

Глава 3

НЕЛИНЕЙНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ В СХЕМАХ С МАЛЫМИ ПЕРЕМЕННЫМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ. УСИЛЕНИЕ МАЛЫХ КОЛЕБАНИЙ. ПРОХОЖДЕНИЕ ЧЕРЕЗ ПРОСТЕЙШИЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСИЛИТЕЛЬНЫЕ СХЕМЫ СИНУСОИДАЛЬНЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ КОЛЕБАНИЙ

§ 3.1. Линейные схемы замещения нелинейных сопротивлений

Исследование инерционных схем с нелинейными сопротивлениями, т. е. схем, содержащих наряду с этими сопротивлениями емкости, индуктивности и взаимные индуктивности, в общем виде приводит к большим трудностям, так как при анализе получаются нелинейные дифференциальные уравнения, общих методов решения которых пока не существует.

Однако при достаточно малых приращениях напряжения управляемые и неуправляемые нелинейные сопротивления могут быть заменены линейными схемами замещения, что дает возможность применить в этом случае способы исследования, хорошо разработанные для линейных схем.

Линейными схемами замещения нелинейных сопротивлений пользуются также при безынерционных схемах, если необходимо определить небольшие приращения токов и напряжений.

Найдем линейную схему замещения нелинейного сопротивления.

Пусть в некоторую цепь включено управляемое нелинейное сопротивление с характеристикой

$$i = f(u, v),$$

где u — напряжение, действующее на нелинейное сопротивление, v — управляющий параметр (для усилительной лампы обычно $u = u_a$ — напряжению на аноде, $v = u_c$ — напряжению на управляющей сетке).

Пусть начальное значение приложенного напряжения равно U_0 , а управляющего параметра — V_0 . Тогда начальное значение тока через нелинейное сопротивление равно

$$I_0 = f(U_0, V_0). \quad (3.1)$$

Если напряжение получит приращение Δu , а управляющий параметр — приращение Δv , то новое значение тока, выраженное рядом Тейлора, окажется равным:

$$i = I_0 + \Delta i = f(U_0, V_0) + f'_u(U_0, V_0)\Delta u + f'_v(U_0, V_0)\Delta v. \quad (3.2)$$

Здесь

$$f'_u(U_0, V_0) = \left(\frac{\partial i}{\partial u} \right)_{\substack{\text{при } u=U_0, \\ v=V_0}}, \quad f'_v(U_0, V_0) = \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_{\substack{\text{при } u=U_0, \\ v=V_0}}.$$

В ряде (3.2) мы пренебрегли членами, содержащими приращения Δu и Δv в степенях выше первой и их произведениями, поскольку эти члены при малых Δu и Δv имеют по крайней мере второй порядок малости.

Вычитая из выражения (3.2) выражение (3.1), получим:

$$\Delta i = f'_u(U_0, V_0)\Delta u + f'_v(U_0, V_0)\Delta v. \quad (3.3)$$

Как нетрудно убедиться, такой же ток Δi будет протекать в схеме, изображенной на рис. 3.1, если

$$r_i = \frac{1}{f'_u(U_0, V_0)}, \quad (3.4)$$

$$\mu = \frac{f'_v(U_0, V_0)}{f'_u(U_0, V_0)}. \quad (3.5)$$

Величину r_i называют *внутренним сопротивлением*, а величину μ — *коэффициентом усиления управляемого нелинейного сопротивления*.

Таким образом, при отыскании малых приращений напряжения и тока нелинейное сопротивление можно заменить схемой замещения, соответствующей рис. 3.1.

Другая схема замещения нелинейного сопротивления показана на рис. 3.2. Она состоит из *источника тока* ¹⁾ величиной $S\Delta v$, зашунтированного сопротивлением r_i .

Здесь

$$S = f'_v(U_0, V_0). \quad (3.6)$$

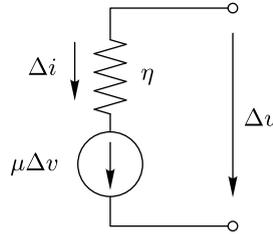


Рис. 3.1

¹⁾ Источники тока на схемах мы будем обозначать квадратами.

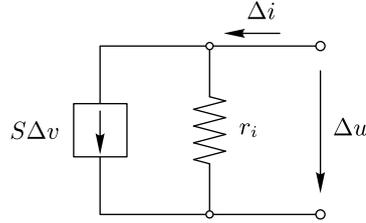


Рис. 3.2

Величину S называют *крутизной нелинейного сопротивления*. Из ф-л (3.4), (3.5) и (3.6) следует, что

$$S = \frac{\mu}{r_i}. \quad (3.7)$$

Под *источником тока* подразумевается такой воображаемый двухполюсник, ток через который не зависит от приложенного к нему напряжения (в данном случае от Δu).

В справедливости схемы рис. 3.2 нетрудно убедиться, подсчитав для нее ток Δi . Получим:

$$\Delta i = \frac{1}{r_i} \Delta u + S \Delta v = f'_u(U_0, V_0) \Delta u + f'_v(U_0, V_0) \Delta v,$$

что совпадает с ф-лой (3.3).

Источник тока может рассматриваться как *генератор с бесконечно большим внутренним сопротивлением и бесконечно большой эдс, дающий заданный ток*, поскольку в этом случае ток, даваемый генератором, не будет меняться от приложенного к его зажимам напряжения. Поэтому в случае применения к схемам, содержащим источники тока, принципа наложения или теорем об эквивалентном генераторе (см. теоремы I и II приложения 1), когда в схеме закорачиваются эдс, источники тока будут представлять бесконечно большие сопротивления, т. е. разрывы.

