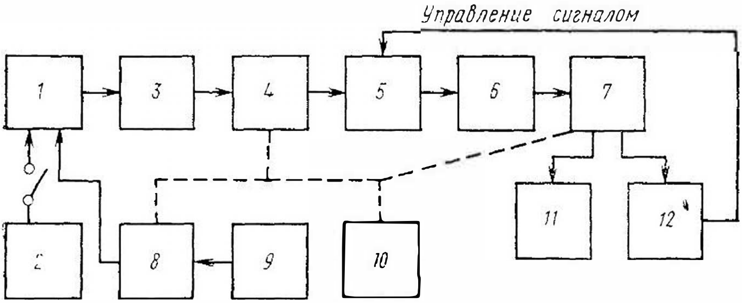


Рис 7 9 Структурная схема автоматического измерителя коэффициента шума F транзисторов до частоты 1000 МГц.

1 — измеряемый транзистор, *2* — стандартный источник шума, *3* — предусилитель, *4* — переключаемый аттенюатор, *5* — главный усилитель, *6* — фильтр, *7* — выходной вентиль, *8* — вентиль, *9* — калибровочный генератор синусоидального сигнала, *10* — управляющая цепь, *11* — детектор шума, *12* — детектор сигнала

Один из возможных методов основан на принципе постоянного коэффициента усиления измерительной цепи. Ван дер Зил использовал этот метод для измерения коэффициента шума транзисторов на частотах около 1000 МГц [7], однако он находит широкое применение и в низкочастотной технике [94]. В этом случае коэффициент шума определяют как отношение среднего квадрата выходного шумового напряжения реального транзистора к среднему квадрату выходного шумового напряжения, обусловленного только внутренним сопротивлением источника сигнала. Если это сопротивление постоянно и если постоянен коэффициент усиления всей измерительной цепи, то коэффициент шума прямо пропорционален выходному шумовому напряжению измеряемого транзистора.

В соответствии с этим составлена структурная схема измерительной установки (рис. 7.9). Для обеспечения постоянного общего усиления при изменениях режима по постоянному току на вход измеряемого транзистора через вентиль периодически подается шумовой калибровочный сигнал, из которого вырабатывается постоянное

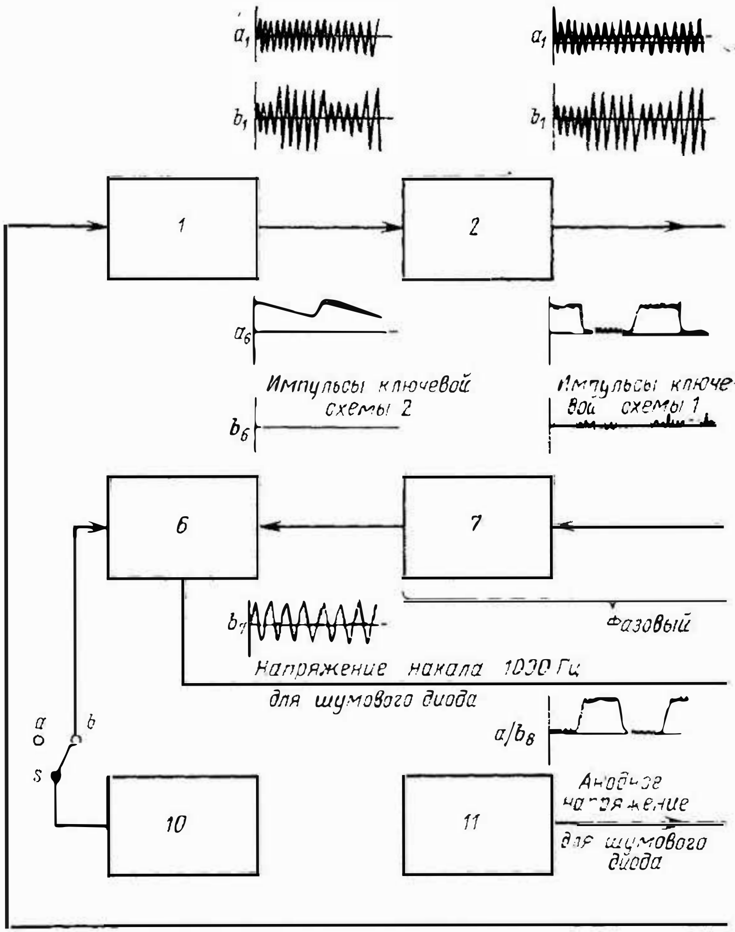
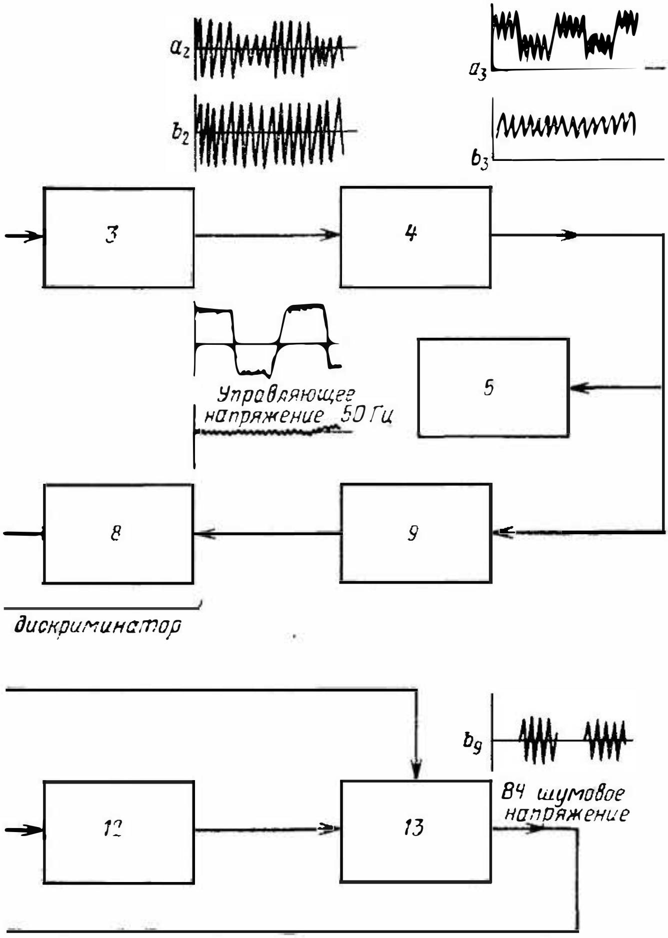


Рис. 7.10. Функциональная схема автоматического измерителя мерение основано на использовании переключателя S вакуумностью:

1 — измеряемый усилитель, *2* — усилитель промежуточной частоты; *5* — литель 100 Гц, *7*, *8* — фазовые дискриминаторы; *9* — низкочастотный I_a; *13* — шумовой диод, *a* — форма колебаний при разомкнутом выключа ключателе (измерение).

напряжение для автоматической регулировки усиления. Этот синусоидальный сигнал должен быть существенно больше шумовых сигналов, действующих в цепи, поэтому за предусилителем синхронно включается аттенюа-



коэффициента шума переключателя телевизионных каналов; из-го шумового диода с управляемой выходной шумовой мощно-

аттенюатор 1,75 дБ; *4* — детектор, *5* — осциллограф; *6* — управляемый уси-усилитель, *10* — генератор 1000 Гц; *11* — ключ 50 Гц, *12* — измеритель тока теле *S* (подготовка измерений), *b* — форма колебаний при замкнутом вытор, предохраняющий от перегрузок последующие каскады.

По другому принципу работает автоматический измеритель коэффициента шума (рис. 7.10 [100]), который предназначен прежде всего для измерения коэффициента шума телевизионных переключателей каналов, но при некоторой модификации применим для измерения коэффициента шума других устройств, включая дискрет-

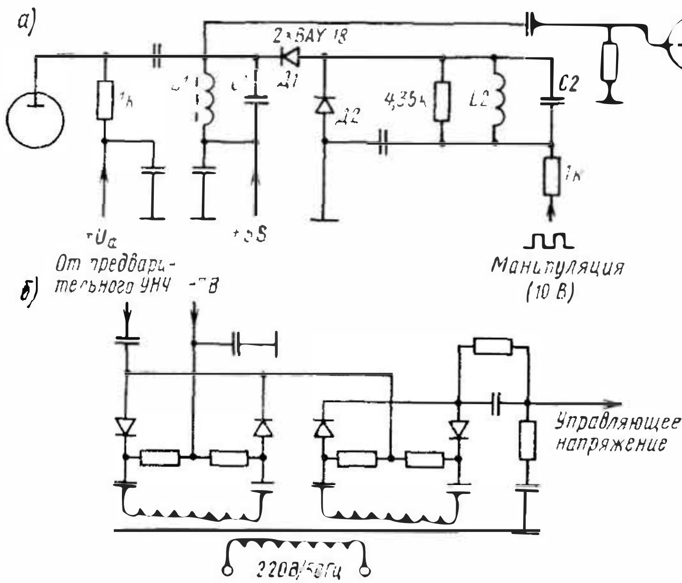


Рис 7.11 Принципиальные схемы переключаемого аттенюатора в усилителе промежуточной частоты (*а*) и фазового дискриминатора (*б*)

ные транзисторы, в частотном диапазоне 30—1000 МГц. В измерителе применена автоматизация операций, которые лежат в основе метода измерения коэффициента шума с помощью вакуумного шумового диода и аттенюатора 3 дБ, описанного в § 7.2. На анод шумового диода подается прямоугольное запирающее напряжение с частотой повторения 50 Гц. Если напряжение на аноде диода равно нулю, то шумит только измеряемый усилитель. При открывании диода в усилителе промежуточной частоты в цепь прохождения сигнала включается аттенюатор с затуханием 1,75 дБ, которое позволяет обеспечить бóльший динамический диапазон, чем обычно используемое затухание 3 дБ. При общей шумовой мощности диода на выходе детектора появится определенное напряжение ошибки с частотой 50 Гц, которое усиливается, затем с помощью фазового дискриминатора у него оценивается полярность, и после этого оно выпрямляется. Это выпрямленное напряжение управляет напряжением накала, а следовательно, и шумовой мощностью шумового диода таким образом, чтобы она скомпенсировала затухание 1,75 дБ аттенюатора. Соответствующий постоянный анодный ток шумового диода прямо пропорционален коэффициенту шума.

Необходимое затухание 1,75 дБ обеспечивается следующим образом (рис. 7.11,*а*): к первичному резонансному контуру *L1C1* с помощью переключательного диода *Д1* подсоединяется вторичный контур *L2C2*, зашунтированный резистором 4,35 кОм. Фазовый дискриминатор (рис. 7.11,*б*) оценивает напряжение ошибки, поступающее с детектора, и образует из него управляющее напряжение для усилителя напряжения накала шумового диода.

Для автоматического измерения коэффициента шума можно использовать также генератор шума с постоянной шумовой мощностью. Этот вариант используется очень часто, так как позволяет расширить частотный диапазон измерений в области СВЧ. Измерительная установка состоит из автоматического измерителя коэффициента шума, который, как правило, решен в виде отдельного прибора, и из шумового генератора, представляющего в конструктивном отношении также отдельный блок, электрически соединенный с измерителем.

