

ВИДЕОУСИЛИТЕЛЬ С ОБЩИМ ФИЛЬТРОМ

И. А. СУСЛОВ

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Введение

Для неискаженного усиления импульсов большой длительности приходится в каждом каскаде видеоусилителя применять конденсаторы большой емкости в цепях катода, экранирующей сетки и в анодном фильтре. Это приводит к увеличению габаритов и стоимости усилителя. Одним из наиболее экономных решений является совмещение функций катодного, анодного и экранного фильтров. Такая задача может быть выполнена с помощью схемы рис. 1. Здесь конденсатор C_{ϕ} закорачивает переменную составляющую экранного тока на катод, выполняя таким образом функции конденсатора экранного фильтра.

Одновременно он входит в состав анодного фильтра и позволяет осуществить фильтрацию напряжения анодного питания, развязку каскадов и коррекцию низких частот. Переменная составляющая анодного тока проходит в схеме рис. 1 через конденсатор C_{ϕ} непосредственно на анодную нагрузку, минуя сопротивление R_k . Благодаря этому устраняется обратная связь по току, для чего в обычной

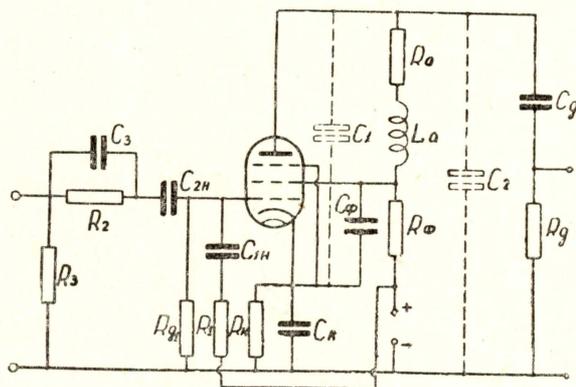


Рис. 1.

схеме служит конденсатор в катоде. Имея в виду указанное совмещение функций катодного, анодного и экранного конденсаторов, назовем схему рис. 1 усилителем с общим фильтром.

Схема рис. 1 впервые была описана Г. М. Цейдлером и Дж. Д. Ноэ [1]. Авторы назвали ее „пентриодным“ усилителем на том основании, что на высоких частотах лампа работает здесь как обычный пентод, а на низких—из-за конечного сопротивления конденсатора C_{ϕ} на экранирующей сетке появляется переменный потенциал, как при триодном включении. Однако подобное же явление имеет место и в обычном реостатном каскаде. Поэтому „пентриодная“ работа не является характерной особенностью рассматриваемой схемы.

В [1] исследуется лишь частный случай, когда противосвязь за счет переменного потенциала на экранирующей сетке компенсируется соответствующим возрастанием анодной нагрузки и частотная характеристика становится равномерной вплоть до частоты $\omega = 0^1$). При этом не учитывается действие переходной цепочки $C_g R_g$. Однако для видеоусилителей наибольший интерес представляет случай коррекции всех низкочастотных искажений, в том числе и обусловленных цепью $C_g R_g$.

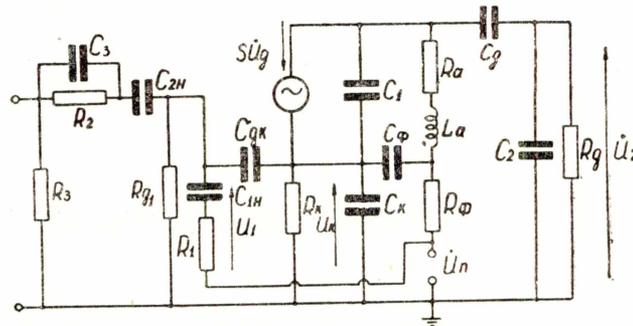


Рис. 2.

Эквивалентная схема рассматриваемого усилителя изображена на рис. 2. Здесь U_n — напряжение паразитной обратной связи, развиваемое выходными каскадами на зажимах источника анодного питания, C_2 включает монтажную емкость на землю и входную емкость следующего каскада.