Мы рассмотрели схемы замещения управляемых нелинейных сопротивлений. Для неуправляемых нелинейных сопротивлений пригодны те же схемы, но в них нужно принять $\Delta v = 0$. Таким образом, *схемы замещения неуправляемых нелинейных сопротивлений состоят только из одного сопротивления r_i* .

Заметим, что условные направления токов и напряжений на рис. 3.1 и 3.2 общеприняты для электронных ламп, если считать верхний зажим схемы анодом, а нижний — катодом.

Из сказанного следует, что для отыскания небольших приращений токов и напряжений в цепях, содержащих нелинейные сопротивления, нужно найти начальное напряжение U_0 и начальное значение управляющего параметра V_0 . Эти величины постоянны, причем на зависимость между I_0 , U_0 и V_0 [см. ф-лу (3.1)] приращения Δu и Δv влияния не оказывают. Поэтому при расчете U_0 и V_0 можно считать схе-

му безынерционной и пользоваться методами, изложенными в гл. 2. Затем, зная U_0 и V_0 , находим по семейству вольтамперных характеристик нелинейного сопротивления значения r_i , μ , S ¹⁾ и заменяем нелинейное сопротивление линейной схемой замещения. Дальнейшее отыскание приращений токов и напряжений может быть осуществлено обычными методами линейной теории цепей. Содержащиеся в схеме постоянные эдс, если они были учтены при определении начальных значений I_0 , U_0 , V_0 , следует считать при этом равными нулю, так как они не вызывают приращений напряжений и токов.

Рассмотрим пренебрежения, которые допущены при анализе. В ряде Тейлора (3.2) мы отбросили члены с производными выше первой, т. е. считали

$$i = f(u, v) = f(U_0, V_0) + f'_u(U_0, V_0)(u - U_0) + f'_v(U_0, V_0)(v - V_0),$$

где $u = U_0 + \Delta u$, $v = V_0 + \Delta v$ — значения напряжения и управляющего параметра после получения ими приращения.

Согласно этому выражению при постоянном значении v зависимость i от u изобразится прямой линией. С увеличением v прямая смещается, оставаясь параллельной сама себе. Одинаковым приращениям v соответствует одинаковое расстояние между прямыми. Следовательно, мы при анализе заменили семейство вольтамперных характеристик семейством параллельных равноотстоящих друг от друга прямых. Естественно, что эта замена тем точнее, чем больше семейство характеристик похоже на семейство таких прямых, а также чем меньше u отличается от U_0 и v от V_0 , т. е. чем меньше Δu и Δv .

Электронные усилительные лампы стараются конструировать так, чтобы это условие удовлетворялось в возможно больших пределах изменения напряжений.

Изложенное в этом параграфе нетрудно обобщить на случай, когда нелинейное сопротивление управляется несколькими параметрами, например, на случай многосеточной усилительной лампы, когда напряжения на нескольких сетках получают одновременно переменные приращения. В этом случае схема замещения с эдс содержит несколько последовательно включенных эдс, пропорциональных приращениям управляющих параметров, а схема замещения с источниками тока — несколько параллельно включенных источников тока.

Следует отметить, что для схем, содержащих управляемые нелинейные сопротивления, и их схем замещения свойство взаимности не применимо, поскольку приращение напряжения в управляющей цепи (например, на сетке) вызывает изменение тока в основной цепи (например, тока анода), а приращение напряжения в основной цепи обычно не вызывает приращения тока в управляющей.

¹⁾ Величины r_i , μ , S часто можно отыскать прямо в справочнике.

Иногда через управляющую цепь течет также ток, зависящий как от управляющего параметра, так, отчасти, и от напряжения в основной цепи. В этом случае управляемое нелинейное сопротивление при малых приращениях для управляющей цепи может быть заменено линейной схемой замещения, аналогичной схеме рис. 3.1 или 3.2.

Пример 3.1

Найти приращение анодного тока в схеме рис. 2.4, если последовательно с сопротивлением r включить эдс $e = 0,01$ В. Данные схемы взять из примера 2.1.

Решение

1. Начальное значение эдс было равно нулю, затем она получила приращение 0,01 В. Найдем приращение напряжения на сетке. Для этого определим внутреннее сопротивление участка сетка–катод лампы.

Начальное напряжение на сетке согласно примеру 2.1 равно -1 В. Производная сеточного тока по сеточному напряжению в этой точке в соответствии с рис. 2.5 равна:

$$\frac{\partial i_c}{\partial u_c} = \frac{0,14 \cdot 10^{-3}}{1} = 14 \cdot 10^{-5} \text{ А/В,}$$

откуда внутреннее сопротивление участка сетка–катод

$$r_{ic} = \frac{1}{14 \cdot 10^{-5}} = 7150 \text{ Ом.}$$

Схема замещения сеточной цепи имеет вид, изображенный на рис. 3.3. Теперь нетрудно найти приращение напряжения на сетке:

$$\Delta u_c = \frac{e}{r + r_{ic}} r_{ic} = \frac{0,01}{20000 + 7150} \cdot 7150 \approx 0,0026 \text{ В.}$$

2. Заменяем анодную цепь лампы схемой замещения (рис. 3.4) и найдем параметры μ , S и r_i в рабочей точке ($u_c = -1$ В; $u_a = 85$ В, см. пример 2.1).