Рассмотрим конкретное устройство, выпускаемое промышленностью (рис 7.12,*а* [101]). Шумовой генератор модулирован импульсным сигналом с частотой повторения 500 Гц, генерируемым в измерителе. За ним следует измеряемый объект. В основном варианте измерителя предполагается, что таким объектом в большинстве случаев будет приемник с выходом на одной из обычно используемых промежуточных частот f_s: 30, 60, 70, 105 и 200 МГц, а поэтому и выходные частоты измерителя взяты из этого ряда. На входе измерителя включен манипулируемый усилитель промежуточной частоты с регулируемым усилением, за которым следует квадратичный детектор и видеоусилитель В течение промежутка времени, когда шумовой генератор включен, шумовая

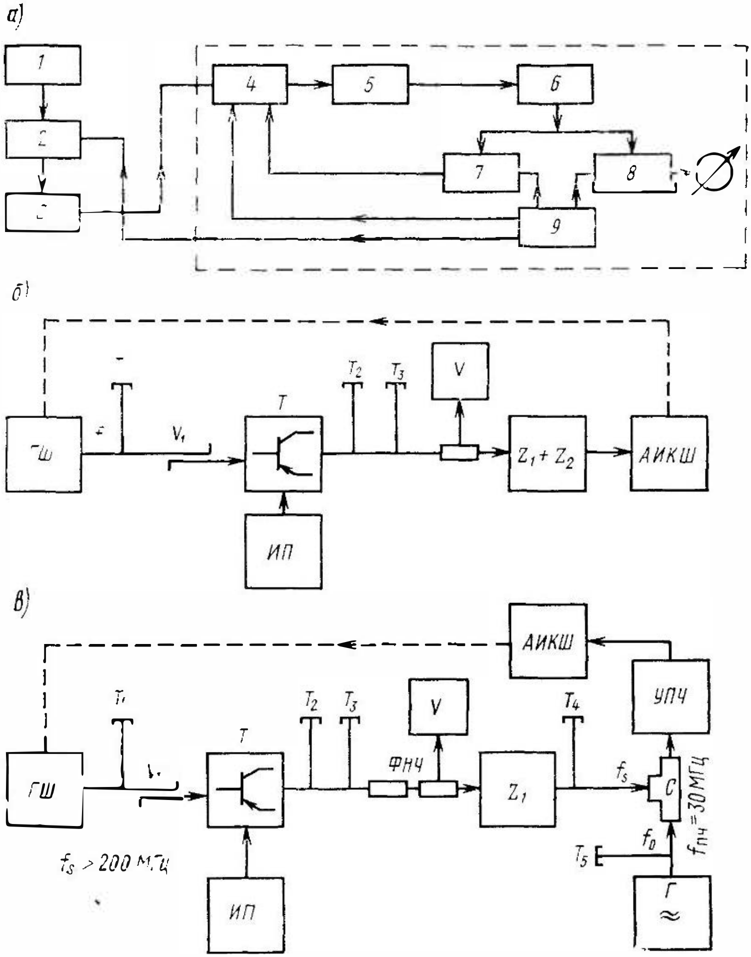


Рис. 7.12. Функциональные схемы автоматического измерителя коэффициента шума усилителей, в котором используется генератор шума с постоянной шумовой мощностью (*а*), а также полной установки для измерения коэффициента шума транзисторов на частотах 30—200 МГц (*б*) и выше 200 МГц (*в*):

1 — внутреннее сопротивление генератора шума, *2* — генератор шума: *3* — измеряемый усилитель; *4* — манипулируемый УП4; *5* — квадратичный детектор; *6* — видеоусилитель; *7* — интегратор АРУ; *8* — измерительный интегратор; *9* — генератор импульсного сигнала 500 Гц.

мощность P_e с выхода видеоусилителя подается на манипулируемый интегратор автоматической регулировки усиления (АРУ). Его выходное напряжение управляет усилением усилителя промежуточной частоты так, чтобы мощность P_e была все время постоянной, т. е. чтобы она не изменялась, например, при изменении режима транзистора по постоянному току и т. д. В то время, когда шумовой генератор включен, соответствующая шумовая мощность P_c подается в измерительный интегратор, а оттуда — к стрелочному измерительному прибору. Как показывает выражение (7.28), при постоянных величинах T_e, T_0 и P_e коэффициент шума определяется только мощностью P_c. Следовательно, шкалу измерителя этого типа можно проградуировать прямо в значениях коэффициента шума.

Схема на рис. 7.12,*б* [102] предназначена для непосредственного измерения на входных частотах измерителя, т. е. на 30, 60, 70, 105 и 200 МГц. В качестве генератора шума ГШ здесь используется вакуумный шумовой диод, для которого отношение ENR=5,2 дБ. Настроечное устройство T_1 и переменная линия V_1 могут трансформировать сопротивление генератора 50 Ом в любое другое требуемое для измеряемого транзистора T значение внутреннего сопротивления источника сигнала. Настроечные устройства T_2 и T_3 в соединении с высокочастотным вольтметром V служат для настройки выхода транзистора. Малошумящие усилители Z_1 и Z_2 усиливают выходной сигнал измеряемого транзистора до уровня, необходимого для нормальной работы автоматического измерителя коэффициента шума АИКШ.

Для измерения коэффициента шума в диапазоне частот выше 200 МГц предназначена схема на рис. 7.12,*в*. От предыдущей она отличается главным образом тем, что содержит дополнительно смеситель С с вспомогательным гетеродином Г. Смеситель преобразует входной сигнал любой частоты в сигнал промежуточной частоты с частотой 30 МГц, который после усиления в малошумящем усилителе промежуточной частоты УПЧ подается на вход автоматического измерителя коэффициента шума АИКШ. Необходимое подавление сигналов зеркальной частоты f_z обеспечивает фильтр нижних частот ФНЧ совместно с настроечной линией T_4. Линия T_5 подавляет паразитные шумовые составляющие гетеродина Г, которые лежат вблизи сигнальной частоты f_s.

Учитывая, что между шумовым генератором и измеряемым транзистором включен согласующий элемент, значение коэффициента шума, получаемое на автоматическом измерителе, необходимо корректировать (§ 7.2). Кроме этого, необходима коррекция из-за влияния непренебрежимого шума измерительного усилителя.

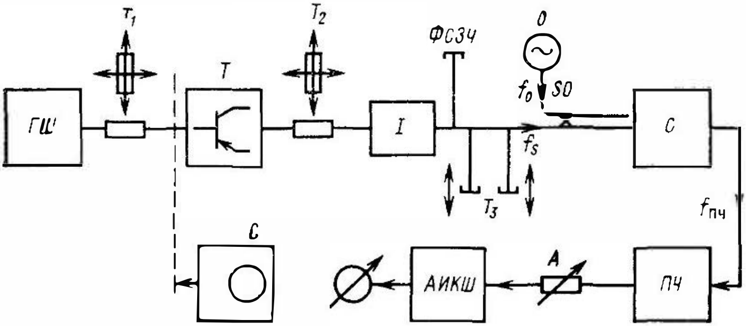


Рис. 7.13. Функциональная схема устройства для измерения коэффициента шума транзисторов в диапазоне 2—8 ГГц

В случае измерения коэффициента шума F транзисторов в диапазоне 2—8 ГГц (рис. 7.13 [56]) также используется шумовой генератор ГШ, который во включенном состоянии дает постоянную шумовую мощность. Генератор соединен с измеряемым транзистором T с помощью настроечного устройства T_1, позволяющего произвольным образом изменять проводимость источника, «появляющуюся» на входе транзистора (величину этой комплексной проводимости можно точно определить при помощи соответствующего измерителя полных проводимостей C). На выходе измеряемого транзистора включен настроечный элемент T_2, который обеспечивает его согласование с последующим направленным элементом I. Направленный элемент I препятствует попаданию части мощности местного гетеродина O на измеряемый транзистор и этим обеспечивает постоянную мощность сигнала гетеродина, поступающего на смеситель C. За направленным элементом включен фильтр сигнала зеркальной частоты ФСЗЧ, представляющий собой отрезок коаксиальной линии с регулируемой длиной. Последняя выбрана таким образом, чтобы эта линия в месте перехода в основную линию для сигнальной частоты никак не сказывалась, а для зеркальной частоты представляла короткое замыкание Двухплечный настроечный элемент T_3 согласует направленный элемент со входом смесителя Сигнал гетеродина, необходимый для работы смесителя, подается на вход смесителя через направленный ответвитель SO Сигнал промежуточной частоты с частотой 30 МГц, образующийся в смесителе, усиливается малошумящим УПЧ и через точный аттенюатор сигнала промежуточной частоты А поступает на вход АИКШ

Устройство позволяет измерять не только коэффициент шума F, но и достижимое усиление по мощности A_a транзистора, причем усиление измеряется с помощью шумового генератора, что гораздо проще, чем измерение с помощью сигнального генератора [97] Если известно усиление A_a и коэффициент шума F_z измерительного усилителя, то с помощью формулы Фрииса легко исключить влияние собственного шума измерительного усилителя на результаты измерений

7 6 ИЗМЕРЕНИЕ ЧЕТЫРЕХ ШУМОВЫХ ПАРАМЕТРОВ

Шумовые свойства транзисторов или других активных четырехполюсников в высокочастотной области описываются системой четырех шумовых параметров, состоящей из минимального коэффициента шума F_{min}, составляющих $\underset{s0}{G_\smile}$ и $\underset{s0}{B_\smile}$ оптимальной комплексной проводимости $\underset{s0}{Y_\smile}$ источника и шумового сопротивления R_n.

Если эти параметры известны, то коэффициент шума F можно определить для любого значения внутренней комплексной проводимости Y_s источника из выражения (1 122) А если имеется измерительная аппаратура, позволяющая изменять произвольным образом и плавно внутреннюю комплексную проводимость Y_s источника сигнала, то шумовые параметры можно определить непосредственно по результатам измерений Как следует из рис 7 14, измеряя зависимость $F=f(B_s)$, определяем оптимальную реактивную проводимость $\underset{s0}{B_\smile}$ источника, а измеряя зависимость $F_{min\,B}=f_2(G_s)$ при $B=\underset{0}{B_\smile}$, находим оптимальную активную проводимость $\underset{s0}{G_\smile}$ источника и минимальный коэффициент шума F_{min}

По измеренной зависимости

$$F_{\min B_s} = f_s\left[(G_s - G_{\underset{s0}{\smile}})^2/G_s\right] \tag{7.33}$$

графическим способом можно найти шумовое сопротивление $R_n = \operatorname{tg}\alpha$.

