

О КОРРЕКЦИИ ИСКАЖЕНИЙ ПЛОСКОЙ ВЕРШИНЫ ИМПУЛЬСА В ВИДЕОУСИЛИТЕЛЯХ НА ПЛОСКОСТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИ- КОВЫХ ТРИОДАХ (ППТ)

И. Н. ПУСТЫНСКИЙ

(Представлено 2-й Всесоюзной конференцией МВО СССР по
диэлектрикам и полупроводникам)

Введение

К видеоусилителям часто предъявляются требования обеспечить усиление в диапазоне частот от нескольких десятков герц до нескольких мегагерц. Малое входное сопротивление полупроводниковых триодов (ПТ) является причиной, затрудняющей воспроизведение низких частот.

Уменьшение усиления низких частот (спад вершины импульса) обусловлено наличием переходной емкости C_n и емкости C_{e2} , включенной в цепь эмиттера для шунтирования сопротивления R_{e2} в усиляемом диапазоне частот (рис. 1). Сопротивления $R_{\delta 1}$, $R_{\delta 2}$ и $R_{e1} + R_{e2}$ обеспечивают необходимое смещение на базу триода ПТ₂ и его температурную стабилизацию. Звено $R_{e1} C_{e1}$ предназначено для коррекции высоких частот в каскаде усилителя.

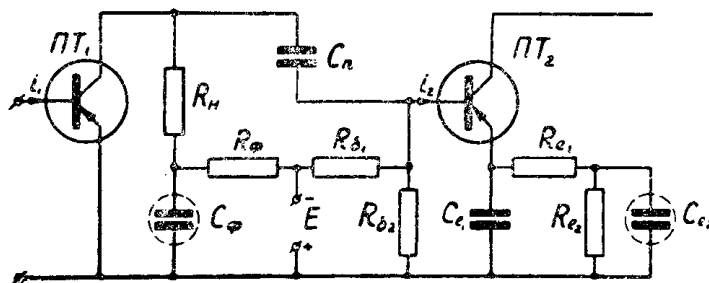


Рис. 1. Схема каскада видеоусилителя.

Искажение (спад) плоской вершины импульса как и в ламповых усилителях можно скорректировать включением цепочки $R_{\phi} C_{\phi}$ в цепь нагрузки (рис. 1). Звено $R_{\phi} C_{\phi}$, кроме того, улучшает развязку каскадов при питании от общего источника.

Искажение вершины импульса

Эквивалентная схема усилительного каскада для низких частот изображена на рис. 2. Здесь триод ПТ₁ заменен генератором тока

$i_1 \cdot b$ с выходным сопротивлением $R_{\text{вых}}$, а влияние следующего каскада представлено сопротивлением $R_{\text{вх}}$, включенным последовательно с приведенной ко входу цепочкой $R_{e2} C_{e2}$

$$R_e = R_{e2}(1+b), \quad C_e = \frac{C_{e2}}{1+b}, \quad R_{\sigma} = \frac{R_{\sigma 1} \cdot R_{\sigma 2}}{R_{\sigma 1} + R_{\sigma 2}},$$

$$R_{\text{вх}} \approx r_{\sigma} + (r_e + R_{e1}) \cdot (1+b),$$

где

b —коэффициент усиления по току триода с общим эмиттером и короткозамкнутым выходом на низкой частоте;

r_{σ}, r_e —сопротивления базы и эмиттера триода, соответственно [3].

Переходная характеристика для полной схемы представляется весьма громоздким выражением, не имеющим особого интереса для практических расчетов. Поэтому удобнее рассмотреть усилительный каскад без цепочки $R_{e2} C_{e2}$, а ее влияние на искажение вершины импульса учесть введением эквивалентного значения постоянной времени переходной цепи.

Нормированная переходная характеристика для схемы (рис. 2) без цепочки $R_e C_e$ имеет вид

$$h(t) = \frac{1}{\gamma - \alpha} [(a_0 - \alpha) e^{-\alpha t} - (a_0 - \gamma) e^{-\gamma t}], \quad (1)$$

где

$$a_0 = \frac{1+d}{d \cdot \tau_n} \quad (1a), \quad \tau_n = R_n \cdot C_{\phi} \quad (1б),$$

$$\alpha = \frac{a_1 - \sqrt{a_1^2 - 4a a_2}}{2a} \quad (1в), \quad \gamma = \frac{a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4a a_2}}{2a} \quad (1г),$$

$$a = d \tau_n \tau_n \left[1 + k_1 \left(1 + \frac{R_1}{R_{\text{вых}}} \right) \right] \quad (1д),$$

$$\tau_n = C_n \cdot R_1 \quad (1е), \quad R_1 = \frac{R_{\sigma} \cdot R_{\text{вх}}}{R_{\sigma} + R_{\text{вх}}} \quad (1ж),$$

$$a_1 = d \tau_n \left(1 + \frac{R_n}{R_{\text{вых}}} \right) + \tau_n \left[1 + k_1 (1+d) \left(1 + \frac{R_1}{R_{\text{вых}}} \right) \right] \quad (1з),$$

$$a_2 = 1 + (1+d) \frac{R_n}{R_{\text{вых}}} \quad (1и), \quad d = \frac{R_{\phi}}{R_n} \quad (1к), \quad k_1 = \frac{R_n}{R_1} \quad (1л).$$