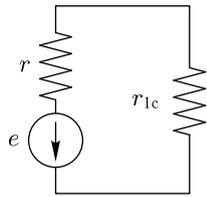


Рис. 3.3

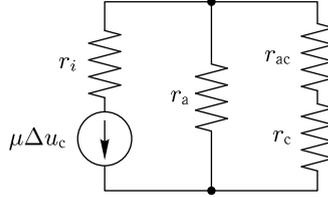


Рис. 3.4

Из рис. 2.6 получаем:

$$r_i = \frac{1}{\frac{\partial i_a}{\partial u_a}} = \frac{\Delta u_{a0}}{\Delta i_{a0}} = \frac{15}{1,5 \cdot 10^{-3}} = 10000 \text{ Ом,}$$

$$S = \frac{\partial i_{a0}}{\partial u_c} = \frac{2,0 \cdot 10^{-3}}{1} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ А/В.}$$

(При вычислении S мы, давая приращения u_c , должны считать u_a постоянной величиной.)

Находим

$$\mu = r_i S = 10000 \cdot 2,0 \cdot 10^{-3} = 20.$$

Из рис. 3.4 следует, что приращение анодного тока равно

$$\Delta i_a = \frac{\mu \Delta u_c}{r_i + \frac{r_a(r_{ac} + r_c)}{r_a + r_{ac} + r_c}} = \frac{20 \cdot 0,0026}{10\,000 + \frac{20 \cdot 10^3(90 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3)}{20 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3}} \approx \approx 0,002 \cdot 10^{-3} \text{ A} = 2 \text{ мкА.}$$

Пример 3.2

Найти коэффициент усиления $K = \frac{\Delta u_2}{\Delta u_1}$ двухлампового усилителя с катодной связью (рис. 2.37). Значения r_i и μ в рабочих точках для обеих ламп считать одинаковыми и известными. Величины r_{a2} и r_k также заданы; $r_{a1} = 0$.

Решение

1. После замены ламп линейными схемами замещения получим эквивалентную схему рис. 3.5.

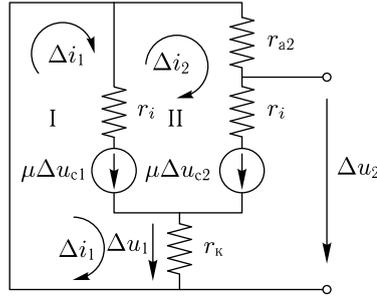


Рис. 3.5

2. Методом контурных токов составим следующие уравнения:

$$\begin{aligned} (r_i + r_k)\Delta i_1 - r_i\Delta i_2 &= \mu\Delta u_{c1}, \\ -r_i\Delta i_1 + (2r_i + r_{a2})\Delta i_2 &= \mu\Delta u_{c2} - \mu\Delta u_{c1}. \end{aligned}$$

Из рис. 2.37 следует:

$$\begin{aligned} \Delta u_{c1} &= \Delta u_1 - \Delta u_k = \Delta u_1 - r_k\Delta i_1, \\ \Delta u_{c2} &= -\Delta u_k = -r_k\Delta i_1. \end{aligned}$$

Решая эти уравнения, находим Δi_2 :

$$\Delta i_2 = \frac{-r_k(1 + \mu)\mu\Delta u_1}{r_{a2}r_k(1 + \mu) + 2r_i r_k(1 + \mu) + r_i r_{a2} + r_i^2}.$$

Теперь, учитывая, что $\Delta u_2 = -r_{a2}\Delta i_2$, будем иметь:

$$K = \frac{\Delta u_2}{\Delta u_1} = \frac{1}{1 + \frac{2r_i}{r_{a2}} + \frac{r_i}{r_k(1 + \mu)} + \frac{r_i^2}{r_{a2}r_k(1 + \mu)}}.$$

При $\frac{r_i}{r_{a2}} \rightarrow 0$ и $\frac{r_i}{r_k(1 + \mu)} \rightarrow 0$ $K \rightarrow \mu$.

Пример 3.3

Найти коэффициент усиления усилителя на кристаллическом триоде (рис. 3.6) и определить постоянную составляющую напряжения на коллекторе $U_{к0}$ и тока коллектора $I_{к0}$. Семейство вольтамперных характеристик

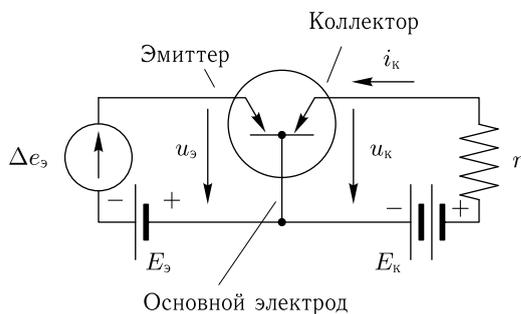


Рис. 3.6

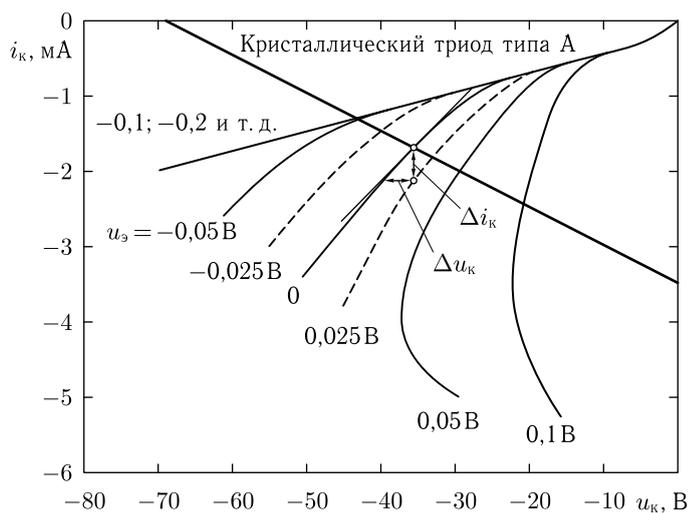


Рис. 3.7

кристаллического триода приведено на рис. 3.7. Дано: $E_k = -70$ В; $E_s = 0$; $r = 20$ кОм.