Опуская элементы, определяющие характеристики усилителя в области низких частот, запишем уравнения узловых потенциалов схемы рис. 2 для высоких частот

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 \cdot I \omega C_{gk} - \dot{U}_k j \omega C_{gk} &= \dot{I}_1, \\ -(S + j \omega C_{gk}) \dot{U}_1 + \dot{U}_k \left[S + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{Z_a} + j \omega (C_k + \right. & \\ \left. + C_{gk}) \right] - \dot{U}_2 \frac{1}{Z_a} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$-S \dot{U}_1 - \dot{U}_k \left(S + \frac{1}{Z_a} \right) + \dot{U}_2 \left(\frac{1}{Z_a} + j \omega C_2 \right) = 0,$$

где

$$\frac{1}{Z_a} = j \omega C_1 + \frac{1}{R_a + j \omega L_a}.$$

Коэффициент усиления схемы может быть найден из двух последних уравнений (1). Их можно упростить, пренебрегая проводимостью $j \omega C_{gk}$ по сравнению с рядом стоящим S . Тогда эти уравнения перепишутся в виде:

$$\dot{U}_k \left(S + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{Z_a} + j \omega C_k \right) - \dot{U}_2 \frac{1}{Z_a} = S \dot{U}_1,$$

¹⁾ Совершенно аналогично можно компенсировать искажения, создаваемые цепью экранирующей сетки в реостатном каскаде.

$$-\dot{U}_k \left(S + \frac{1}{Z_a} \right) + \dot{U}_2 \left(\frac{1}{Z_a} + j\omega C_2 \right) = -S\dot{U}_1. \quad (2)$$

Из системы (2) получаем

$$K = -SR_a \cdot \frac{1 + j(\kappa + q)\Omega + j^2\kappa q\Omega^2}{1 + j[q + (1-x)m + 1 + (1-x)(\gamma - 1)]\Omega + \dots} \dots$$

$$\dots \frac{\dots}{+ j^2[\kappa + q + (1-x)xm + \kappa(1-x)(\gamma - 1)]\Omega^2 + j^3\kappa[q + (1-x)xm]\Omega^3}. \quad (3)$$

Здесь обозначено $C_1 + C_2 = C_0$, $\Omega = \omega C_0 R_a$, $x = \frac{C_1}{C_0}$,

$$q = \frac{C_k R_k}{C_0 R_a}, \quad m = \frac{R_k}{R_a}, \quad \kappa = \frac{L_a}{C_0 R_a^2}, \quad \gamma = 1 + SR_k.$$

Из (3) следует, что на средних частотах (поскольку мы не учитываем элементов схемы, определяющих характеристики в области низких частот, то, следовательно, и при $\Omega = 0$) коэффициент усиления равен $K_0 = -SR_a$. Таким образом, усиление на средних частотах будет одинаковым с усилением обычного каскада с заземленным катодом, т. е. обратная связь по току на средних частотах отсутствует. Однако она появляется на высоких частотах вследствие того, что ток, заряжающий паразитную емкость C_2 , будет протекать через сопротивление R_k .

Положим в выражении (3) для простоты $\kappa = 0$ и будем считать, что C_k образовано только паразитной емкостью, т. е. $q \cong 0$.

$$\text{Тогда } K = -\frac{SR_a}{1 + j\Omega[m + x + (1-x)\gamma]} = -\frac{SR_a}{1 + j\omega C_0 R_a[m + x + (1-x)\gamma]}$$

и комплексный коэффициент усиления будет таким же, как у обычного реостатного каскада, но с паразитной емкостью, увеличенной в $m + x + (1-x)\gamma$ раз. В результате полоса пропускания усилителя заметно сокращается. Для устранения этого недостатка можно идти двумя путями: 1) увеличить корректирующую индуктивность и использовать конденсатор C_k в качестве дополнительного корректирующего элемента, 2) использовать C_k в качестве блокирующей емкости. В первом случае на сопротивлении R_k будет иметься переменный потенциал, влияющий на динамическую входную емкость каскада.

Входная емкость усилителя рис. 1

Протекание высокочастотных компонент сигнала по сопротивлению R_k может привести к тому, что динамическая входная емкость усилителя рис. 1 будет отличаться от входной емкости лампы и потребуются соответствующее уточнение формулы (3) для K , полученной в предположении постоянства этой емкости.