Несмотря на внешнее сходство эквивалентных схем усилительных каскадов на ПТ и лампах, выражения их переходных характеристик в значительной мере отличаются друг от друга [2]. Это обусловлено

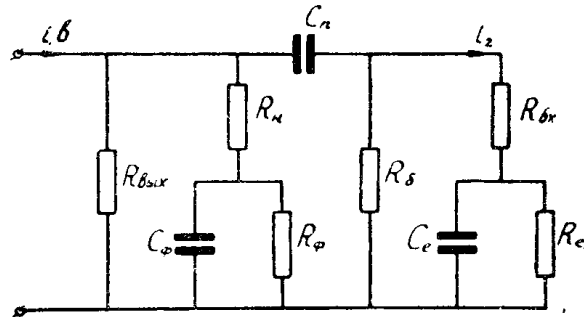


Рис. 2. Эквивалентная схема усилительного каскада на низких частотах.

тем, что неравенства $R_g \gg R_n$ и $R_g \gg R_n + R_{\phi}$, справедливые для ламповых усилителей, теряют силу в усилителях на ПТ (особенно при $R_{e1}=0$).

Формула (1) после разложения экспонент в степенные ряды принимает вид

$$h(t) = 1 + t[a_0 - (\gamma + \alpha)] - \frac{t^2}{2!}[a_0(\gamma + \alpha) - (\gamma^2 + \alpha\gamma + \alpha^2)] + \\ + \frac{t^3}{3!}[a_0(\gamma^2 + \alpha\gamma + \alpha^2) - (\gamma + \alpha)(\gamma^2 + \alpha^2)] - f(t, \gamma, \alpha)^n = 1 + \delta, \quad (2)$$

где

$f(t, \gamma, \alpha)$ — часть разложения, содержащая члены высших порядков;

δ — относительное отклонение переходной характеристики.

Для $(\gamma + \alpha)t < 1$ условием коррекции является соотношение

$$a_0 - (\gamma + \alpha) = 0, \quad (3)$$

т. е.

$$\tau_n = \tau_n \frac{R_{\text{блх}}}{R_{\text{блх}} + R_n}. \quad (3a)$$

При $R_{\text{блх}} \gg R_n + R_{\phi}$ и $R_{\text{блх}} \gg R_1$, что обычно имеет место,

$$\tau_n = \tau_n \quad (4)$$

и

$$\delta \approx - \frac{t_u^2}{2\tau_n^2 d(1+k_1)} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{t_u}{\tau_n} \right), \quad (5)$$

где t_u — длительность одиночного импульса.

Если $\frac{t_u}{\tau_n} \ll 0,3$, то

$$\delta \approx - \frac{t_u^2}{2\tau_n^2 d(1+k_1)}. \quad (6)$$

При этом погрешность определения не превышает 10%.

Эффективность коррекции определяется отношением

$$\sigma = \frac{t_{u \text{ кор}}}{t_{u \text{ без кор}}} = \sqrt{\frac{2d}{\delta(1+k_1)}}, \quad (7)$$

где $t_{u \text{ кор}}$, $t_{u \text{ без кор}}$ — допустимая длительность импульса при заданных значениях τ_n и δ при использовании коррекции и без нее, соответственно.

Как видно из выражения (7), эффективность коррекции низких частот в видеоусилителях на ППТ в $\sqrt{1+k_1}$ раз меньше, чем в видеоусилителях на лампах [2]. Если на практике отступление от равенства (4) составляет 10–15% или более, то определяющим является уже второй член разложения (2) и

$$\delta \approx \frac{t_u}{\tau_n(1+k_1)} \left(\frac{\tau_n}{\tau_n} - 1 \right). \quad (8)$$

При этом эффективность коррекции

$$\sigma \approx \frac{1}{1 - \frac{\tau_n}{\tau_H}},$$

т. е. будет такой же, как в случае ламповых усилителей [2].

Учет влияния цепочки $R_{e2} C_{e2}$ на искажение плоской вершины импульса

Звено $R_{e2} C_{e2}$ включается в том случае, когда сопротивление R_{e1} далеко не достаточно для обеспечения заданной температурной стабилизации в каскаде. Не трудно подсчитать, что относительный спад вершины импульса за счет этой цепочки равен

$$\delta_e \approx \frac{t_u(1+b)}{C_{e2} R_1(1+k_1)}. \quad (9)$$

Общее отклонение без корректирующего звена при наличии цепочки $R_{e2} C_{e2}$ равно

$$\delta = \delta_n + \delta_e \approx -\frac{t_u}{\tau_n(1+k_1)} - \frac{t_u(1+b)}{C_{e2} R_1(1+k_1)}, \quad (10)$$

где δ_n — отклонение вершины импульса за счет переходной цепи. Для обеспечения коррекции общего спада необходима такая цепочка $R_\phi C_\phi$, чтобы

$$\tau_H = \frac{\tau_n \cdot C_{e2}}{C_{e2} + C_n(1+b)} = \tau_{n \text{ экв}}, \quad (11)$$

так как подъем вершины импульса за счет фильтра равен

$$\delta_\phi = \frac{t_u}{\tau_H(1+k_1)}. \quad (12)$$

Иногда приходится отказываться от включения цепочки $R_{e2} C_{e2}$ при усилении импульсов большой длительности ввиду значительных габаритов конденсатора. В этом случае температурная стабилизация осуществляется в некоторой степени с помощью сопротивления R_{e1} , обеспечивающего коррекцию по высокой частоте.