Управляющим электродом кристаллического триода в данном случае является эмиттер, он аналогичен сетке электронной лампы. Роль анода здесь выполняет второй электрод, называемый коллектором. Третий электрод, аналогичный катоду, называется основным электродом.

Решение

1. Для определения $U_{к0}$ и $I_{к0}$ на плоскости i_k, u_k (рис. 3.7) проводим нагрузочную прямую, пересекающую ось абсцисс в точке $u_k = E_k = -70$ В и ось ординат в точке $i_k = \frac{E_k}{r} = \frac{-70}{20 \cdot 10^3} = -3,5 \cdot 10^{-3}$ А = -3,5 мА. Абсцисса и ордината точки пересечения нагрузочной прямой с характеристикой, соответствующей $u_s = 0$, определяют $U_{к0} \approx -36$ В и $I_{к0} \approx -1,7$ мА.

2. Заменяем кристаллический триод схемой замещения с генератором тока (рис. 3.2) и находим ее параметры в рабочей точке. Из характеристик рис. 3.7

следует, что

$$S = \frac{\partial i}{\partial v} = \frac{\partial i_k}{\partial u_a} \approx \left(\frac{\Delta i_k}{\Delta u_k} \right)_{u_k=U_{k0}} = \frac{-0,5 \cdot 10^{-3}}{0,025} = -20 \cdot 10^{-3} \text{ A/V},$$

$$r_i = 1 : \left(\frac{\partial i}{\partial u} \right) \approx \left(\frac{\Delta u_k}{\Delta i_k} \right)_{u_a=E_a} = \frac{5}{0,5 \cdot 10^{-3}} = 10\,000 \text{ Ом},$$

откуда падение напряжения на сопротивлениях r и r_i в схеме замещения равно

$$\Delta u_k = -S \Delta e_a \frac{r r_i}{r + r_i}$$

и

$$K = \frac{\Delta u_k}{\Delta e_a} = -S \frac{r r_i}{r + r_i} = 20 \cdot 10^{-3} \frac{20\,000 \cdot 10\,000}{20\,000 + 10\,000} = 133.$$

§ 3.2. Усилители с конденсаторным переходом

Основные трудности, встречающиеся при осуществлении многоступенных усилителей, рассмотренных в § 2.5, заключаются в передаче приращений напряжения с анода одной ступени на сетку последующей. Так, в усилителях рис. 2.28 и 2.29 для этих целей пришлось включать отдельный источник напряжения.

Эти трудности можно значительно уменьшить в том случае, когда требуется усиливать только переменные составляющие приращений напряжения, имеющие достаточно большие частоты. При этом можно применять конденсаторные или трансформаторные переходы между ступенями.

Начнем с рассмотрения усилителей с конденсаторным переходом. Схема такого усилителя дана на рис. 3.8. В установившемся режиме при отсутствии переменного напряжения на сетке первой лампы все напряжения в этой схеме постоянны и ток через разделительный конденсатор C_c не протекает. Напряжение U_{a0} на аноде первой лампы устанавливается при этом таким, как если бы цепь конденсатора была разорвана. Напряжение на сетке второй лампы равно $-E_c$, напряжение на конденсаторе $U_{a0} + E_c$.

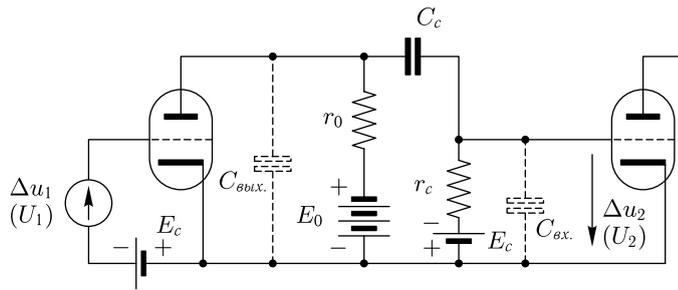


Рис. 3.8

При подаче на сетку первой лампы переменного напряжения Δu_1 напряжение на ее аноде изменяется и через конденсатор C_c течет

переменный ток. Если сопротивление r_c достаточно велико, то этот ток мал и при определении изменения напряжения на аноде первой лампы им можно пренебречь. Кроме того, если емкость конденсатора C_c достаточно велика, то переменное напряжение на нем, вызванное протекающим переменным током, практически отсутствует, и напряжение на сетке второй лампы изменяется так же, как напряжение на аноде первой лампы. Таким образом, конденсатор в этом случае заменяет батарею в усилителе постоянного напряжения, изображенном на рис. 2.28.

При отсутствии сеточного тока постоянная составляющая напряжения на сетке второй лампы остается равной $-E_c$, так как постоянная составляющая напряжения на сопротивлении r_c всегда равна нулю, поскольку через конденсатор C_c постоянная составляющая тока не проходит.