Из системы уравнений (1) входная проводимость рассматриваемого усилителя получается равной:

$$Y_{вх} = \frac{i_1}{U_1} = j\omega C_{gk} \cdot \begin{vmatrix} \frac{1}{R_k} + j\omega(C_k + C_{gk}), & j\omega C_2 \\ -\left(\frac{1}{Z'_a} + j\omega C_1\right), & \frac{1}{Z'_a} + j\omega(C_1 + C_2) \end{vmatrix}. \quad (4)$$

Здесь $Z'_a = R_a + j\omega L_a$.

Из (4) видно, что как на низких ($\omega \rightarrow 0$), так и на очень высоких ($\omega \rightarrow \infty$) частотах входная проводимость каскада равна $j\omega C_{gk}$ и динамическая емкость равна входной емкости лампы. В промежутке между этими крайними значениями должно иметь место уменьшение входной емкости за счет появления переменного потенциала на катоде.

Перепишем (4) в виде

$$Y_{вх} = j\omega C_{gk} \cdot \frac{1}{1 + \frac{S \cdot j\omega C_2}{\left[\frac{1}{R_k} + j\omega(C_k + C_{gk}) \right] \left[\frac{1}{Z'_a} + j\omega(C_1 + C_2) \right] + j\omega C_2 \left(\frac{1}{Z'_a} + j\omega C_1 \right)}}. \quad (5)$$

Второе слагаемое знаменателя входящей в (5) дроби значительно меньше первого, так как $\frac{1}{R_k} \gg \omega C_2$. Поэтому мы не сделаем большой ошибки, если дополним $j\omega C_2 \left(\frac{1}{Z'_a} + j\omega C_1 \right)$ до $j\omega C_2 \left[\frac{1}{Z'_a} + j\omega(C_1 + C_2) \right]$.

Тогда (5) переписывается в виде

$$Y_{вх} = j\omega C_{gk} \cdot \frac{1}{1 + \frac{S \cdot j\omega C_2}{\left[\frac{1}{R_k} + j\omega(C_{gk} + C_2 + C_k) \right] \left[\frac{1}{Z'_a} + j\omega(C_1 + C_2) \right]}} = \frac{1}{1 + A e^{j\psi}}. \quad (5')$$

При соблюдении строгости в выкладках необходимо было бы в выражении (5') выделить вещественную и мнимую части и найти затем динамическую входную емкость и активную проводимость. Однако такой путь приводит к громоздким выражениям¹⁾. Поэтому мы ограничимся приближенной оценкой.

Величина A стремится к нулю как при $\omega \rightarrow 0$, так и при $\omega \rightarrow \infty$. Влияние дроби $A e^{j\psi}$ будет наибольшим при максимуме A . Найдем

¹⁾ Подробные расчеты зависимости $C_{вх}$ от частоты и параметров схемы приводятся в [2].

максимум A , пренебрегая для простоты наличием индуктивной коррекции в анодной цепи, т. е. полагая $L_a = 0$. При $L_a = 0$

$$A^2 = \frac{S^2 R_k^2 (1-x)^2 \Omega^2}{[1+q^2(1+n)^2 \Omega^2][1+\Omega^2]}, \quad (6)$$

где $n = \frac{C_{gk} + C_2}{C_k}$, $x = \frac{C_1}{C_a}$.

Приравняв нулю производную $\frac{\partial A^2}{\partial \Omega^2}$, получим $\Omega_{\text{макс}}^2 = \frac{1}{q(1+n)}$ и

$$A_{\text{макс}} = \frac{S R_k (1-x)}{1+q(1+n)}.$$

При этом фазовый угол $\psi_{\text{макс}}$ будет равным

$$\psi_{\text{макс}} = \frac{\pi}{2} - \arctg \sqrt{q(1+n)} - \arctg \frac{1}{\sqrt{q(1+n)}} = 0,$$

так как два последних угла дополняют друг друга до $-\frac{\pi}{2}$.

Таким образом, минимальная величина динамической входной емкости равна

$$C_{\text{вх. мин}} = \frac{C_{gk}}{1 + S R_k \cdot \frac{(1-x)}{1+q(1+n)}}.$$

При $x = 0,2$, $S R_k = 1,5$, $q(1+n) = 1$ получаем, например

$$C_{\text{вх. мин}} = \frac{C_{gk}}{1,6}. \text{ Если при этом } C_{gk} \text{ составляет } 0,4 \text{ от общей емкости}$$

$C_0 = C_1 + C_{gk} + C_0'$ в анодной цепи, то последняя изменяется лишь на 15%.