Некоторые измерительные устройства позволяют изменять комплексную проводимость Y_s источника лишь

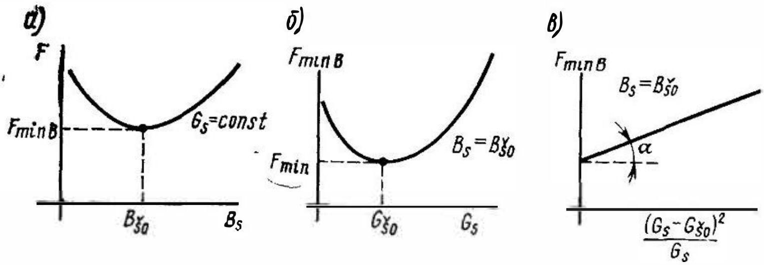


Рис. 7.14. Зависимость коэффициента шума F шумящего четырехполюсника от реактивной проводимости B_s (*а*), а также зависимости коэффициента шума $F_{\min B}$ от активной проводимости G_s при оптимальной реактивной проводимости $B_s = B_{\underset{s0}{\smile}}$ (*б*) и от отношения $(G_s - G_{\underset{s0}{\smile}})^2/G_s$ (*в*).

дискретным образом. Предположим, например, что активная проводимость может принимать значения G_{s1} и G_{s2}, а реактивная проводимость B_s — значения B_{s1}, B_{s2} и B_{s3}. В этом случае можно провести четыре измерения коэффициента шума, в результате которых получим величины F_1, F_2, F_3 и F_4. С учетом выражения (1.122) имеем:

для $Y_s = G_{s1} + jB_{s1}$

$$F_1 = F_{\min} + \frac{R_n}{G_{s1}}\left[(G_{s1} - G_{\underset{s0}{\smile}})^2 + (B_{s1} - B_{\underset{s0}{\smile}})^2\right]; \tag{7.34}$$

для $Y_s = G_{s1} + jB_{s2}$

$$F_2 = F_{\min} + \frac{R_n}{G_{s1}}\left[(G_{s1} - G_{\underset{s0}{\smile}})^2 + (B_{s2} - B_{\underset{s0}{\smile}})^2\right]; \tag{7.35}$$

для $Y_s = G_{s1} + jB_{s3}$

$$F_3 = F_{\min} + \frac{R_n}{G_{s1}}\left[(G_{s1} - G_{\underset{s0}{\smile}})^2 + (B_{s3} - B_{\underset{s0}{\smile}})^2\right]; \tag{7.36}$$

Для $Y_s = G_{s2} + jB_{s3}$

$$F_4 = F_{\min} + \frac{R_n}{G_{s2}} \left[\left(G_{s2} - \underset{s0}{G_{\smile}} \right)^2 + \left(B_{s3} - \underset{s0}{B_{\smile}} \right)^2 \right]. \tag{7.37}$$

Эти соотношения образуют систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными $F_{\min}, R_n, \underset{s0}{G_{\smile}}$ и $\underset{s0}{B_{\smile}}$. Решая ее, получаем:

$$\underset{s0}{B_{\smile}} = \frac{(B^2{}_{s2} - B^2{}_{s1}) - F\,(B^2{}_{s3} - B^2{}_{s1})}{2\,[(B_{s2} - B_{s1}) - F\,(B_{s3} - B_{s1})]}, \tag{7.38}$$

где

$$F = (F_2 - F_1)/(F_3 - F_1); \tag{7.39}$$

$$R_n = \frac{(F_2 - F_1)\,G_{s1}}{(B^2{}_{s2} - B^2{}_{s1}) - 2\underset{s0}{B_{\smile}}\,(B_{s2} - B_{s1})}; \tag{7.40}$$

$$\underset{s0}{G_{\smile}} = \sqrt{G_{s1}G_{s2}\left[\frac{F_4 - F_3}{R_n\,(G_{s1} - G_{s2})} \quad \frac{(B_{s3} - \underset{s0}{B_{\smile}})^2}{G_{s1}G_{s2}} + 1 \right]}; \tag{7.41}$$

$$F_{\min} = F_1 - \frac{R_n}{G_{s1}} \left[\left(G_{s1} - \underset{s0}{G_{\smile}} \right)^2 + \left(B_{s1} - \underset{s0}{B_{\smile}} \right)^2 \right]. \tag{7.42}$$

Для упрощения этих расчетов разработаны программы для ЦВМ, которые не только позволяют решить соответствующие системы уравнений, но и, кроме того, оптимизируют вычисление с учетом некоторых вторичных условий, как, например, с точки зрения разных точностей измерения различных шумовых величин и т. п. [103].

Кроме упомянутой системы четырех шумовых параметров, шумовые свойства транзисторов характеризуются также системой параметров, образованной эквивалентным входным источником шумового напряжения u_n, тока i_n и составляющими их комплексного коэффициента корреляции (1.105) (рис. 7.15,*а*). Такое представление удобно в виду простоты измерений, особенно в области звуковых и видеочастот.

Из параметров u_n, i_n и γ первые два можно измерить непосредственно. Для этого сначала определяют входную комплексную проводимость Y_1 и коэффициент усиления по напряжению A_u четырехполюсника при данной нагрузке R_L. Затем измеряют выходное шумовое напряжение u_{0k} четырехполюсника при его закороченном входе и выходное шумовое напряжение u_{00} при разомкнутом входе. Тогда искомые величины u_n и i_n, очевидно, равны

$$u_n = u_{0k}/|A_u|; \quad i_n = u_{00}|Y_i|/|A_u|. \qquad (7.43)$$

Коэффициент корреляции γ определяется следующим образом. Средний квадрат общего входного шумового

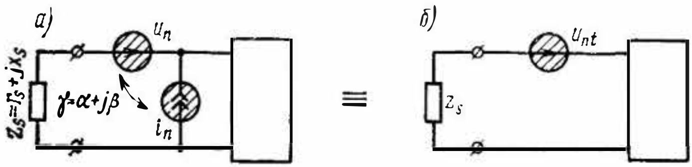


Рис. 7.15. Функциональная (*а*) и преобразованная (*б*) схемы шумящего четырехполюсника с двумя входными эквивалентными шумовыми источниками u_n и i_n

напряжения u_{nt} при проводимости источника z_s можно получить путем сопоставления рис. 7.15,*б* с 7.15,*а*:

$$\overline{u^2_{nt}} = \overline{u^2_n} + \overline{i^2_n}\,|z_s|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,(\overline{u^*_n i_n z_s}) =$$

$$= \overline{u^2_n}\,[(r_s/r_0 + \alpha)^2 + (x_s/r_0 - \beta)^2 + 1 - |\gamma|^2], \qquad (7.44)$$

где $r_0 = \sqrt{\overline{u^2_n}/\overline{i^2_n}}$. Если активная составляющая комплексного сопротивления источника $r_s = 0$, т. е. если $z_s = jx_s$, то выражение (7.44) можно записать в ином виде:

$$(\overline{u^2_{nt}}/\overline{u^2_n}) = (x_s/r_0 - \beta)^2 + 1 - \beta^2, \qquad (7.45)$$

откуда мнимая составляющая коэффициента корреляции

$$\beta = \frac{(x_s/r_0)^2 + 1 - (\overline{u^2_{nt}}/\overline{u^2_n})}{2x_s/r_0}. \qquad (7.46)$$

Подобным образом при сопротивлении источника $z_s = r_s$, т. е. при $x_s = 0$, из выражения (7.44) можно найти реальную составляющую коэффициента корреляции:

$$\alpha = \frac{(\overline{u^2_{nt}}/\overline{u^2_n}) - 1 - (r_s/r_0)^2}{2r_s/r_0}. \qquad (7.47)$$

Шумовое напряжение u_{nt} определяется из (7.46) как отношение выходного шумового напряжения четырехполюсника к его коэффициенту усиления по напряжению. Тогда шумовое напряжение u_{nt} в (7.47) равно упомянутому отношению, но уменьшенному на тепловое шумовое напряжение сопротивления r_s источника [104].

7.7 ИЗМЕРЕНИЕ ШУМА ДИОДОВ

Шум диодов при подаче на них прямого смещения отображается эквивалентным шумовым сопротивлением R_{nd}, которое вырабатывает шумовое напряжение, равное общему шумовому напряжению диода. Если диод работает при малых постоянных токах, не превышающих для высокочастотных образцов 0,1 мА, сопротивление R_{nd} можно измерить по схеме на рис 7 16,*а* [5] Сопротивле-

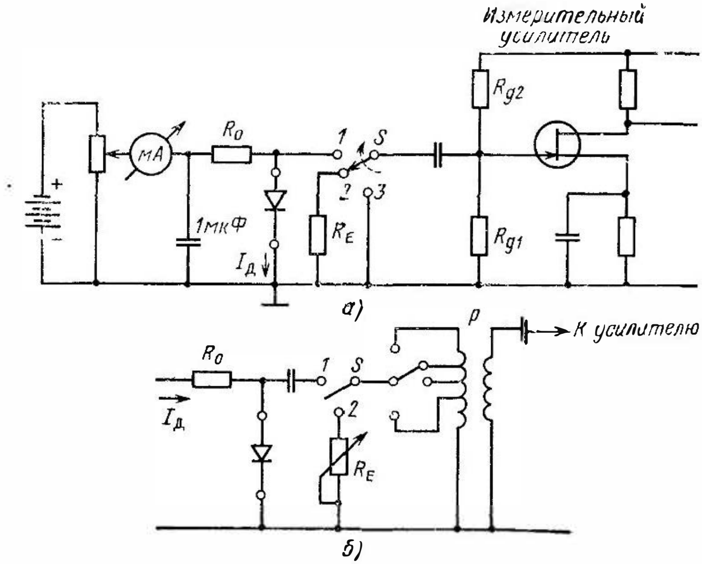


Рис 7.16 Схема измерения шумового сопротивления диодов.

ние R_E должно быть той же величины, что и сопротивление диода, а сопротивление R_0 и $R_g=R_{g1}||R_{g2}$ должны быть существенно больше.

Учитывая шум измерительного усилителя, для точного определения R_{nd} необходимо трижды измерить выходное шумовое напряжение u Если его значения при различных положениях переключателя S обозначить соответствующими индексами, то очевидно,

$$\overline{u^2_1}=A_u 4kT\Delta f R_{nd}+\overline{u^2_z};$$

$$\overline{u^2_2}=A_u 4kT\Delta f R_E+\overline{u^2_z}; \quad (7.48)$$

$$\overline{u^2_3}=\overline{u^2_z},$$

где A_u — коэффициент усиления по напряжению измерительного усилителя. Тогда искомое эквивалентное шумовое сопротивление R_{nd} равно

$$R_{nd}=R_E(\overline{u^2_1}-\overline{u^2_3})/(\overline{u^2_2}-\overline{u^2_3}). \quad (7.49)$$

При больших токах диода сопротивление R_{nd} падает ниже значения шумового сопротивления усилителя. Если и в этом случае измерение должно быть достаточно точным, то перед усилителем надо включить согласующий трансформатор (рис. 7.16,*б*). Но поскольку точно определить коэффициент трансформации p сложно, то можно использовать метод замещения [5]. В этом случае переменное сопротивление R_E выбирается так, чтобы выходное шумовое напряжение усилителя при обоих положениях переключателя S было одинаковым, т. е. $R_{nd}=R_E$. Однако этот прием приводит к точным значениям только в том случае, если выполнено неравенство

$$R_{nd}p^2 > R_{nz} + R_1 p^2 + R_2,$$

где R_{nz} — шумовое сопротивление измерительного усилителя, а R_1 и R_2 — постоянные сопротивления соответственно первичной и вторичной обмоток.