Рассмотрим количественно вопрос об усилении достаточно малых синусоидальных колебаний усилителем, изображенным на рис. 3.8, и выясним, при каких частотах он нормально работает.

При анализе учтем выходную емкость первой лампы $C_{вых}$ и входную емкость второй лампы $C_{вх}$, обозначенные на рис. 3.8 пунктиром. Эти емкости образуются междуэлектродными емкостями ламп и емкостью монтажа. Обычно они невелики (единицы, иногда десятки пФ), однако оказывают существенное влияние на работу усилителя при высоких частотах. Эти емкости и аналогичные им, существующие в действительности, но не предусмотренные схемой, называются паразитными.

Назовем комплексным коэффициентом усиления при синусоидальных колебаниях отношение комплексной амплитуды колебания на выходе схемы к комплексной амплитуде на ее входе.

Комплексный коэффициент усиления соответствует коэффициенту передачи, введенному в § 4.6 первой части книги. Модуль коэффициента усиления показывает, во сколько раз увеличивается амплитуда, а аргумент, — на сколько сдвигается усилителем фаза напряжения.

Для отыскания комплексного коэффициента усиления заменим первую лампу схемой замещения с источником тока (см. § 3.1) и положим, что приращение напряжения на ее сетке равно

$$\Delta u_1 = U_{1m} \cos(\omega t + \varphi). \quad (3.8)$$

Тогда схема для отыскания переменных составляющих (приращений) токов и напряжений будет соответствовать рис. 3.9.

Применим комплексный метод, обозначив переменную составляющую напряжения на сетке первой лампы через U_1 , а переменную составляющую на сетке второй лампы через U_2 . Поскольку емкости $C_{вых}$ и $C_{вх}$ обычно малы (порядка десятков пФ), а емкость C_c велика (тысячи и более пФ), то при отыскании U_2 на достаточно низких частотах можно не учитывать $C_{вых}$ и $C_{вх}$, так как через них в этом случае отводится незначительный ток. На достаточно высоких

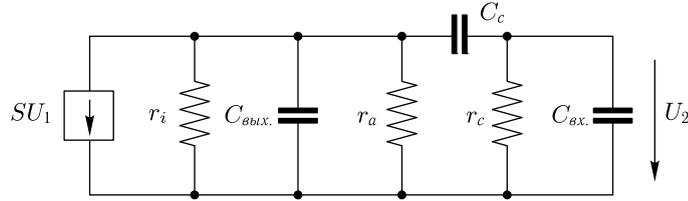


Рис. 3.9

частотах можно не учитывать емкость C_c , так как падение напряжения на ней очень мало. На каких-то средних частотах, для усиления которых рассчитан усилитель, можно не учитывать влияния всех трех емкостей. В этом случае схема рис. 3.9 может быть заменена схемой рис. 3.10. Из схемы рис. 3.10 нетрудно найти напряжение U_{2cp} на сетке второй лампы на средних частотах.

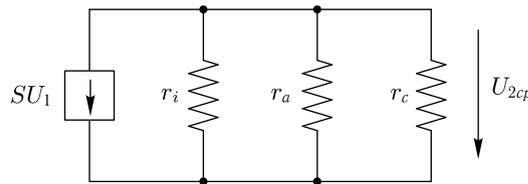


Рис. 3.10

С учетом знаков, принятых на схемах,

$$U_{2cp} = -SU_1 r_{\text{э}},$$

где $r_{\text{э}}$ — эквивалентное сопротивление трех параллельных ветвей: r_i , r_a и r_c , определяемое из уравнения:

$$\frac{1}{r_{\text{э}}} = \frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_c}. \quad (3.9)$$

Комплексный коэффициент усиления ступени на средних частотах равен

$$K_{cp} = \frac{U_{2cp}}{U_1} = -S r_{\text{э}}. \quad (3.10)$$

В данном случае коэффициент усиления — действительное отрицательное число. Это означает, что переменное напряжение на сетке второй лампы находится в противофазе с переменным напряжением на сетке первой лампы. K_{cp} увеличивается с увеличением r_a и r_c , так как при этом возрастает $r_{\text{э}}$ [это следует из ф-лы (3.9)]. Если $r_a \rightarrow \infty$ и $r_c \rightarrow \infty$, то $r_{\text{э}} \rightarrow r_i$ и $K_{cp} \rightarrow -S r_i = -\mu$. Это — максимально возможный коэффициент усиления в схеме с конденсаторным переходом. Обычно он недостижим, так как при больших значениях r_a на последнем создается большое падение напряжения от постоянной

составляющей анодного тока, и для получения необходимого напряжения на аноде приходится брать очень большое напряжение анодной батареи.

Для высших частот, на которых можно пренебречь емкостью C_c , схема рис. 3.9 может быть заменена схемой рис. 3.11. Напряжение на сетке второй лампы и, следовательно, коэффициент усиления, при этом уменьшаются по отношению к уже рассмотренному случаю, и, как видно из сопоставления рис. 3.10 и 3.11 и теоремы IV приложения 1, коэффициент усиления равен

$$\mathbf{K}_\theta = \mathbf{K}_{cp} \cdot \frac{\frac{1}{r'_a}}{\frac{1}{r'_a} + i\omega C_\theta} = \frac{\mathbf{K}_{cp}}{1 + i\omega\tau_\theta}, \quad (3.11)$$

где

$$C_\theta = C_{вых} + C_{вх}, \quad (3.12)$$

$$\tau_\theta = r'_a C_\theta, \quad (3.13)$$

τ_θ — постоянная времени ступени для высших частот.