Анализ работы усилителя частотным методом

Ввиду сложности учета действия изменений входной емкости следующего каскада ограничимся анализом в предположении, что эта емкость постоянна. При этом остается справедливой формула (3) для комплексного коэффициента усиления. В соответствии с (3) выражение для нормированного коэффициента передачи будет

$$\dot{M} = \frac{\dot{K}}{K_0} = \frac{1 + j(\kappa + q)\Omega + j^2 \kappa q \Omega^2}{1 + j[q + (1-x)m + 1 + (1-x)(\gamma-1)]\Omega + \dots}$$

$$\dots + j^2 [\kappa + q + (1-x)xt + \kappa(1-x)(\gamma-1)] \Omega^2 + \dots$$

$$\dots + j^3 \kappa [q + x(1-x)m] \Omega^3 = \frac{1 + ja_1 \Omega + j^2 a_2 \Omega^2}{1 + jb_1 \Omega + j^2 b_2 \Omega^2 + j^3 b_3 \Omega^3} \quad (7)$$

Для определения оптимальных параметров коррекции, соответствующих „плоской“ частотной характеристике, получаем два уравнения

$$\kappa^2 + q^2 = [q + (1 - x)m + 1 + (1 - x)(\gamma - 1)]^2 - 2[\kappa + q + (1 - x)xt + \kappa(1 - x)(\gamma - 1)], \quad (8)$$

$$\kappa^2 q^2 = [\kappa + q + (1 - x)xt + \kappa(1 - x)(\gamma - 1)]^2 - 2\kappa[q + (1 - x)m + 1 + (1 - x)(\gamma - 1)] \cdot [q + x(1 - x)m]. \quad (9)$$

Первое из них изображается параболой, вершина которой соответствует $\kappa = -[\gamma(1 - x) + x]$. Систему уравнений (8), (9) можно решить графическим путем, задаваясь κ и вычисляя q из уравнений (8) и (9). На рис. 3 уравнения (8) и (9) представлены графически для области

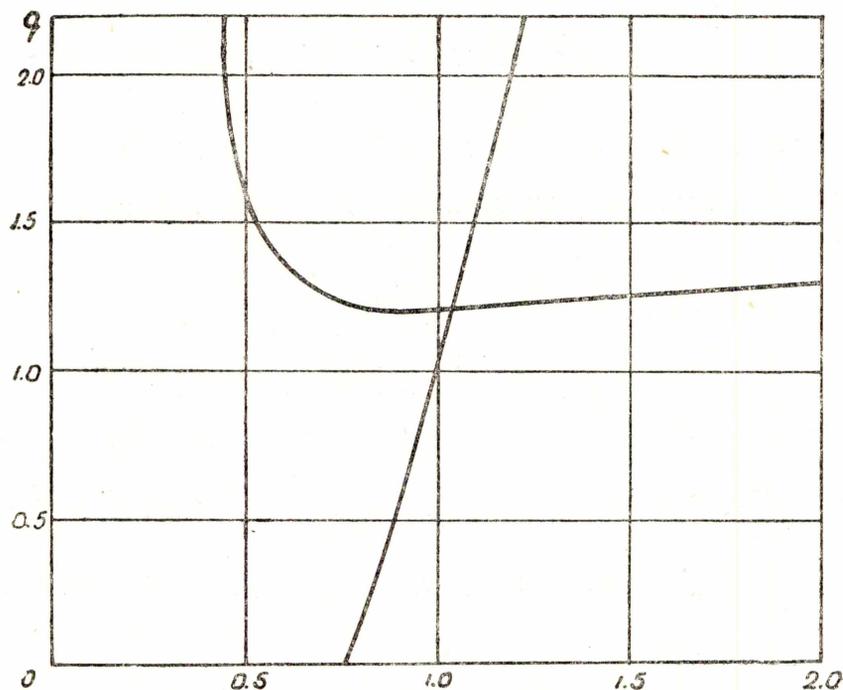


Рис. 3.