Хотя описанные методы измерения предназначены для низких частот, не превышающих единиц или десятков мегагерц, принципы, на которых они основаны, с некоторыми изменениями можно использовать для измерения шумовых свойств диодов и на значительно более высоких частотах.

7.8. ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВЫХ СВОЙСТВ ОПЕРАЦИОННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Эквивалентное входное шумовое напряжение определяется как отношение выходного шумового напряжения u_{no} к общему коэффициенту усиления по напряжению A_u измерительной цепи при короткозамкнутом дифференциальном входе усилителя $u_n=u_{no}A_u$ (рис. 7.17,*а*). Коэффициент усиления по напряжению одного операционного усилителя однозначно характеризуется отношением $(R_1+R_2)/R_1$, для последующих каскадов его легко определить экспериментально с помощью синусоидального сигнала.

Поскольку условие «разомкнутого входа» нельзя выполнить точно (невозможно установить сопротивление $R_s \to \infty$), то общее выходное шумовое напряжение u_{no} обусловлено не только входным током i_n, но и напряжением u_n, и, естественно, тепловым шумом сопротивления $2R_s$. Точное значение тока (рис. 7.17,*б*)

$$i_n = \frac{[u^2_{no}/A^2_u - 2\cdot 4kTR_s - u_n]^{1/2}}{\sqrt{2}R_s}.$$

Шумовые источники u_n и i_n характеризуют тепловой и дробовой шум, а при низких частотах также шум типа $1/f$ транзисторов, на которых собран операционный усилитель. Однако у некоторых измеряемых образцов может проявиться еще так называемый взрывной шум, который имеет характер случайных импульсов различной длительности (от миллисекунд до секунд) с переменной частотой повторения (от сотых долей до десятков герц) и почти постоянной амплитуды (как правило, в несколько раз большей, чем уровень основного шума). Взрывной шум лучше всего характеризовать числом его импульсов, превышающих определенный пороговый уровень за определенный интервал времени. Поскольку взрывной шум имеет характер токового шума, то на обоих входах измеряемого усилителя включены относительно большие сопротивления $R_{s1}=$

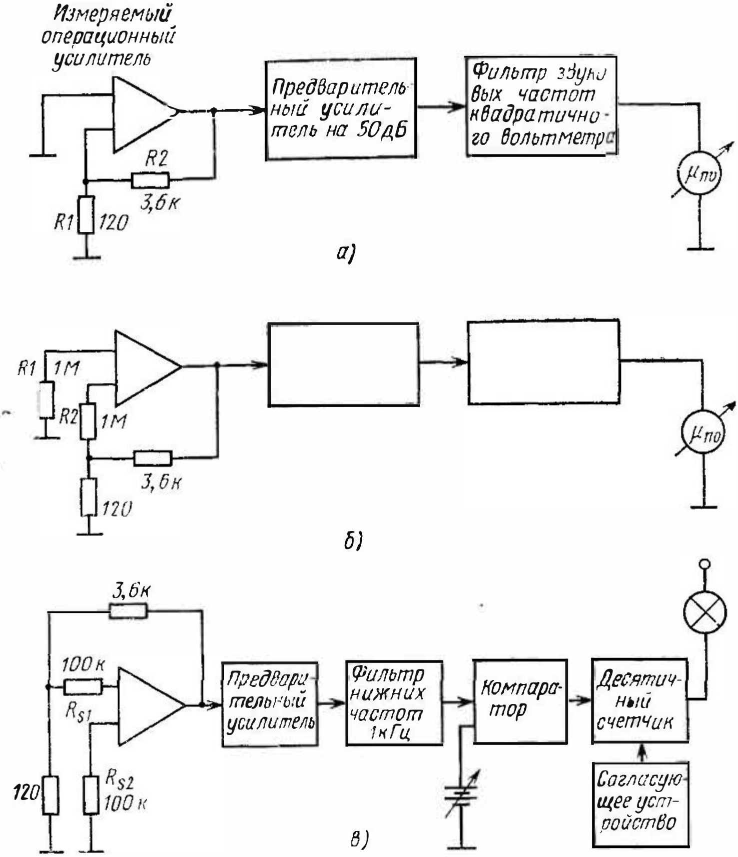


Рис. 7.17. Схемы измерения эквивалентных входных шумовых напряжений u_n (*а*) и тока i_n (*б*), а также взрывного шума (*в*).

$=R_{s2}=100$ кОм (рис. 7.17,*в*). Фильтр нижних частот с верхней частотой 1 кГц отфильтровывает нежелательную «высокочастотную» часть шумового спектра, компаратор с регулируемым порогом обнаруживает импульсы взрывного шума, а десятичный счетчик считает эти импульсы за определенный временной интервал. Хорошим, как правило, считается такой операционный усилитель, у которого за 30 с не появится ни одного импульса взрывного шума, амплитуда которого, пересчитанная ко входу усилителя, превышала бы значение 20 мкВ.

7.9 КВАДРАТИЧНЫЕ ВОЛЬТМЕТРЫ

В большинстве методов измерения шума предполагается, что выходное шумовое напряжение измеряется квадратичным вольтметром, показание которого пропорционально среднему квадрату шумового напряжения, т. е. шумовой мощности. Рассмотрим различные варианты технического решения этой задачи.

На рис. 7.18 изображена схема выходного усилителя и детекторные цепи вольтметра, который является составной частью низкочастотного измерителя транзисторов TESLA типа МТАЗ [94]. Этот прибор не является «точным» квадратичным вольтметром, однако, несмотря на это, он позволяет измерять средний квадрат шумовых напряжений. Дело в том, что его детектор является ком-

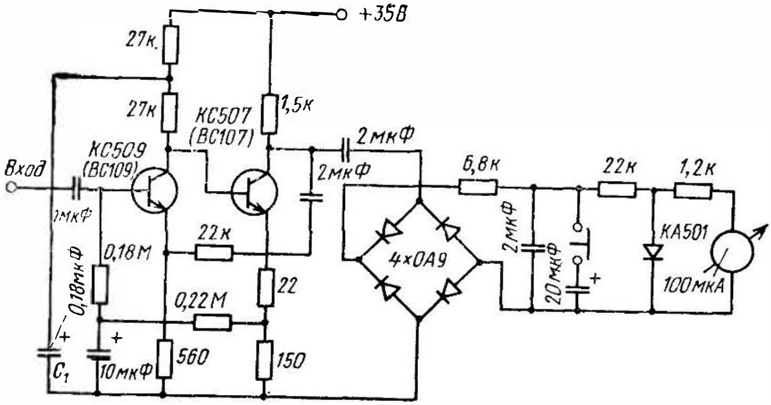
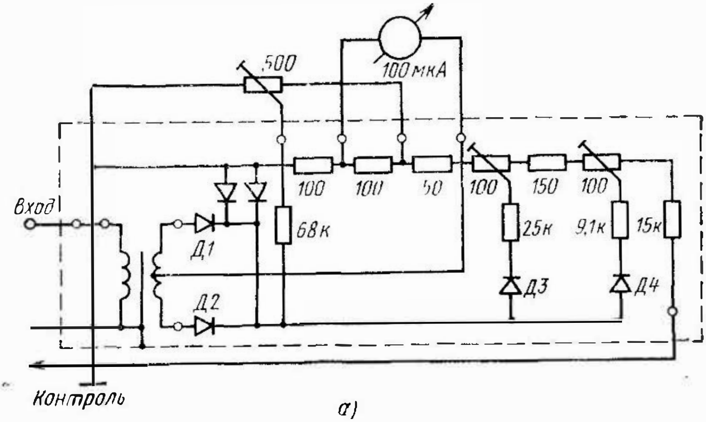


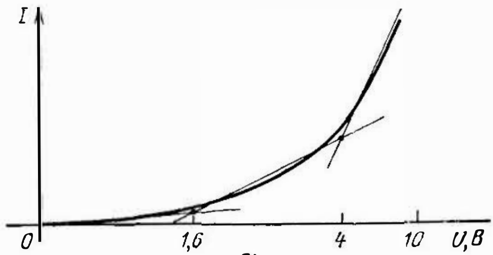
Рис. 7.18. Принципиальная схема квадратичного вольтметра.

бинацией детекторов пиковых и средних значений и, следовательно, при надлежащем выборе фильтрующих RC-цепей его показание пропорционально среднему квадрату шумового напряжения. Однако для сигналов, отличных от шумовых (гауссова характера), вольтметр непосредственно использовать нельзя. В частности, он не пригоден для измерений, например, смеси синусоидального сигнала с шумом, как это требуется по методу, описанному в § 8.3.

Точным квадратичным вольтметром является цепь на рис. 7.11,*а* использованная в низкочастотном измерителе TRANSNOISE [105]. Шумовое напряжение, усиленное предшествующим усилителем до нескольких вольт, через трансформатор связи ($p=1$) подается на диоды $Д_1$, $Д_2$, с помощью которых осуществляется его линейное двухполупериодное выпрямление. Полученное напряжение возводится в квадрат, среднее значение которого, т. е. постоянная составляющая, измеряется инерционным микроамперметром Микроамперметр имеет чувствительность 100 мкА и относительно большую постоянную времени 1,5—2,5 с, в результате чего он ослабляет флуктуации измеряемого процесса. Квадратичный член образован аппроксимацией квадратичной характеристики тремя отрезками прямых, как это показано на рис. 7.19,*б*. Первый из них соответствует слабым сигналам, при больших сигналах (1,6—4,0 В) начнет проводить диод $Д_3$ и, наконец, при самых больших сигналах (выше 4 В) начнет проводить и диод $Д_4$. При тщательной регулировке ошибка измерений, т. е. отклонение характеристики от квадратичной, может быть меньше, чем 0,5 дБ. Однако частотный диа-



а)



б)

Рис. 7.19. Принципиальная схема квадратичного вольтметра (а) и квадратичная характеристика его, аппроксимированная с помощью диодов (б).

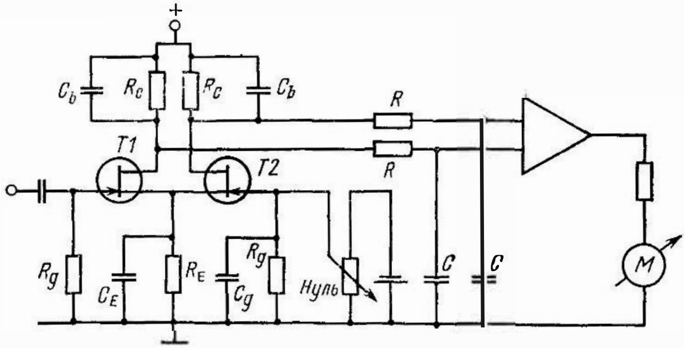


Рис. 7.20. Схема измерения квадрата входного шумового напряжения на полевых транзисторах.

пазон вольтметра из-за трансформатора связи не превышает диапазона звуковых частот.

Для получения квадрата входного шумового напряжения можно использовать также полевые транзисторы, характеристика которых близка к квадратичной зависимости. Требуемый эффект можно получить при помощи различных схем (см., например, [1, 106]), одна из которых изображена на рис. 7.20. Устройство работает таким образом, что в результате влияния входного шумового напряжения u_n в токе стока транзистора T_1 появится постоянная составляющая, пропорциональная среднему квадрату этого напряжения. Постоянная составляющая обратной полярности возникает и на стоке транзистора T_2, на который шумовой сигнал поступает с общего сопротивления R_E истока. Результирующее постоянное напряжение между стоками измеряется при помощи инерционного измерительного прибора, причем необходимую постоянную времени обеспечивают R_cC_b-цепи.