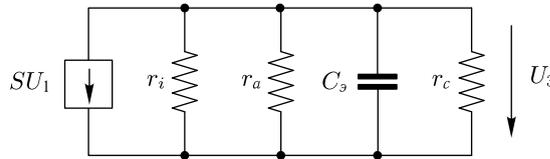


Рис. 3.11

Модуль коэффициента усиления на высших частотах (отношение амплитуды колебания на выходе ступени к амплитуде на входе) равен

$$K_\theta = \frac{K_{cp}}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_\theta^2}}. \quad (3.14)$$

Аргумент коэффициента усиления (сдвиг фаз между колебаниями на выходе и входе) равен

$$\alpha_\theta = -\arctg \omega\tau_\theta + \pi. \quad (3.15)$$

Для низших частот, на которых можно не учитывать емкости $C_{вых}$ и $C_{вх}$, схема рис. 3.9 может быть заменена схемой рис. 3.12.

Напряжение на сетке второй лампы, и, следовательно, коэффициент усиления, уменьшаются по отношению к рассмотренному выше случаю средних частот и, как видно из сопоставления рис. 3.10 и 3.12 и теоремы III приложения 1, коэффициент усиления равен:

$$\mathbf{K}_H = \mathbf{K}_{cp} \frac{r'_a + r_c}{r'_a + r_c + \frac{1}{i\omega C_c}} = \frac{\mathbf{K}_{cp}}{1 + \frac{1}{i\omega\tau_H}}, \quad (3.16)$$

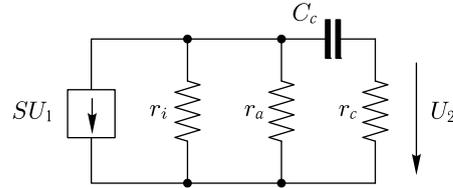


Рис. 3.12

где

$$r'_э = \frac{r_i r_a}{r_i + r_a}, \quad (3.17)$$

$$\tau_n = (r'_э + r_c) C_c \approx r_c C_c \quad (3.18)$$

(поскольку обычно $r'_э \ll r_c$), τ_n — постоянная времени ступени для низших частот.

Модуль коэффициента усиления на низших частотах равен

$$K_n = \frac{K_{cp}}{\sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_n^2}}}, \quad (3.19)$$

и аргумент

$$\alpha_n = \arctg \frac{1}{\omega \tau_n} + \pi. \quad (3.20)$$

Зависимость модуля коэффициента усиления усилителя от частоты называется амплитудно-частотной (иногда для краткости просто частотной) характеристикой усилителя. Зависимость аргумента коэффициента усиления усилителя от частоты называется фазово-частотной (иногда для краткости фазовой) характеристикой усилителя.

На рис. 3.13 приведены амплитудно-частотные характеристики K_v и K_n рассмотренного усилителя, соответствующие ф-лам (3.14) и (3.19). На рисунке отмечены границы условной полосы пропускания усилителя, на которых $K = \frac{K_{cp}}{\sqrt{2}}$. Угловые частоты этих границ

соответственно равны $\frac{1}{\tau_v}$ и $\frac{1}{\tau_n}$.

На рис. 3.14 приведены фазово-частотные характеристики α_v и α_n , соответствующие ф-лам (3.15) и (3.20).

Угловая частота отложена на рис. 3.13 и 3.14 в логарифмическом масштабе.

Коэффициент усиления многоступенного усилителя находят путем перемножения коэффициентов усиления отдельных ступеней, как было показано в § 2.5.

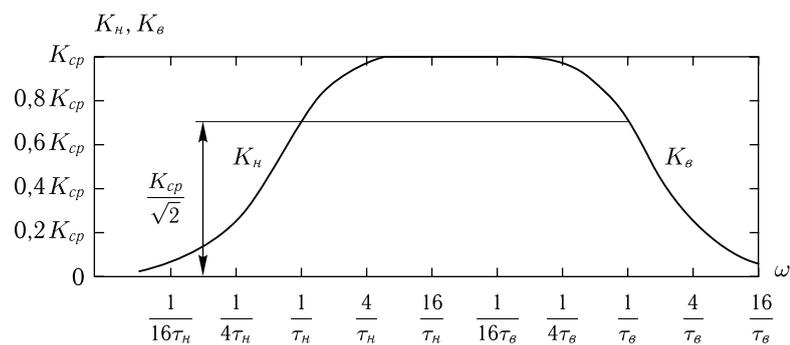


Рис. 3.13

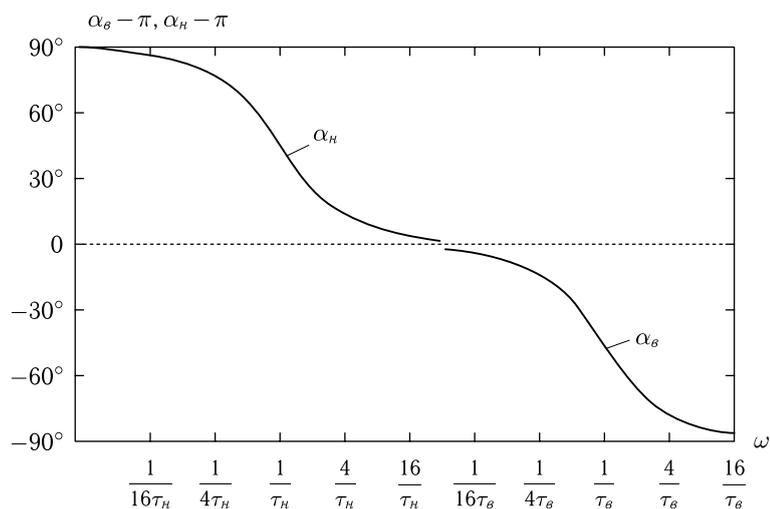


Рис. 3.14

Пример 3.4

Рассчитать параметры ступени усиления, схема которой изображена на рис. 3.8, считая, что усилительной лампой является лентод 6Ж4. Определить также K_{cp} .

