

КОРРЕКЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ВЕРШИН ИМПУЛЬСОВ В УСИЛИТЕЛЬНЫХ КАСКАДАХ С НЕЗАБЛОКИРОВАННЫМ КАТОДНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ ПРИ ПИТАНИИ ЭКРАНИРУЮЩЕЙ СЕТКИ ОТ АНОДНОГО ФИЛЬТРА

И. А. СУСЛОВ

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Питание экранирующей сетки от анодного фильтра позволяет упростить схему усилительного каскада, так как отпадает необходимость ставить гасящее сопротивление и блокирующий конденсатор в цепи экранирующей сетки. Расчет коррекции низких частот для такой схемы был описан в литературе [1]. Отмечалось, что недостатком схемы является зависимость условий коррекции от параметров лампы. Дальнейшее упрощение получается, если исключить конденсатор в цепи катода или заменить его небольшим конденсатором для коррекции в

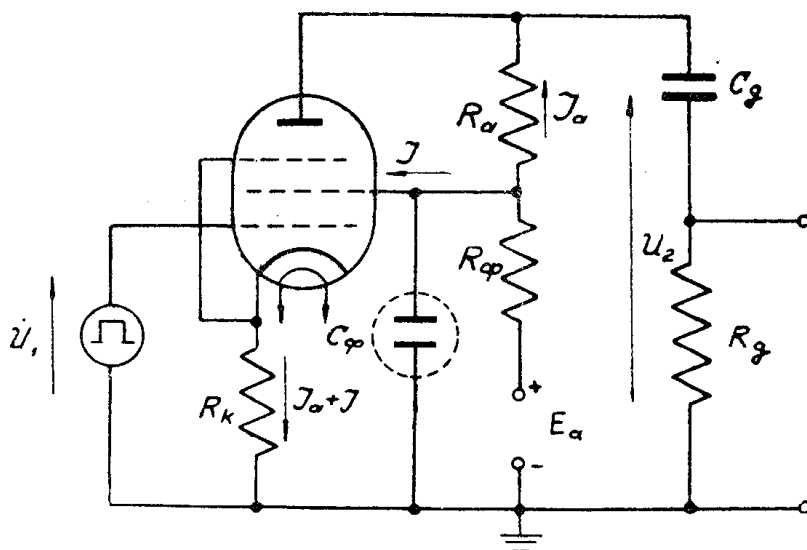


Рис. 1

области высоких частот. Это дает в каждом каскаде экономию на два конденсатора, габариты которых (особенно катодного) при усилении импульсов достаточно большой продолжительности могут быть значительными.

Получим формулы для расчета коррекции низких частот в такой схеме (рис. 1). Для этого запишем выражения для анодного и

экранного токов, считая, что $R_a \ll R_g$ и проницаемость лампы $D \ll 1$.

$$i_a = S [\dot{U}_1 - (i_a + i_g) R_K - D_g (i_a + i_g) (Z_\phi + R_K)], \quad (1)$$

$$i_g = S_g [\dot{U}_1 - (i_a + i_g) R_K - D_g (i_a + i_g) (Z_\phi + R_K)].$$

Здесь $Z_\phi = \frac{R_\phi}{1 + j\omega C_\phi R_\phi}$, а D_g и S_g — соответственно проницаемость экранирующей сетки и крутизна экранного тока.

Решая систему уравнений (1), найдем

$$i_a = \frac{S \dot{U}_1}{1 + \frac{S_K (1 + \mu_g)}{\mu_g} R_K + \frac{S_K}{\mu_g} Z_\phi},$$

$$i_g = \frac{S_g \dot{U}_1}{1 + \frac{S_K (1 + \mu_g)}{\mu_g} R_K + \frac{S_K}{\mu_g} Z_\phi},$$

где $S_K = S + S_g$ и $\mu_g = \frac{1}{D_g}$.