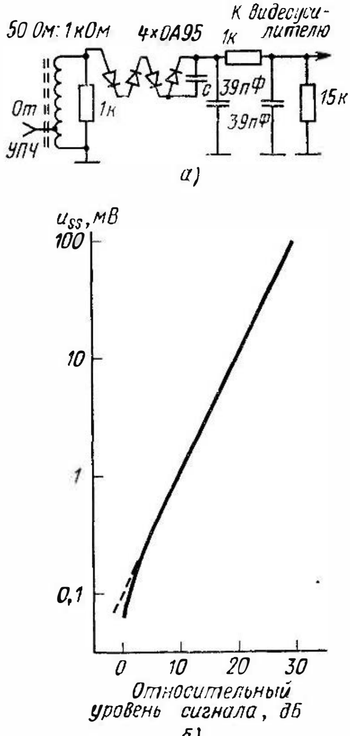


Рис. 7.21. Схема квадратичного детектора (*а*) и детекторная характеристика (*б*).

Чувствительность всего устройства можно увеличить, включив за рассмотренным каскадом дифференциальный усилитель постоянного тока. Однако для обеспечения хорошей стабильности нуля оба полевых транзистора с плоскостным затвором должны быть идентичными, их ток стока следует установить таким, чтобы температурный дрейф был нулевым, и транзисторы должны быть хорошо сопряжены в заданном температурном диапазоне.

Шумовое напряжение или мощность на высоких частотах чаще всего измеряется при помощи термисторов, включенных в мост Уитстона. Мощность определяется по изменению сопротивления термисторов, вызванного изменением их температуры из-за поглощенной высокочастотной мощности. На этом принципе можно реализовать приборы для измерения мощности от нескольких микроватт до нескольких милливатт и частотном диапазоне до нескольких гигагерц (граничные частоты определяются паразитными проводимостями корпуса термистора). При использовании измерителя мощности этого типа процесс измерения шума в высокочастотной области, безусловно, можно упростить, так как выходную шумовую мощность можно измерить, например, уже на выходе усилителя относительно высокой промежуточной частоты, например, 60 МГц и более.

С начала семидесятых годов для измерения ВЧ мощности также используются термоэлементы, изготовленные техникой тонких пленок [107]. Термоэлемент, поглощающий высокочастотную мощность, образует пропорциональное ей постоянное напряжение, которое после усиления измеряется чувствительным усилителем постоянного тока. Достоинством этого метода измерения является большая точность и большой динамический диапазон измеряемых мощностей, которые могут лежать в пределах от микроватт до сотен милливатт. Верхняя частотная граница также лежит в диапазоне около 10—20 ГГц.

В высокочастотных измерителях шума, основанных на супергетеродинном принципе, квадратичный детектор можно включить на выходе УПЧ (см., например, рис. 7.21,*а*) [112]. В рассматриваемом случае средняя частота $f_{mf}=7$ МГц и ширина полосы $B_3=1$ МГц. Квадратичность характеристики обеспечивается последовательным включением четырех германиевых диодов, а также действием компенсирующей емкости C и распределенных емкостей, которые возникают между диодами из-за соответствующего монтажа. Как видно из рис. 7.21,б, квадратичность выполняется с точностью $\pm 1\%$ при динамическом диапазоне сигналов промежуточной частоты 25 дБ.

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ КОНДЕНСАТОРНОГО МИКРОФОНА

Внутреннее сопротивление конденсаторного микрофона имеет емкостной характер, и поэтому в первом каскаде предусилителя (рис. П.1) [180] использован полевой транзистор с плоскостным затвором, включенный по схеме с ОС и более близкий к согласованию по шумам, чем биполярный транзистор. Второй каскад выполнен на биполярном транзисторе, включенном по схеме с ОЭ. Сильная обратная связь обеспечивает высокое входное и малое выходное сопротивление, коэффициент передачи по напряжению равен единице.

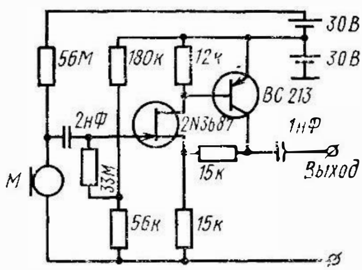


Рис. П.1. Принципиальная схема предусилителя для конденсаторного микрофона.

2. ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ МАГНИТОФОННОЙ ПРИСТАВКИ

Хорошие шумовые свойства предусилителя (рис. П.2) [181] достигаются в результате того, что транзистор работает в малошумящем режиме $I_{C1}=40$ мкА, $V_{CE1}=2$ В и эмиттерное сопротивление *R7* имеет минимально возможное значение. Шумовой вклад (типа $1/f$) транзистора *T2* почти пренебрежим благодаря малому коллекторному току $I_{C2}=0{,}5$ мА, который всего на порядок больше тока I_{C1}.

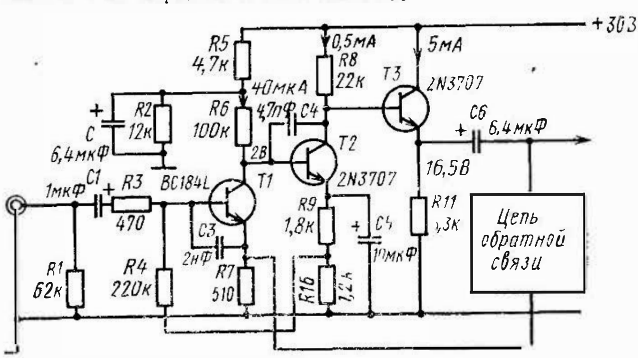


Рис. П.2. Принципиальная схема предусилителя для магнитофонной приставки.

3. ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ ОПЕРАЦИОННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Шумовые свойства операционного усилителя типа μA741 не очень хорошие. Однако их можно существенно улучшить, включив на входе усилителя дифференциальный каскад с малошумящими дискретными кремниевыми транзисторами. Тогда результирующая схема (рис. П.3 [182]) объединяет в себе основные достоинства операционного усилителя, т. е. большое усиление в разомкнутой петле обратной связи и малый шум дискретных транзисторов. RC-цепью обратной связи можно изменять частотную характеристику усилителя.

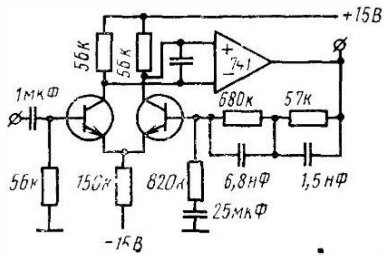


Рис. П.3. Функциональная схема предусилителя для операционного усилителя.

4. МОНОЛИТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ПОДАВЛЕННЫМ ШУМОМ ТИПА $1/f$

Основой усилителя [183] является схема Дарлингтона (рис. П 4,*а*). Однако она дополнена источником тока i_S, с помощью которого для транзисторов устанавливают такие режимы по постоянному току, что они имеют одинаковую крутизну. При сопротивлении источника $R_S=0$ и пренебрежимых сопротивлениях r_{b1} и r_{b2} баз эквивалентный шумовой ток i_1 транзистора T_1 разделится на составляющие i'_1 и i''_1, отношение которых равно отношению

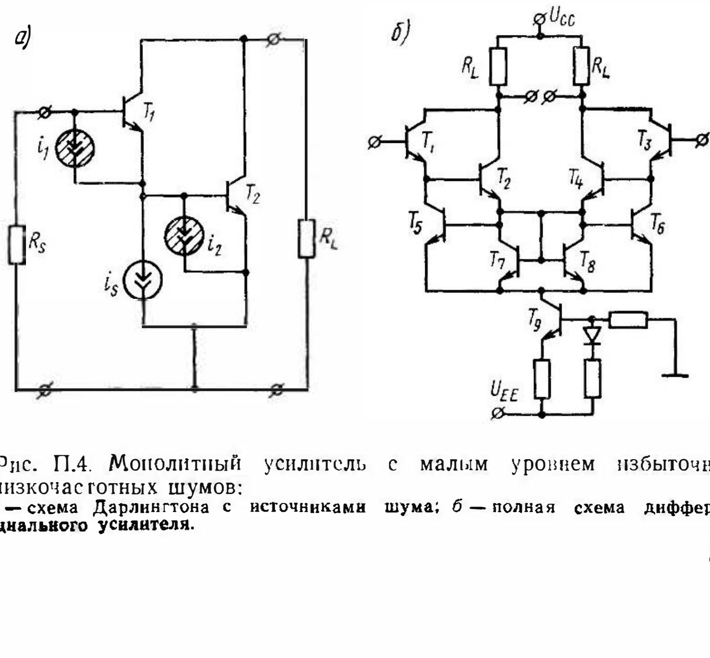


Рис. П.4. Монолитный усилитель с малым уровнем избыточных низкочастотных шумов:
а — схема Дарлингтона с источниками шума; *б* — полная схема дифференциального усилителя.

входных проводимостей транзисторов T_1 (ОБ) и T_2 (ОЭ)$\sim\beta$. Эти составляющие усиливаются пропорционально коэффициентам усиления транзисторов T_1 и T_2, т. е. пропорционально отношению $1/\beta$, так что в нагрузке R_L они взаимно уничтожаются. Подобным образом уничтожаются и составляющие шумового тока i_2. При ненулевых сопротивлениях R_S, r_{b1} и r_{b2} компенсация оказывается неполной, однако, несмотря на это, улучшение шумовых свойств по сравнению с одним транзистором значительно. Это улучшение проявляется не только для шума типа $1/f$, но и для взрывного и дробового шума, которые можно также отобразить входным эквивалентным источником шумового тока; в противоположность этому тепловой шум сопротивлений r_b и дробовой шум коллектора эта цепь не ослабляет. Полная схема монолитного дифференциального усилителя, в которой используется рассмотренный принцип, приведена на рис. П.4,б

5. УСЛОВИЯ ПРИМЕНЕНИЯ ФЛУКТУАЦИОННЫХ УРАВНЕНИЙ АВТОГЕНЕРАТОРА

Рассмотрим символическое уравнение автогенератора

$$Y(p)\,\mathbf{U}_\alpha = \mathbf{I}_\beta(U_\alpha) + \mathbf{I}_{n\beta}, \tag{1}$$

являющееся частным случаем уравнения (6.30) при $V_\alpha = \text{const}$, $\mathbf{I}_\alpha^{\Gamma} = 0$, $\mathbf{I}_{n\alpha} = \mathbf{I}_T = 0$. Вытекающее из него флуктуационное уравнение

$$\frac{Y(p + j\Delta\omega)}{Y(j\Delta\omega)}(m_u + j\psi_u) = \sigma^1{}_U m_u + j\psi_u + \mu_\parallel + j\mu_\perp \tag{2}$$

соответствует (6.59) при $\beta_{\mathcal{J}1} \to \infty$, $\sigma^1{}_{\alpha V} = 0$ и

$$\mu_\parallel = \mathcal{J}_{\beta\parallel}/\mathcal{J}^0{}_\beta, \quad \mu_\perp = \mathcal{J}_{\beta\perp}/\mathcal{J}^0{}_\beta. \tag{3}$$

В § 6.4 флуктуационное уравнение было получено при допущении $\psi^2{}_u \ll 1$, которого в случае автономного генератора делать нельзя.