Дано: 1) $C_3 = C'_{вых} + C_{вх} = 30$ пФ;

2) границы полосы пропускания:

$$\omega_n = \frac{1}{\tau_n} = 2\pi \cdot 100 \text{ 1/с,}$$

$$\omega_b = \frac{1}{\tau_b} = 2\pi \cdot 10^8 \text{ 1/с.}$$

3) $S = 9$ мА/В.

Решение

1. Из ф-лы (3.13) находим

$$r_3 = \frac{\tau_3}{C_3} = \frac{1}{2\pi \cdot 10^6 \cdot 30 \cdot 10^{-12}} = 5300 \text{ Ом.}$$

Учитывая, что для лампы 6Ж4 $r_i = 10^6 \text{ Ом} \gg r_3$ и что сопротивление r_c может быть большим (r_c выгодно брать большим, так как это позволяет уменьшить емкость C_c), считаем

$$r_a \approx r_3 = 5300 \text{ Ом.}$$

Выбираем $r_c = 20r_a \approx 100\,000 \text{ Ом}$.

Определяем

$$r'_3 = \frac{r_i r_a}{r_i + r_a} \approx r_a = 5300 \text{ Ом}$$

и находим

$$C_c = \frac{\tau_n}{r'_3 + r_c} \approx \frac{\tau_n}{r_c} = \frac{1}{2\pi \cdot 100 \cdot 100\,000} = 0,016 \cdot 10^{-6} \text{ Ф} = 16\,000 \text{ пФ.}$$

2. Коэффициент усиления на средних частотах равен

$$K_{cp} = -r_3 S \approx -5300 \cdot 9 \cdot 10^{-3} = -48.$$

§ 3.3. Усилители с трансформаторным переходом

Усилитель с трансформаторным переходом изображен на рис. 3.15. В установившемся режиме при отсутствии переменного напряжения на сетке лампы напряжение на ее аноде равно E_a (если пренебречь небольшим падением напряжения в обмотке трансформатора). Напряжение на вторичной обмотке трансформатора равно нулю.

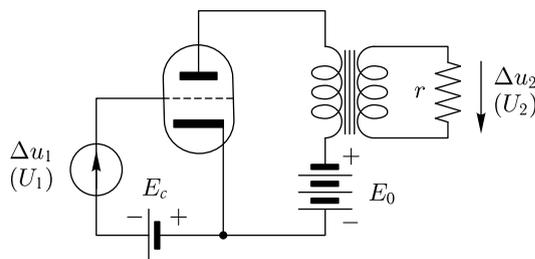


Рис. 3.15

При подаче переменного напряжения на сетку лампы анодный ток меняется и на первичной обмотке трансформатора появляется падение напряжения, которое передается трансформатором в его вторичную цепь, увеличившись при этом в k_T раз (k_T — коэффициент трансформации трансформатора).

Заменив лампу и трансформатор соответствующими эквивалентными схемами, перейдем от схемы рис. 3.15 к более удобной для отыскания приращений напряжения схеме рис. 3.16.

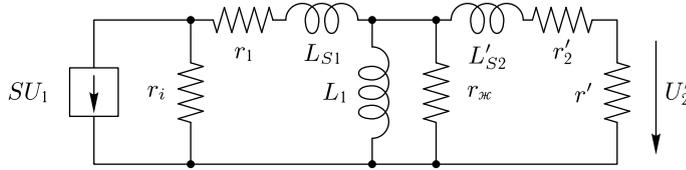


Рис. 3.16

На схеме приняты обозначения:

r_1 — активное сопротивление первичной обмотки трансформатора,
 L_{s1} — индуктивность рассеяния первичной обмотки трансформатора,

L_1 — индуктивность первичной обмотки,

$r_{ж}$ — сопротивление, определяемое потерями в сердечнике трансформатора,

$L'_{s2} = \frac{L_{s2}}{k_T^2}$ — индуктивность рассеяния вторичной обмотки, пересчитанная в первичную ($K_T = \frac{n_2}{n_1}$ — коэффициент трансформации трансформатора; n_1 — число витков первичной обмотки; n_2 — число витков вторичной обмотки),

$r'_2 = \frac{r_2}{k_T^2}$ — активное сопротивление вторичной обмотки, пересчитанное в первичную,

$r' = \frac{r}{k_T^2}$ — сопротивление нагрузки, пересчитанное в первичную цепь,

$U'_2 = \frac{U_2}{k_T}$ — пересчитанное выходное напряжение.

Сопротивления r_1 ; $r_{ж}$ и r'_2 мы в дальнейшем учитывать не будем из-за их малого влияния.