Переменное напряжение на аноде относительно общего провода будет $\dot{U}_2 = i_a R_a + (i_a + i_g) Z_\phi$ и коэффициент усиления от сетки к аноду

$$K = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{S R_a + S_K Z_\phi}{1 + \frac{S_K (1 + \mu_g)}{\mu_g} R_K + \frac{S_K}{\mu_g} Z_\phi}. \quad (2)$$

Коэффициент усиления на средних частотах при этом оказывается равным

$$K_o = \frac{S R_a}{1 + \frac{S_K (1 + \mu_g)}{\mu_g} R_K}$$

коэффициент частотных искажений

$$M = \frac{K}{K_o} = \frac{j\omega + \left(\frac{S_K}{S} + \frac{R_a}{R_\phi} \right) \frac{1}{\tau_a}}{j\omega + \frac{1}{\tau_a} \left\{ \frac{R_a}{R_\phi} + \frac{S_K R_a}{\mu_g \left[1 + \frac{S_K}{\mu_g} (1 + \mu_g) R_K \right]} \right\}}, \quad (3)$$

где $\tau_a = C_\phi R_a$.

Аналогичная формула для обычного каскада, имеющего конденсаторы C_s и C_k в цепях экранирующей сетки и катода, будет

$$\dot{M} = \frac{j\omega + \frac{1}{\tau_{a1}} \left(1 + \frac{R_a}{R_{\phi 1}} \right)}{j\omega + \frac{1}{\tau_{a1}} \cdot \frac{R_a}{R_{\phi 1}}} \quad (4)$$

Здесь $R_{\phi 1}$ и $\tau_{a1} = C_{\phi 1} R_a$ — параметры равноценной (в смысле искажений) схемы с C_k и C_s . Эта схема будет, очевидно, тождественной со схемой рис. 1, если

$$\left(1 + \frac{R_a}{R_{\phi 1}} \right) \frac{1}{\tau_{a1}} = \frac{1}{\tau_a} \left(\frac{S_k}{S} + \frac{R_a}{R_{\phi}} \right), \quad (5)$$

и

$$\frac{R_a}{R_{\phi 1}} \cdot \frac{1}{\tau_{a1}} = \frac{1}{\tau_a} \cdot \left(\frac{S_k}{S} \cdot \frac{K_o}{\mu} + \frac{R_a}{R_{\phi}} \right). \quad (6)$$

Вычитая (6) из (5), получим

$$\tau_{a1} = \frac{\tau_a}{\frac{S_k}{S} \left(1 - \frac{K_o}{\mu_s} \right)}. \quad (7)$$

Деля (5) на (6), находим

$$R_{\phi 1} = R_{\phi} \frac{\frac{S_k}{S} \left(1 - \frac{K_o}{\mu_s} \right)}{1 + \frac{S_k}{S} \cdot \frac{K_o}{\mu_s} \cdot \frac{R_{\phi}}{R_a}}. \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) показывают, что при $K_o > \mu_s$ коррекция, как и в случае, когда нет конденсатора в цепи катода [1], невозможна. Экспериментальная проверка показывает, что при этом вместо подъема вершины импульса включение анодного фильтра приводит к спаду, тем большому, чем меньше C_{ϕ} .

Если конденсатор C_{ϕ} включен между экранирующей сеткой и катодом (рис. 2), то для определения анодного и экранного токов имеем соотношения

$$\begin{aligned} I_a &= S [U_1 - (I_a + I_2) R_k - D_s (I_a + I_2) (R_{\phi} + R_k)], \\ I_s &= S_s [U_1 - (I_a + I_2) R_k - D_s (I_a + I_2) (R_{\phi} + R_k)], \\ I_s &= I_1 + I_2, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\dot{I}_1 \cdot \frac{1}{j\omega C_{\phi}} = (I_a + I_2)(R_K + R_{\phi}).$$

Из уравнений (9) можно найти $\dot{I}_a$ и $\dot{I}_3 = \dot{I}_a + \dot{I}_2$.