Дадим здесь вывод уравнения (2) при существенно более слабом ограничении

$$\overline{[\psi(t) - \psi(t - \tau_y)]^2} \ll 1, \tag{4}$$

где τ_Y — время порядка длительности переходного процесса в цепи обратной связи (ЦОС) автогенератора.

Представим $\mathbf{U}_\alpha$, $\mathbf{I}_\beta(U_\alpha)$ и $\mathbf{I}_{n\beta}$ в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_\alpha &= U^0{}_\alpha(1 + m_u)\exp(j\Delta\omega t + j\varphi^0{}_u + j\psi_u), \\ \mathbf{I}_\beta &= \mathcal{J}^0{}_\beta(1 + \sigma^1{}_U m_u)\exp(j\Delta\omega t + j\varphi^0{}_u + j\psi_u), \\ \mathbf{I}_{n\beta} &= (\mathcal{J}_{\beta\parallel} + j\mathcal{J}_{\beta\perp})\exp(j\Delta\omega t + j\varphi^0{}_u + j\psi_u). \end{aligned} \tag{5}$$

Подставляя (5) в (1), учитывая (3) и используя уравнение стационарного режима $U^0{}_\alpha Y(j\Delta\omega) = \mathcal{J}^0{}_\beta$, получим символическое уравнение

$$(1 + m_u)\exp(j\psi_u) = \frac{Y(j\Delta\omega)}{Y(p + j\Delta\omega)}[1 + \sigma^1{}_U m_u + \mu_\parallel + j\mu_\perp]\exp(j\psi_u).$$

Ему соответствует интегральное уравнение

$$[1+m_u(t)] = \int_0^\infty k_Y(\tau)\,[1+\sigma^1{}_U m_u(t-\tau)+$$

$$+\mu_{\parallel}(t-\tau)+j\mu_{\perp}(t-\tau)]\exp j\,[\psi_u(t-\tau)-\psi(t)]\,d\tau, \qquad (6)$$

где $k_Y(\tau)$ — комплексная импульсная переходная функция, соответствующая передаточной функции $Y(j\Delta\omega)/Y(p+j\Delta\omega)$.

Выберем τ_Y так, что при $\tau>\tau_Y$ можно принять $k_Y(\tau)=0$. Например, для одноконтурной ЦОС $k_Y(\tau)=\tau_Q^{-1}\exp(\tau/\tau_Q)$ и $\tau_Y \approx 3\tau_Q$. При условии (4) в подынтегральном выражении равенства (6) можно использовать приближенное представление

$$\exp j\,[\psi(t-\tau)-\psi(t)] = 1+j\psi(t-\tau)-j\psi(t).$$

Пренебрегая в подынтегральном выражении произведением $j\,[\sigma^1{}_U m_u \times \times(t-\tau)+\mu_{\parallel}(t-\tau)+j\mu_{\perp}(t-\tau)]\,[\psi(t-\tau)-\psi(t)]$, которое на несколько порядков меньше остальных слагаемых, и учитывая, что $\int_0^\infty k_Y(\tau)\,d\tau=1$, получаем из (6)

$$m_u(t) = \int_0^\infty k(\tau)\,[\sigma^1{}_U m_u(t-\tau)+j\psi(t-\tau)-j\psi(t)+$$

$$+\mu_{\parallel}(t-\tau)+j\mu_{\perp}(t-\tau)]\,d\tau$$

Этому интегральному уравнению соответствует символическое

$$m_u = \frac{Y(j\Delta\omega)}{Y(p+j\Delta\omega)}\,[\sigma^1{}_U m_u+j\psi_u+\mu_{\parallel}+j\mu_{\perp}]-j\psi_u,$$

которое в точности совпадает с (2), но выведено при допущении (4). Во всех используемых на практике автогенераторах неравенство (4) выполняется с большим запасом.

Вывод более общего флуктуационного уравнения (6.59) из (6.30) в принципиальном отношении не отличается от приведенного здесь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 **Ван дер Зил А.** Шум Источники, описание измерение Пер с англ М, «Сов радио», 1973

2 **Дементьев Е. П.** Элементы общей теории и расчета шумящих линейных цепей Л, Госэнергоиздат, 1973

3 **Robinson F.** Noise in junction diodes and bipolar transistors at moderately high frequencies — «Electronic Eng», 1969, № 2, p 218—220

4 **Schneider B, Strutt M J.** Theory and experiments on shot noise in silicon p—n junction diodes and transistors — «Proc IRE», 1959, v 47, № 4, p 546—554

5 **Schneider B.** Über einige spezielle Probleme beim Rauschen von Halbleiterdioden und Transistoren Promotionsarbeit, Juris Verlag, Zurich, 1960

6 **Ziel A. van der.** Shot noise in transistors — «Proc IRE», 1960, v 48, № 1, p 115—116

7 **Chenette E. R., Ziel A. van der.** Accurate noise measurements on transistors — «IRE Trans», 1962, FD 9, March, p 123—128

8 **Суходоев И В.** Шумовые параметры транзисторов М, «Связь», 1967

9 **Шор К. Г.** Особенности проектирования малошумящих усилительных каскадов на транзисторах — «Радиотехника», 1968, № 12

10 **Гозлинг В.** Применение полевых транзисторов М, «Энергия», 1970

11 **Полевые** транзисторы Физика, технология и применение Пер с англ Под ред С А Майорова М, «Сов радио», 1971

12 **Митин А А., Сафиев Г. Н.** Малошумящий предусилитель на полевых транзисторах — «ПТЭ», 1970, № 4, с 74—75

13 **Ван дер Зил А** Тепловые шумы в полевых транзисторах — ТИРИ, 1962, т 50, № 8, с 1848—1853

14. **Zalud V.** Vysokofrekvenční šumové vlastnosti unipolarních a bipolarních tranzistorů, jejich optimalizace a měření Praha, Habilitační práce, Elektrotechnica fakulta 1971

15 **Есаков Д В, Фурсов В. В, Хатунцев А И** О природе шумов в полевых транзисторах с $p—n$ переходом — «Зарубежная электронная техника», 1972 № 11

16 **Ван дер Зил А** Шумы затвора полевых транзисторов на относительно высоких частотах — ТИИЭР, 1963, т 51, № 3, с 490—496

17 **Галкин В. Н** Полевые транзисторы в чувствительных усилителях Л, «Энергия», 1974

18 **Klaassen F. M.** High frequency noise of the junction field effect transistors — «IEEE Trans», 1967, v ED 14, № 7

19 **Справочник** по полупроводниковым диодам, транзисторам и интегральным схемам М., «Энергия», 1972.

20 **Mavor J., Reed K. B.** Equivalent two port thermal noise representation of MOS transistors — «IEEE Trans», 1967, ED-14, Febr, p 111—112
21 **Leupp A, Strutt M. J. O.** High frequency FET noise parameters and approximation of the optimum source admittance — «IEEE Trans», 1969, ED 16, May
22 **Zalud V.** Termický šum tranzistoru MOS — «Sdelovaci technika», 1968, № 12, str 436—438
23 **Zalud D.** Tranzistor řízený polem v nízkofrekvenční technice — «Sdelovaci technika», 1970, № 3
24 **Robinson F N.** Noise in common emitter amplifier at moderately high frequencies — «Electronic Eng», 1969, April
25 **Нарышкин А. К., Врачев А. С.** Теория низкочастотных шумов М, «Энергия», 1972
26 **Айнбиндер И. М** Шумы радиоприемников М, «Связь», 1974
27 **Paul R.** Transistoren Physikalische Grundlagen Berlin, VEB Verlag Technik, 1964
28 **IEC,** Central Office 47/1955 General principles of measuring methods 16, Noise, 1967, Sept
29 **Руденко В. М., Халяпин Д. Б., Магнушевский В. Р.** Малошумящие входные цепи СВЧ приемных устройств М «Связь», 1971
30 **Stawarz J.** Szumy v tranzystorech Warszawa, ITE, 1968
31 **Zalud V.** Grafické řešení vstupních obvodů přijímače VKV — «Sdelovaci technika», 1967, № 10, str 374—376
32 **Eaglesfield C. C.** A milivoltmeter for UHF — «Electronic Eng», 1957 № 29, p 603
33 **Hyde F. J.** Measurement of transistor noise figure — «Electronic Eng», 1960, № 4, p 224—226
34 **Rheinfelder W.** Design of low noise transistor input circuits London, Ilife Books Ltd, 1965
35 **Bozic S. M.** Noise in MOS transistor — «Electronic Engineering», 1966, № 1, p 40—41
36 **Zalud V** Termicky a fluktuacni sum tranzistoru rizeneho elektrickym polem — šum hradla tranzistoru rizeneho elektrickým polem — «Elektrotechnicky casopis», 1969, v XX, № 4, str 285—294, № 5, str 372—375
37 **Fukui H** Available power gain, noise figure and noise measure of two ports and their graphical representations — «IEEE Trans», 1966, v CT 13, p 137—142
38 **Bachtold W., Strutt M** Darstellung der Rauschzahl und verfugbaren Verstarkung in der Ebene des komplexen Reflexionsfaktor — «AEÜ», 1967, B 21, № 12, S 631—633
39 **Zalud V.** Smithuv diagram a jeho pouziti, Slaboproudy obzor 1968, 30, № 3, str P1—P12
40 **Jungling H** Beitrag zur Ermittlung des optimalen Generatorleitwerts fur geringsten Gesamtrauschfaktor von mehrstufigon HF-verstarken — «Nachrichtentechnik», 1969, B 19, № 4, S 133—138
41 **Bächtold W, Strutt M. J. O.** Simplified equivalent circuit for the noise figure calculation of microwave transistors — «Electron Lett», 1968, May, p. 209—210