Обеспечение стабильности коррекции

Наиболее нестабильным параметром схемы, входящим в условие коррекции (4), является сопротивление $R_{\delta x}$, поскольку оно в значительной степени зависит от температуры [1]. Следовательно, для обеспечения более устойчивой коррекции при изменении температуры следует стабилизировать $R_{\delta x}$. Это можно осуществить следующим образом.

Пусть имеются характеристики триода типа П1Б, снятые при различных температурах (рис. 3) [1]. Выберем рабочую точку А, соответствующую характеристике для $t = +20^\circ\text{C}$. Требуется обеспечить постоянство $R_{\delta x}$ в диапазоне изменения температуры от $+50^\circ\text{C}$

до -50°C . В точке А триод имеет определенное $R_{вх} \approx \frac{aU_{\delta}}{dI_{\delta}}$. На характеристиках при $+50^\circ\text{C}$ и -50°C находим точки Б и В, в которых триод имеет то же $R_{вх}$, что и при $t = +20^\circ\text{C}$. Для движения рабочей точки из В в Б необходимо уменьшить напряжение между базой и эмиттером на ΔU_{δ} . Это можно осуществить путем включения в цепь эмиттера сопротивления, равного

$$R_e = \frac{\Delta U_{\delta}}{\Delta I_{\delta} + \Delta I_{\kappa}} \approx \frac{\Delta U_{\delta}}{\Delta I_{\kappa}}$$

Если точки А, Б и В не лежат на одной прямой, то стабилизация $R_{вх}$ будет неполной.

Обычно величина R_{e1} выбирается компромиссным путем, исходя из требования обеспечения высокочастотной коррекции и постоянства $R_{вх}$. В среднем R_{e1} равно нескольким сотням ом.

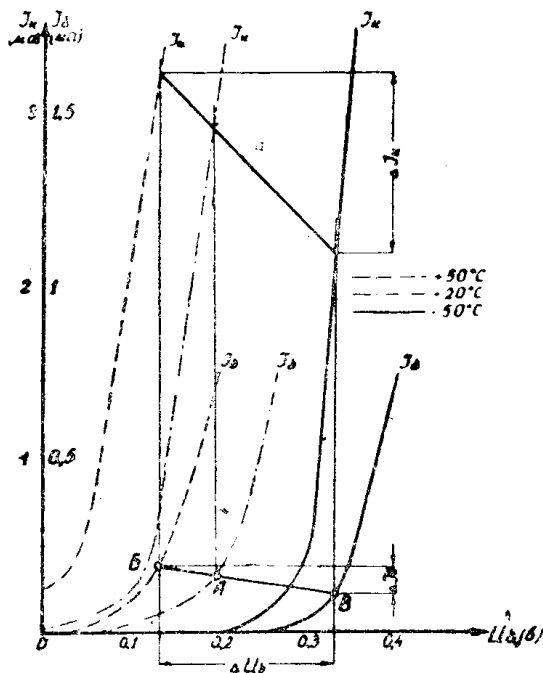


Рис. 3. Характеристики плоскостного триода П1Б, снятые при различных температурах при $U_{\kappa} = 10$ вольт [1].

Выводы

1. Как и в ламповых усилителях, в усилителях на ПТ коррекция искажений плоской вершины тем эффективнее, чем больше $d = \frac{R_{\phi}}{R_n}$ и меньше δ —относительное отклонение (см. 7).
2. Коррекция более эффективна при меньшей величине k_1 .
3. При разбросе параметров схемы отклонение δ изменяется менее заметно при больших величинах d и k_1 , поскольку $\frac{d\delta}{d\tau_n}$ и $\frac{d\delta}{d\tau_n}$, как видно из выражений (6) и (8), обратно пропорциональны величинам $1+k_1$ и d .
4. Для обеспечения более устойчивой коррекции при изменении температуры необходимо в основном стабилизировать $R_{вх}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводниковые приборы и их применение, Сборник статей под ред. Федотова Я. А., выпуск 1, Издательство „Советское радио“, 1956.
2. Соколик А. И. и Агаханян Т. М., Воспроизведение прямоугольного импульса усилителем с RC фильтром в цепи анода лампы, Радиотехника № 11, 1956.
3. Ш и Р., Полупроводниковые триоды и их применение, Госэнергоиздат, 1957.