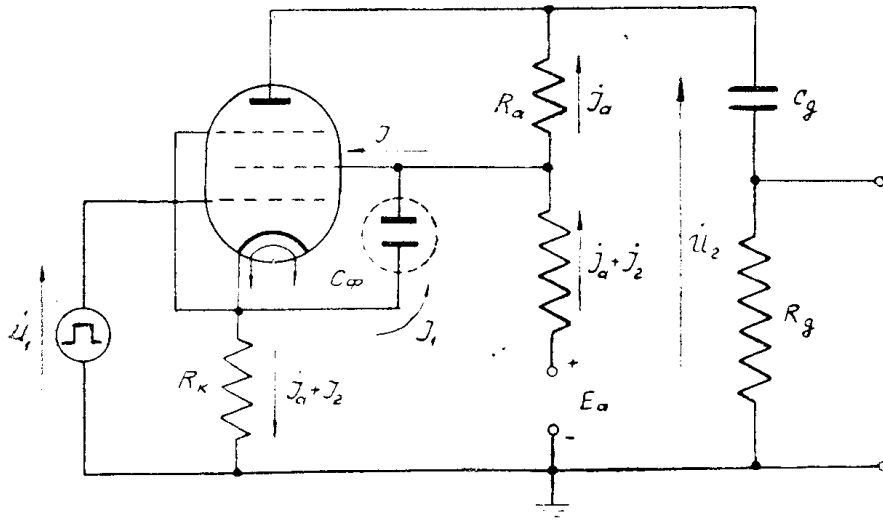


Рис. 2

$$\dot{I}_a = \frac{S \dot{U}_1 (R_K + R_{\phi} + \frac{1}{j\omega C_{\phi}})}{R_K + R_{\phi} + \frac{1}{j\omega C_{\phi}} \left(1 + S_{\kappa} \frac{\mu_2 + 1}{\mu_2} R_K + \frac{S_{\kappa}}{\mu_2} R_{\phi} \right)},$$

$$\dot{I}_3 = \frac{S_{\kappa} \dot{U}_1 \cdot \frac{1}{j\omega C_{\phi}}}{R_K + R_{\phi} + \frac{1}{j\omega C_{\phi}} \left(1 + S_{\kappa} \frac{\mu_2 + 1}{\mu_2} R_K + \frac{S_{\kappa}}{\mu_2} R_{\phi} \right)}.$$

Коэффициент усиления от сетки к аноду при этом будет

$$\begin{aligned} K &= \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{\dot{I}_a R_a + \dot{I}_3 R_{\phi}}{\dot{U}_1} = \\ &= \frac{S \left[R_a (R_K + R_{\phi} + \frac{1}{j\omega C_{\phi}}) + \frac{S_{\kappa}}{S} \cdot \frac{R_{\phi}}{j\omega C_{\phi}} \right]}{R_K + R_{\phi} + \frac{1}{j\omega C_{\phi}} \left(1 + S_{\kappa} \frac{\mu_2 + 1}{\mu_2} R_K + \frac{S_{\kappa}}{\mu_2} R_{\phi} \right)}. \end{aligned}$$

Отсюда при $\omega \rightarrow \infty$ получаем, что коэффициент усиления на средних частотах равен $K_0 = S R_a$, т. е. что действие противосвязи в данной схеме полностью компенсируется положительной обратной связью (рис. 2).

Коэффициент частотных искажений для неполной схемы каскада (без переходной цепочки) можно теперь представить в виде

$$\dot{M} = \frac{j\omega + \frac{R_a + R_{\phi} \cdot \frac{S_{\kappa}}{S}}{(R_{\kappa} + R_{\phi}) \cdot \tau_a}}{j\omega + \frac{\left(1 + S_{\kappa} \frac{\mu_{\kappa} + 1}{\mu_{\kappa}} R_{\kappa} + \frac{S_{\kappa}}{\mu_{\kappa}} R_{\phi}\right) R_a}{(R_{\kappa} + R_{\phi}) \cdot \tau_a}} \quad (10)$$

Формула (10) будет тождественной с (4) при

$$\tau_{a1} = \tau_a \left(1 + \frac{R_{\kappa}}{R_{\phi}}\right) \cdot \frac{1}{\frac{S_{\kappa}}{S}(1 - a)} \quad (11)$$

и

$$R_{\phi 1} = R_{\phi} \cdot \frac{S_{\kappa}}{S} \cdot \frac{1 - a}{1 + \frac{R_{\phi}}{R_a} \cdot \frac{S_{\kappa}}{S} \cdot a} \quad (12)$$

где

$$a = \left(\frac{\mu_{\kappa} + 1}{\mu_{\kappa}} \cdot \frac{R_{\kappa}}{R_{\phi}} + \frac{1}{\mu_{\kappa}}\right) K_o.$$

Из (11) и (12) видно, что коррекция осуществима, если

$$K_o < \frac{1}{\frac{\mu_{\kappa} + 1}{\mu_{\kappa}} \cdot \frac{R_{\kappa}}{R_{\phi}} + \frac{1}{\mu_{\kappa}}}.$$

Вытекающая из формул (7), (8), (11) и (12) зависимость условий коррекции от параметров ламп, по-видимому, не может быть препятствием для использования рассматриваемых схем. Дело в том, что влияние этих параметров ослаблено благодаря самой структуре указанных формул, которые содержат $\frac{S_{\kappa}}{S} = \left(1 + \frac{S_{\kappa}}{S}\right)$ (где S_{κ} прибли-