42. **Bächtold W., Strutt M. J. O.** Optimum source admittance for minimum noise figure of microwave transistors. — «Electron. Lett.», 1968, August, p. 346—348.
43. **Hartmann K.** The small signal and noise behavior of microwave bipolar transistors up to 12 GHz. European microwave conference. Brussels University, A.11.6. 1973.
44. **Knott K. F.** 1/f voltage noise in silicon planar bipolar transistors. — «Electron. Lett.», 1968, December p. 555—556.
45. **Bächtold W., Kotyczka W., Strutt M J. O.** Computerized calculation of small signal and noise properties of microwave transistors. — «IEEE Trans.», 1969, v. MTT-17, № 8, p. 614—619.
46. **Motchenbacher C. D., Fitchen F. C.** Low noise electronic design. New York, John Wiley and Sons, 1973.
47. **Faulkner E. A.** The design of low — noise audio — frequency amplifiers. — «Radio and Electronic Engineer», 1968, July, p. 17—30.
48. **Малин Б. В., Сонин М. С.** Параметры и свойства полевых транзисторов. М., «Энергия», 1967.
49. **Das M. B.** FET noise sources and their effects of amplifier performance at low frequencies. — «IEEE Trans.», 1972, v. ED-19, March, p. 338—348.
50. **Klaassen F. M., Prins J.** Noise of field — effect transistors at very high frequencies. — «IEEE Trans.», 1969, v. ED-16, № 11, p. 952—957.
51. **Kässer R. D.** Noise factor contours for field — effect transistors at moderately high frequencies. — «IEEE Trans.», 1972, v. ED-19, February, p. 1964—1971.
52. **Becking A. et al.** The noise factor of 4-terminal networks. — «Philips Res. Rep.», 1955, v. 10, p. 349—357.
53. **Robinson F. N.** Noise in common source FET amplifiers. — «Electronic Eng.», 1969, May, p. 79.
54. **Das M. B., Moore J. M.** Measurements and interpretation of low-frequency noise in FET. — «IEEE Trans.», 1974, v. ED-21, April, p. 247—257.
55. **Teledyne** Semiconductor. Applications JFET and Specifications. 1972, June, p. 19.
56. **Bächtold W.** Noise behavior of Schottky barrier gate field effect transistors at microwave frequencies. — «IEEE Trans.», 1971, v. ED-18, February, p. 97—104.
57. **Bächtold W.** Noise behavior of GaAs FET with short gate lengths. — «IEEE Trans.», 1972, v. ED-19, May, p. 674—680.
58. **Anastassion A., Strutt M. J. O.** Experimental and Calculated four Gain and four Noise Parameters of GaAs — FET up to 4 GHz. — «AEÜ», 1974, B. 28, H. 1, S. 37—42.
59. **Анастасиу, Штрутт.** Влияние индуктивности вывода истока на коэффициент шума полевого транзистора. — «ТИИЭР», 1974, т. 62, № 3, с. 156—158.
60. **Beneš O., Černý A., Žalud V.** Tranzistory řízené elektrickým polem. SNTL, Praha, 1972.
61. **Leupp A., Strutt M. J. O.** Noise behavior of the MOSFET at VHF and UHF. — «Electron. Lett.», 1968, v. 4, July, № 15, p. 314—315.
62. **Kern H. E., Mc Kenzie J. M.** Noise studies of ceramic encapsulated JFET. — «Nucl. Sc.», 1970, June, № 3, p. 425—432.

63. **Knott K. F.** Conditions for optimum noise performance in l. f. amplifiers employing junction FET. — «Electron. Lett.», 1968, v. 4, № 5, March, p. 92.
64. **Knott F. K.** Comparison of varactor-diode and junction f. e. t. low — noise LF amplifiers. — «Electron. Lett.», 1967, v. 3, p. 512.
65. **Overgoor B. J. M.** Impedance matching network for capacitor microphones. — «Electronic Appl.», 1968, v. 28, № 1, p. 1—4.
66. **Overgoor B. A.** Camera tube amplifier with FET input. — «Electronic Appl.», 1968, v. 28, № 4, p. 155—159.
67. **«Electronic** applications bulletin», Philips, 1972, v. 31, № 2.
68. **RCA.** Solid-State 74 Data Book Series, SSD-202 B. 1974, p. 396—402.
69. **Navrátil J.** Zesilovač v kombinovaném zapojení. — SNTL Praha.— «Slaboproudý obzor», 1960, v. 21, № 11, str. 652—658.
70. **Davis R. T.** FET step up to low — noise microwave applications.— «Microwaves», 1972, April, p. 34—35.
71. **Eisenberg J. A.** Design 4 to 8 GHz amplifier with 7 dB NF. — «Microwaves», 1973, February, p. 52—56.
72. **Bächtold W.** Microwave amplifiers with FET. — «IEEE J.», Solid-State Circuits, 1973, February.
73. **Wolf G., Dijk G.** Recent developments in circuits and transistors for TV receivers.—«Electronic Appl.», 1969, v. 29, № 2, p. 39—55.
74. **Meyer, Lynn, Hamilton.** Analysis and design of integrated circuits. Mc Graw Hill Comp., 1968.
75. **Tobey, Graeme, Huelsmann.** Operational amplifiers. McGraw Hill Comp., 1971.
76. **Faulkner E. A., Meade M. L.** Noise considerations in the design of current sources. — «Radio and Electronic Eng.», 1970, v. 40, № 2, August. p. 102—104.
77. **Robinson F. N. H.** Noise and fluctuations in electronic devices and circuits. Clarendon Press., Oxford, 1974, p. 126—127.
78. **Brodersen A. J.** et al. Noise in integrated circuit transistor. — «IEEE J.», 1970, v. SC-5, № 2, p. 63—66.
79. **Unger H., Harth W.** Hochfrequenz Halbeiterelektronik. S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1972.
80. **Watson H. A.** Microwave semiconductor devices and their circuit applications. New York, McGraw Hill, 1969. Ch. 12.
81. **Клич С. М.** Проектирование СВЧ устройств радиолокационных приемников. М., «Сов. радио», 1973, с. 138—154.
82. **Johnson K. M.** X-Band integrated circuit mixer with reactively terminated image. — «IEEE Trans.», 1968, v. MTT-16, July, p. 388—397.
83. **Neuf D.** et al. Multi-octave double balanced mixer. — «Microwave J.», 1973, January.
84. **ANZAC.** Waltham. Massachusetts, 1973.
85. **Eichler J., Zalud V.** Radioelectronická zařízeni. I. Skriptum ČVUT. Praha, 1973.
86. **Santic A.** Low — frequency parametric amplifier for small voltage measurements. — «IEEE Trans.», 1974, v. IM-23, № 1, March, p. 8—14.
87. **Biard J. B.** Low — frequency reactance amplifier. — «Proc. IEE», 1963, Febr.

88. **Филатов К. В.** Введение в инженерную теорию параметрического усиления. М., «Сов. радио», 1971.
89. **Bellomo A., Johnston E.** Design procedure for stable minimum noise figure. — «Alta Frequenza», 1970, Febr., № 2, p. 180—182.
90. **Zalud V.** A Chart for Solving Two-port Noise, Gain and Stability Problem. — «AEÜ», 1971, B. 25, № 11, S. 537—539.
91. **Ambrozy A.** Elektronikus Zajok, Müeszaki Könivkiádo, Budapest, 1972.
92. **Budejický J., Klíma F.** Šum elektronických obvodů. SNTL, Praha, 1962
93. **Arthur M. C.** Measurement of noise performance factors: a metrology guide. U. S. Dept. of Commerce. NBS, 1974.
94. **TESLA** — Měřič šumu tranzistorů, FET — tranzistorů a integrovaných obvodů MT 3a. TESLA VUST, Praha, 1972.
95 **Selective** narovoltmetr Type 237. Subsidiary of the Polish Academy of Sciences. Warszawa, P. O. B. 225, 1972.
96. **Knott K. F., Bowmann J. S.** An active filter for low — frequency noise measurement. — «Electronic Eng.», 1966, November, p. 738—739.
97. **Bächtold W., Strutt M. J. O.** Noise in microwave transistors. — «IEEE Trans.», 1968, v. MTT-16, № 9, p. 578—586.
98. **Пурнайя, Бечтел.** Применение циркулятора при измерении коэффициента шума. — «ТИИЭР», 1968, т. 56, № 1, с. 98—99.
99. **Paul R.** Transistor — Messtechnik. VEB Verlag Technik, Berlin, 1967.
100. **Peltz G.** Die Rauschzahl von HF — Eingangsstufen Automatisch Gemessen. — «Funktechnik», 1967, № 14, S. 512—514.
101. **Hewlett** & Packard — Noise Figure Primer. Application Note 57. Palo Alto, California, 1969.
102 **Kässer R.** Theoretische und praktische Untersuchung über das Rauschverhalten von FET. (Promotionsarbeit), Juris Verlag, Zürich, 1973.
103. **Gupta M. S.** Determination of the noise parameters of a linear 2-port. — «Electron. Lett.», 1970, v. 6, August, p. 543—544.
104. **Matsudaira T. K.** Noise behavior of paralleled linear amplifiers. — «J. of the Audio Eng. Society», 1974, v. 22, № 8, October, p. 602—613.
105. **Transistorrauschfaktormesser** «Transnoise». Type TR-9503. Elektromechanisches Unternehmen. Budapest, 1968.
106. **Rousal, Kroupa.** Nový způsob měření efektivní hodnoty napětí časových vzorků šumu. Rozhlasová a televizní technika. Praha, 1974, říjen.
107. **Hewlett** — Packard Journal. 1974. September. p. 16—23.
108. **Avantek** Transistor Data Sheet: Microwave transistor AT-4641, AT-4642. Santa Clara, California, 1974.
109. **Bodway G. E.** Two port Power flow analysis using generalized S-parameters. — «Microwave J.», 1967, v. 10, № 6, May.
110. **Vendelin G. et al.** Computer analyzes rf circuits with generalized Smith charts — «Electronics», 1974, March 21, p. 102—109.
111. **Howson D. P., Smith R. B.** Parametric amplifiers. McGraw Hill 1970.
112. **Suzuki, Attwood.** Square — law detectors — «Proc. IREE», Australia, 1967, September, p. 327—329.

113. **Ailtech** Cutler — Hammer Company. New York, 1973.
114. **Тихонов В. И.** Статистическая радиотехника. М., «Сов. радио». 1966
115. **Левин Б. Р.** Теоретические основы статистической радиотехники, т. 1. М., «Сов. радио», 1969.
116. **Рытов С. М.** Введение в статистическую радиофизику. М., «Наука», 1966.
117. **Смирнов В. И.** Курс высшей математики, т. 2. М., «Наука». 1967.
118. **Ван дер Зил А.** Флуктуации в радиотехнике и физике. Перевод с англ. Под ред. Л. С. Гуткина. М., Госэнергоиздат, 1958.
119. **Burgess R. E.** Homophase and heterophase fluctuations in semiconductory crystals. — «Faraday Soc. Discussions», 1959, № 28, p. 151—158.
120. **Mc Whorter A. L.** 1/f Noise and related surface effects in germanium. — In: MIT, Lincoln Lab., Rept., 1955, № 80.
121. **Plumb J. L., Chenette E. R.** Flicker noise in transistors. — «IEEE Trans.», 1963, v. ED-10, № 5, p. 304—308.
122. **Тагер А. А., Вальд-Перлов В. М.** Лавинно-пролетный диод. М., «Сов. радио», 1968.
123. **Радиоприемные устройства.** Под ред. В. И. Сифорова. М., «Сов. радио», 1974.
124. **Friis H. T.** Noise figures of radio receivers. — «Proc. IRE», 1944, v. 32, № 7, p. 419—422.
125. **Хаус Г., Адлер Р.** Теория линейных шумящих цепей. Пер. с англ. Под ред. Л. А. Биргера. М., ИЛ, 1963.
126. **Малахов А. Н.** Флуктуации в автоколебательных системах. М., «Наука», 1968.
127. **Горелик Г. С., Елкин Г. А.** О преобразовании флуктуаций амплитуды и фазы автоколебаний резонансными системами. — «Радиотехника и электроника», 1957. т. 2, № 1, с. 28—33.
128. **Плотников Е. М.** Передаточные функции некоторых резонансных систем для малых возмущений фазы входного напряжения. — «Изв. вузов. Радиотехника», 1956, т. 8, № 1, с. 65—71.
129. **Евтянов С. И.** О связи укороченных уравнений с символическими. «Радиотехника», 1946, т. 1, № 1, с. 68—79.
130. **Евтянов С. И.** Переходные процессы в приемно-усилительных схемах. М., Связьиздат. 1948.
131. **Гудзенко Л. И.** О периодически нестационарных случайных процессах. — «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 6 с 1062—1064.
132. **Бруевич А. Н.** Флуктуации в автогенераторах при периодически нестационарном дробовом шуме. — «Радиотехника», 1968, т. 23, № 5, с. 35—42.
133. **Альтшуллер Г. Б.** Кварцевая стабилизация частоты. М., «Связь», 1970.
134. **Гербер Е., Сайкс Р.** Кварцевые резонаторы и генераторы — современный уровень техники. — «ТИИЭР», 1966, т. 54, № 2, с. 5—18.
135. **Аптэк Ю. Э., Филатов Д. И.** Кварцевый автогенератор с малым уровнем флуктуаций. — «Радиотехника и электроника», 1966. т. 11. вып. 4. с 759—761.
136. **Пенфилд П.** (мл.). Анализ периодически возбуждаемых нелинейных систем методами теории цепей. — «ТИИЭР», 1966, т. 54, № 2, с. 182—197.