положительных значений параметров κ и q . Ход кривых рис. 3 показывает, что довольно быстро можно найти решение также методом последовательных приближений. Для этого, задаваясь κ порядка 1, вычисляем q из уравнения (9), а затем найденное q подставляем в уравнение (8) и определяем κ . Благодаря пологому ходу кривой 2 (уравнение (9)) и крутому наклону кривой 1 (уравнение (8)) уже первое приближение довольно близко к искомому решению системы (8), (9), а второго приближения оказывается вполне достаточно. При $x = 0$, $\gamma = 2,5$, $m = 0,08$ оптимальные значения κ и q получились равными $\kappa = 1,83$, $q = 1,84$. Соответствующая нормированная частотная характеристика, вычисленная по формуле

$$M = \sqrt{\frac{1 + A_1 \Omega^2 + A_2 \Omega^4}{1 + A_1 \Omega^2 + A_2 \Omega^4 + B_3 \Omega^6}},$$

где $A_1 = a_1^2 - 2a_2$, $A_2 = a_2^2$, $B_3 = b_3^2$, изображена на рис. 4 кривой 2.

При $x = 0,5$, $\gamma = 2,5$, $m = 0,08$ имеем $\kappa = 1,14$, $q = 1,2$. Частотная характеристика для этого случая изображена кривой 3 рис. 4. В идеальном случае, когда $x = 1$, т. е. вся емкость анодной цепи сосредоточена между анодом и катодом лампы данного каскада, числитель и знаменатель выражения (7) сокращаются на $1 + jq\Omega$ и последнее становится равным

$$M = \frac{1 + j^2 \kappa \Omega}{1 + j\Omega + j^2 \kappa \Omega^2}, \quad (10)$$

т. е. совпадает с аналогичным выражением для схемы с параллельной индуктивной коррекцией (кривая 4, рис. 4). Этого и следовало ожидать, так как ввиду отсутствия емкости C_2 обратная связь за счет тока, заряжающего эту емкость, отсутствует. Устранить обратную связь на высоких частотах, создаваемую током, заряжающим C_2 , можно увеличением постоянной времени $C_k R_k$ таким образом, чтобы было $q \gg 1$, например, выбирая в качестве C_k конденсатор емкостью 5000—10000 пф. При этом в знаменателе можно пренебречь членами, стоящими рядом с q (оставив лишь в b_2 величину κ), и выражение (7) снова сокращается на $1 + jq\Omega$, становясь одинаковым с (10).

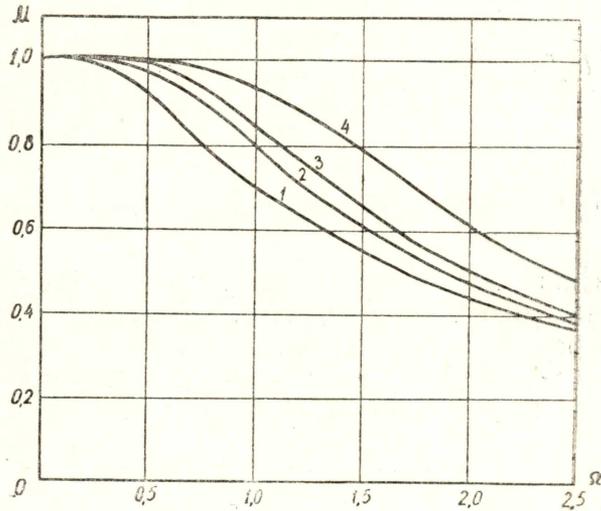


Рис. 4.

Таким образом, в схеме рис. 1 по сравнению с обычной схемой с простой коррекцией устраняются два конденсатора большой емкости, а усиление и полоса пропускания остаются прежними.

Серьезным недостатком рассматриваемого усилителя является его повышенная неустойчивость. Она связана с тем, что часть паразитного напряжения \dot{U}_n (рис. 2) поступает здесь с зажимов источника питания через R_ϕ и C_ϕ на сопротивление R_k в сеточную цепь первого каскада, в то время как при обычном включении анодного фильтра первый каскад не охватывается паразитной обратной связью. Указанный недостаток можно устранить с помощью описываемой ниже компенсации.