зительно пропорционально S) и включают также члены вида $\frac{K_o}{\mu_{\kappa}}$

и a , обычно в несколько раз меньшие по сравнению с рядом стоящими единицами. Кроме того, это влияние ослаблено благодаря наличию противосвязей по постоянному току, стабилизирующих режим лампы. Глубину обратной связи можно определить следующим образом. Из формулы (3) коэффициент усиления по постоянному току (при $\omega \rightarrow 0$) будет

$$K_{\infty} = K_{\omega \rightarrow 0} = \frac{S R_a + S_{\kappa} R_{\phi}}{1 + \frac{S_{\kappa}(\mu_{\kappa} + 1)}{\mu_{\kappa}} R_{\kappa} + \frac{S_{\kappa}}{\mu_{\kappa}} R_{\phi}} \quad (13)$$

При отсутствии обратных связей этот коэффициент был бы равен

$$K = SR_a + S_k R_{\phi}. \quad (14)$$

Сравнивая (13) и (14), находим, что глубина обратной связи по постоянному току в схемах рис. 1 и 2 будет

$$1 + K\beta = 1 + \frac{S_k(\mu_2 + 1)}{\mu_2} R_k + \frac{S_k}{\mu_2} R_{\phi}.$$

Например, для каскада на лампе 6Ж4 при $R_k = 0,16 \text{ ком}$ и $R_{\phi} = 12 \text{ ком}$ и $K\beta = 7$, т. е. изменения постоянных составляющих токов I_a и I_g ослабляются в 7 раз.

При расчете коррекции низких частот по приведенным здесь формулам сначала находится R_{ϕ} по известным (или выбранным) напряжениям источника анодного питания (E_a) и экранирующей сетки

(E_g). Затем находятся $R_{\phi 1}, d_1 = \frac{R_a}{R_{\phi 1}}$ и определяется постоянная времени

$\tau_{a1} = \frac{T}{8} \sqrt{\frac{d_1}{\Delta}}$, где T — период следования импульсов, а

Δ — искажения скорректированного импульса (рис. 3). По формулам (7) или (11) находим далее τ_a и потом определяем $C_{\phi} = \frac{\tau_a}{R_a}$. Полу-

ченный результат округляется до ближайшего большего значения стандартной емкости и вычисляются новые значения постоянных τ_a и τ_{a1} . Наконец, из условия коррекции $\tau_{a1} = \tau_g$ находим постоянную вре-

мени $\tau_g = C_g R_g$ и, выбрав C_g , определяем $R_g = \frac{\tau_g}{C_g}$.

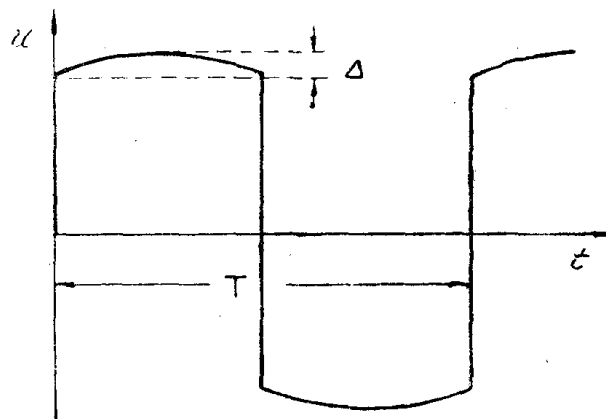


Рис. 3

Использование более простых формул [3], справедливых для случая $\frac{t_u}{\tau_g} \ll 1$, приводит к менее экономному решению (большие значения постоянной времени τ_g).

Для проверки полученных формул был рассчитан и собран трехкаскадный усилитель по схеме рис. 1. Этот усилитель без искажений воспроизводит прямоугольные симметричные импульсы с частотой следования $\frac{1}{T} = 25$ гц, на пропускание которых был рассчитан. При этом не потребовалось никакой предварительной регулировки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лурье О. Б. Усилители видеочастоты, Изд. „Сов. радио“, 1955.
 2. Крейцер В. Л. Видеоусилители, Изд. „Сов. радио“, 1952.
 3. Степанов Д. В. Импульсные усилители, Госэнергоиздат, 1954.
-