137. **Жаботинский М. Е., Свердлов Ю. Л.** Основы теории и техники умножения частоты. М., «Сов. радио», 1964
138. **Бруевич А. Н.** Умножители частоты. М., «Сов. радио», 1970.
139. **Токарев В. Ф., Поваров А. А.** О вкладе усилительного и умножительного каскадов в фазовые шумы многокаскадного умножителя частоты. — «Электросвязь», 1969, № 7, с. 15—23.
140. **Клюмель М. З.** Экспериментальное исследование фазовой устойчивости умножителей частоты и уширения спектральной линии. — «Измерительная техника», 1957, № 4, с. 85—89.
141. **Кулешов В. Н., Лешуков Б. Е.** Флуктуации в транзисторных усилителях большого гармонического сигнала и автогенераторах. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1974, т. 17, № 6, с. 840—850
142. **Кулешов В. Н., Лучинин А. В.** Флуктуации амплитуды и фазы в усилительных и умножительных каскадах на полевых транзисторах. — «Труды МЭИ. Радиопередающие и радиоприемные устройства», 1974, вып. 193, с. 28—32.
143. **Эберс Д., Молл Д.** Характеристики плоскостных полупроводниковых триодов при больших сигналах. — «Вопросы радиолокационной техники», 1955, № 4.
144. **Берг А. И.** Теория и расчет ламповых генераторов. М., Госэнергоиздат, 1932.
145. **Евтянов С. И.** Радиопередающие устройства. М., Связьиздат, 1950.
146. **Бруевич А. Н., Евтянов С. И.** Аппроксимация нелинейных характеристик и спектры при гармоническом воздействии. М., «Сов. радио», 1965.
147. **Каскады** радиоприемников на полевых транзисторах. М., «Энергия», 1974. Авт.: Богатырев Е. А., Капитонов Н. Н., Мырсин Ю. С. и др.
148. **Grey P. E., Searle C. L.** Electronic principles. Physics, models, and circuits. N. Y., John Wiley Sons, 1969.
149. **Корнилов С. А., Савшинский В. А., Уман С. Д.** Шумы клистронных генераторов малой мощности. М., «Сов. радио», 1972.
150. **Кулешов В. Н., Морозов А. А.** О прохождении сигнала и шума через частотные детекторы. — «Электросвязь», 1964, № 10, с. 25—32.
151. **Берштейн И. Л.** О флуктуациях вблизи периодического движения автоколебательной системы. — «ДАН СССР», 1938, т 20, вып. 1, с. 11—16
152. **Берштейн И. Л.** Флуктуации в автоколебательной системе и определение естественной размытости частоты лампового генератора. — ЖТФ, 1941, т. II, вып. 4, с. 305—316.
153. **Понтрягин Л. С., Андронов А. А., Витт А. А.** О статистическом рассмотрении динамических систем. — ЖЭТФ, 1933, т. 3. вып. 3, с 165—180.
154. **Берштейн И. Л.** Флуктуации амплитуды и фазы лампового генератора — «Изв АН СССР. Сер. физ.», 1950, т. 14, вып. 2, с. 145—173
155. **Стратонович Р. Л.** Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М, «Сов. радио», 1958.
156. **Львович А. А., Гейсман Ю. В.** Высокостабильные кварцевые генераторы на туннельных диодах. М., «Связь», 1970.
157. **Здорнова Е. А., Малахов А. Н.** Измерения амплитудных флуктуаций генератора на полупроводниковых триодах. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1963, т. 6, № 4, с. 854—856.

158. **Волошин В. И.** Флуктуации в одноконтурном транзисторном автогенераторе. Труды научно-технич. конф. ЛЭИС, 1968, вып. 1—2, с. 261—265.
159. **Малахов А. Н., Якимов А. В.** Естественные флуктуации в автогенераторе на полупроводниковом триоде. — «Радиотехника и электроника», 1968, т. 13, № 8, с. 1460—1467.
160. **Малахов А. Н., Якимов А. В.** Параметрическое уширение спектральной линии в транзисторных генераторах. — «Радиотехника и электроника», 1969, т. 14, № 2, с. 294—300.
161. **Якимов А. В.** Технические флуктуации в генераторе на полупроводниковом триоде. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1969, т. 12, № 5, с. 727—732.
162. **Кулешов В. Н., Лешуков Б. Е., Лучинин А. В.** О флуктуациях в кварцевом автогенераторе по схеме емкостной трехточки. — «Труды МЭИ. Теория колебаний и прецизионная радиотехника», 1975, вып. 265, с. 24—27.
163. **Шачнева М. М., Якимов А. В.** Флуктуации в высокочастотном транзисторном автогенераторе. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1970, т. 13, № 10, с. 1523—1527.
164. **Klein H. J.** Untersuchung der Rauscheigenschaften von transistoroszillatoren. — Nachrichtentechnik, 1969, b. 19, № 8, s. 281—286.
165. **Евтянов С. И., Кулешов В. Н.** Флуктуации в одноконтурных автогенераторах. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1958, № 4, с. 93—102.
166. **Евтянов С. И., Кулешов В. Н.** Флуктуации в автогенераторах.— «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 4, с. 496—506.
167. **Горелик Г. С.** К вопросу о технической и естественной ширине линии лампового генератора. — ЖЭТФ, 1950, т. 20, вып. 4, с. 351—355.
168. **Яглом А. М.** Корреляционная теория процессов со случайными стационарными n-ми приращениями. — «Математический сборник (новая серия)», 1955, т. 37, вып. 1, с. 141—196.
169. **Малахов А. Н.** Форма спектральной линии колебания при малых флуктуациях амплитуды и частоты. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1967, т. 10, № 6, с. 885—888.
170. **Аптэк Ю. Э., Гершт А. М.** К вопросу о крыльях спектра квазигармонического сигнала. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1963, т. 6, вып. 2, с. 311—323.
171. **Кулешов В. Н., Лучинин А. В.** Естественные флуктуации в автогенераторе на полевом транзисторе. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1975, т. 18, № 1, с. 39—44.
172. **Жаботинский М. Е., Зильберман П. Е.** О флуктуациях в кварцевых генераторах. — «ДАН СССР», 1958, т. 119, № 5, с. 918—921.
173. **Малахов А. Н.** О флуктуациях в кварцевом генераторе. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1966, т. 9, № 3, с. 622—624.
174. **Солин Н. Н.** Естественные флуктуации в автогенераторе с нелинейным кварцевым резонатором. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1969, т. 12, № 9, с. 1396—1401.
175. **Солин Н. Н.** Флуктуации в одноконтурных кварцевых автогенераторах на электронных лампах. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1971, т. 14, № 3, с. 267—275.

176. **Ямный В. Е., Гавра Т. Д.** Экспериментальное исследование частотных флуктуаций кварцевых транзисторных генераторов. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1967, т. 10, № 8, с. 794—800.
177. **Тестоедов Ю. И., Чеглаков Л. С.** Анализ флуктуаций транзисторного кварцевого генератора с использованием зарядной модели. — «Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехническая», 1973, № 1, с. 62—70.
178. **Евтянов С. И., Каменский Е. И., Есин В. А.** Исследование автогенератора с кварцем по схеме Шембеля. — «Радиотехника», 1954, т. 9, № 2, с. 36—46.
179. **Волошин В. И.** К вопросу о предельно возможном отношении сигнал/шум в одноконтурном автогенераторе. — В кн.. Сборник материалов Научно-техн. конф. ЛЭИС, 1969, вып. 2, с. 190—193.
180. **Hillebrand F., Heierling H.** Feldeffekttransistoren in Analogen und Digitalen Schaltungen. Transis Verlag 1972, München.
181. **Walker H. P.** Low-noise audio amplifiers. Wireless World, 1972, May, str. 233—237.
182. **Hedgeland P. R.** Op-amp pre-amp. Wireless World, December 1972. P. 575.
183. **Brodersen et al.** A superior low — noise amplifier. IEEE International Solid-State Circuits Conference. Univ. of Pennsylvania, 1970.
184. **Lauritzen P. O.** Noise due to generation and recombination. of carriers in p—n junction transition region. — «IEEE Trans.», 1968, v. ED-15, № 10, p. 770—776.
185. **Нарышкин А. К.** Противошумовые коррекции в широкополосных усилителях на транзисторах. М., «Связь», 1969.
186. **Стенников В. Е.** Аналитическая зависимость частоты перегиба от макроскопических параметров транзистора. — «Изв. Томск. политехн. ин-та», 1973, т. 262, с. 115—119.
187. **Нарышкин А. К.** Противошумовые коррекции в транзисторных усилителях. М., «Связь», 1974
188. **Апериодические** усилители на полупроводниковых приборах. Проектирование и расчет. Под ред. Р. А. Валитова и А. А. Куликовского. М., «Сов. радио», 1968, с. 254—296.
189. **Неверовский К. В.** Исследование шумовых характеристик конденсаторных микрофонов. Автореферат канд. дисс. М., НИКФИ, 1974.
190. **Гуревич С. Б.** Физические процессы в передающих телевизионных трубках. М., Физматгиз, 1958, с. 168.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ОГЛАВЛЕНИЕ

ИБ № 246

Вацлав Жалуд
Валентин Николаевич Кулешов

ШУМЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ УСТРОЙСТВАХ

Под общей редакцией
А. К. Нарышкина

Редактор *Э. М. Горелик*
Обложка художника *Б. К. Шаповалова*
Технические редакторы *О. Д. Кузнецова* и *А. А. Белоус*
Корректор *О. В. Щербакова*

Сдано в набор 18/II 1977 г. Подписано в печать 11/V 1977 г. Т-07478
Формат 84×108/32 Бумага типографская № 1
Объем 21,84 усл. п. л., 20,83 уч.-изд. л.
Тираж 11 200 экз. Зак. 64 Цена 1 р. 50 к.

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, а/я 693

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.