Повышение устойчивости усилителя с общим фильтром

Найдем напряжение U_2' , которое появляется на аноде первой лампы за счет связи через общий источник анодного питания. Опуская в эквивалентной схеме рис. 2 элементы, имеющие значение лишь для области высоких частот, и заменяя источник напряжения \dot{U}_n ге-

нератором тока $\frac{\dot{U}_n}{R_\phi}$, получаем (при $\dot{U}_1 = 0$) следующие уравнения узловых потенциалов:

$$\begin{aligned}
\dot{U}_k \left(S + S_3 + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_{i3}} + j\omega C_\phi \right) - \dot{U}_3 \left(\frac{1}{R_{i3}} + j\omega C_\phi \right) &= 0, \\
-\dot{U}_k \left(S_3 + \frac{1}{R_{i3}} + j\omega C_\phi \right) + \dot{U}_3 \left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_\phi} + \frac{1}{R_{i3}} + \right. \\
\left. + j\omega C_\phi \right) - \dot{U}_2 \cdot \frac{1}{R_a} &= \frac{\dot{U}_n}{R_\phi}, \\
-S\dot{U}_k - \dot{U}_3 \cdot \frac{1}{R_a} + \dot{U}_2 \cdot \frac{1}{R_a} &= 0.
\end{aligned}$$

Отсюда

$$\dot{U}_2' = \dot{U}_n \cdot \frac{S + S_3 + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_{i3}} + \frac{SR_a}{R_{i3}} + j\omega C_\phi \left(1 + SR_a \right)}{S + S_3 + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_{i3}} + \frac{R_\phi}{R_k R_{i3}} + j\omega C_\phi \left(1 + \frac{R_\phi}{R_k} \right)}.$$

При $\frac{R_\phi}{R_k} = SR_a$ имеем $\dot{U}_2' = \dot{U}_n$, напряжение паразитной обратной

связи передается ко входу второго каскада так же, как при отсутствии анодного фильтра, т. е. оказывается в десятки раз большим, чем в реостатном усилителе с одинаковыми параметрами.

Коэффициент передачи напряжения от сетки к аноду в схеме ис. 2 для области низких частот равен

$$K_{12} = \frac{\frac{S}{R_k} \left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_\phi} + \frac{1}{R_{i3}} \right) + \frac{S}{R_\phi R_{i3}} + \frac{S}{R_k R_a} + j\omega C_\phi S \left(\frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_\phi} \right)}{\frac{1}{R_a R_\phi} \left[S + S_3 + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_{i3}} + \frac{R_\phi}{R_k R_{i3}} + j\omega C_\phi \left(1 + \frac{R_\phi}{R_k} \right) \right]}.$$

Пересчитывая U_2' от анода к сетке первого каскада, получим

$$\dot{U}_{2n} = \frac{\dot{U}_2'}{K_{12}} = -\dot{U}_n.$$

$$\begin{aligned}
&\frac{\frac{1}{R_a R_\phi} \left[S + S_3 + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_{i3}} + \frac{SR_a}{R_{i3}} + j\omega C_\phi \left(1 + SR_a \right) \right]}{\frac{S}{R_k} \left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_\phi} + \frac{1}{R_{i3}} \right) + \frac{S}{R_\phi R_{i3}} + \frac{S_3}{R_k R_a} + j\omega C_\phi S \left(\frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_\phi} \right)} = \\
&= -\dot{U}_n \cdot \frac{a + j\omega b}{C + j\omega d}. \quad (11)
\end{aligned}$$

Для компенсации напряжения обратной связи применим цепочку $R_1 C_{1н} C_{2н} R_2$ (рис. 1). Здесь $R_3 \ll R_2 \ll R_{g1}$, R_3 служит для того, чтобы усилитель не возбуждался при отключении источника сигнала. Конденсатор C_3 вместе с R_2 образует плечо компенсированного делителя, другое плечо которого состоит из R_{g1} и входной емкости. Таким образом устраняется опасность больших искажений на высоких частотах за счет R_2 .

Напряжение, снимаемое с компенсирующей цепи, равно

$$\begin{aligned} \dot{U}_{n1} &= \dot{U}_n \cdot \frac{\frac{1}{R_2} + j\omega C_{2н}}{\left(1 + \frac{C_{2н}}{C_{1н}}\right) \frac{1}{R_2} + j\omega C_2 \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)} = \\ &= \dot{U}_n \cdot \frac{A + j\omega B}{C + j\omega D}. \end{aligned} \quad (12)$$

Компенсация обратной связи в первом каскаде имеет место, если $\dot{U}_{n1} - U_{n2} = 0$ на всех частотах. Для этого нужно, чтобы

$$\frac{a}{c} = \frac{A}{C}, \quad \frac{b}{d} = \frac{B}{D} \quad \text{и} \quad \frac{a}{b} = \frac{A}{B}. \quad (13)$$

Подставляя в (13) значения соответствующих коэффициентов из (11) и (12), находим соотношения для расчета параметров компенсирующей цепи.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{SR_a \cdot \frac{R_\phi}{R_k} - 1}{1 + SR_a} \cong \frac{R_\phi}{R_k} \cdot \frac{SR_a}{1 + SR_a} = \gamma, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{C_{2н}}{C_{1н}} &= \frac{\frac{R_\phi}{R_k} \left[\left((S + S_3) R_{i3} + SR_a \right) + SR_a \left(\frac{R_{i3}}{R_k} + 1 \right) \right]}{\left[\left((S + S_3) R_{i3} + SR_a \right) + \left(\frac{R_{i3}}{R_k} + 1 \right) \right]} - \\ - 1 &\cong \frac{\frac{R_\phi}{R_k} \left[\left((S + S_3) R_{i3} + SR_a \right) + \frac{SR_a R_{i3}}{R_k} \right]}{\left[\left((S + S_3) R_{i3} + SR_a \right) + \frac{R_{i3}}{R_k} \right]} = \kappa, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} C_{2н} R_2 &= \frac{C_\phi R_{i3} (1 + SR_a)}{\left[\left((S + S_3) R_{i3} + SR_a \right) + \left(\frac{R_{i3}}{R_k} + 1 \right) \right]} \cong \\ &\cong \frac{C_\phi R_{i3} (1 + SR_a)}{\left[\left((S + S_3) R_{i3} + SR_a \right) + \frac{R_{i3}}{R_k} \right]} = \lambda. \end{aligned} \quad (16)$$

Предлагаемой компенсирующей цепью можно устранить паразитную обратную связь также в первых двух каскадах. Действительно, пересчитав напряжение обратной связи, имеющееся на аноде второй лампы к ее сетке, получим (полагая первые два каскада одинаковыми):

$$\dot{U}_2'' = -\dot{U}_n \cdot \frac{a + j\omega b}{c + j\omega d}.$$

Если первый каскад скорректирован по низким частотам, можно пренебречь искажениями в нем и пересчитать \dot{U}_2'' к сетке первой лампы по формуле

$$\dot{U}_{n3} = - \frac{\dot{U}_2''}{K_0} = \frac{\dot{U}_n}{K_0} \cdot \frac{a + j\omega b}{c + j\omega d}$$

Условие компенсации будет тогда иметь вид

$$\dot{U}_{n1} + \dot{U}_{n3} - \dot{U}_{n2} = 0 \quad \text{или}$$

$$\frac{A + j\omega B}{C + j\omega D} - \left(1 - \frac{1}{K_0}\right) \frac{a + j\omega b}{c + j\omega d} = 0.$$

Отсюда

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{K_0}{K_0 - 1} \nu, \quad (14')$$

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{K_0}{K_0 - 1} \kappa. \quad (15')$$

Выражение для $C_2 R_2$ остается прежним.

Вопросы низкочастотной коррекции усилителя рис. 1 были рассмотрены ранее [3]. Было показано, что усилитель с общим фильтром равноценен обычной схеме коррекции анодным фильтром, имеющей большую по сравнению с используемой емкостью фильтра и меньшее сопротивление R_ϕ ¹⁾. Таким образом в усилителе рис. 1 не только отсутствуют отдельные емкости C_k и C_s , но и допускается уменьшение конденсатора C_ϕ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Zeidler H. M. and Noe J. D., Pentriode Amplifiers. P I R E, 1948, № 11.
2. У - Вон - Хо. Малогабаритный широкополосный усилитель. Дипломный проект, ТПИ, 1959.
3. Су с л о в И. А., Коррекция искажений вершин импульсов в усилительных каскадах с незаблокированным катодным сопротивлением при питании экранирующей сетки от анодного фильтра. Известия ТПИ, т. 86, 1958.

¹⁾ См. формулы (11) и (12) в [3].