Как и в предыдущем случае, предположим, что Δu_1 синусоидально. Если частота напряжения Δu_1 велика, то в схеме рис. 3.16 можно не учитывать индуктивности L_1 , поскольку на высших частотах через нее ответвляется незначительный ток. На низших частотах можно не учитывать индуктивности рассеяния L_{s1} и L'_{s2} , так как их сопротивление невелико.

На каких-то средних частотах можно пренебречь как индуктивностью первичной обмотки L_1 , так и индуктивностями рассеяния. В этом случае схема рис. 3.16 может быть заменена схемой рис. 3.17. Из схемы рис. 3.17 следует, что выходное напряжение ступени на средних частотах равно

$$U_{2cp} = \pm k_T U'_{2cp} = \mp k_T S r'_2 U_1,$$

$$r'_2 = \frac{r_i r'}{r_i + r'}.$$

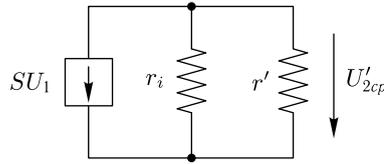


Рис. 3.17

Коэффициент усиления на средних частотах

$$\mathbf{K}_{cp} = \frac{U'_{2cp}}{U_1} = \mp k_T S r'_2. \quad (3.21)$$

Знак \mathbf{K}_{cp} может быть любым (в зависимости от направления витков обмоток трансформатора).

При увеличении r'_2 величина r'_2 стремится к r_i и

$$K_{cp} \rightarrow k_T S r_i = k_T \mu.$$

Для высших частот схема рис. 3.16 может быть заменена схемой рис. 3.18. На этой схеме $L_s = L_{s1} + L'_{s2}$. При этом напряжение на сетке второй лампы и, следовательно, коэффициент усиления уменьшатся по отношению к рассмотренному случаю средних частот и, как видно из сопоставления рис. 3.17 и 3.18 и теоремы III приложения 1, будет

$$\mathbf{K}_\theta = \mathbf{K}_{cp} \frac{r_i + r'_2}{r_i + r'_2 + i\omega L_s} = \frac{\mathbf{K}_{cp}}{1 + i\omega\tau_\theta}, \quad (3.22)$$

где

$$\tau_\theta = \frac{L_s}{r_i + r'_2}; \quad (3.23)$$

τ_θ — постоянная времени ступени для высших частот.

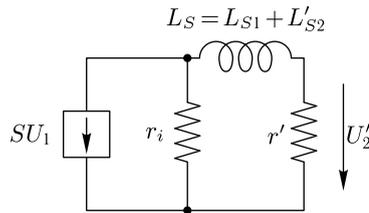


Рис. 3.18

Для низших частот схему рис. 3.16 можно заменить схемой 3.19. Из сравнения последней со схемой рис. 3.17 на основании теоремы IV приложения 1 получим:

$$\mathbf{K}_n = \mathbf{K}_{cp} \frac{\frac{1}{r_i} + \frac{1}{r'_2}}{\frac{1}{r_i} + \frac{1}{r'_2} + \frac{1}{i\omega L_1}} = \mathbf{K}_{cp} \frac{\frac{1}{r'_2}}{\frac{1}{r'_2} + \frac{1}{i\omega L_1}} = \frac{\mathbf{K}_{cp}}{1 + \frac{1}{i\omega\tau_n}}. \quad (3.24)$$

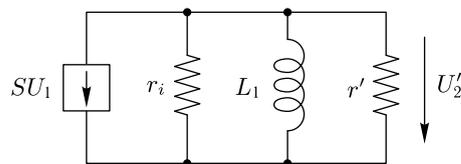


Рис. 3.19

В этой формуле

$$r'_э = \frac{r_i r'}{r_i + r'},$$

и

$$\tau_H = \frac{L_1}{r'_э}.$$

Сравнивая ф-лы (3.11), (3.22) и (3.16), (3.24), мы видим, что зависимости коэффициентов усиления от частоты в ступенях с конденсаторным и трансформаторным переходами получаются одинаковыми, различие имеется лишь в выражениях для $\mathbf{K}_{ср}$, τ_θ и τ_H . Поэтому все, что было сказано про модули и аргументы коэффициентов усиления усилителя с конденсаторным переходом (см. § 3.2), справедливо и для усилителя с трансформаторным переходом.

При исследовании усилителя с трансформаторным переходом мы не учитывали емкостей ламп, обмоток трансформатора и монтажа. Если в полосе пропускания ступени токи через эти емкости соизмеримы с токами в других ветвях схемы, то эти емкости необходимо учитывать. Тогда на высших частотах может наступить резонанс емкости вторичной цепи трансформатора с индуктивностью L_s , что приведет к увеличению коэффициента усиления на частотах, близких к резонансной частоте. Расчет коэффициента усиления с учетом емкостей производится аналогичным методом.

§ 3.4. Прохождение импульсов через усилители с конденсаторным и трансформаторным переходами

Рассмотрим прохождение импульсов трапецевидной формы (рис. 3.20) через усилители с конденсаторными и трансформаторными переходами. Этот случай часто встречается при усилении радиолокационных, телевизионных и радиотелеграфных сигналов.

Поскольку система сведена к линейной, для решения задачи можно поступить так: взять периодическую последовательность импульсов, действующих на вход усилителя, разложить ее в ряд Фурье, т.е. на синусоидальные составляющие, затем, зная для последних коэффициенты усиления, найти амплитуды и сдвиги фаз синусоидальных составляющих на выходе усилителя, и, сложив их, найти форму выходного напряжения. Этот путь, однако, громоздок и не дает наглядных

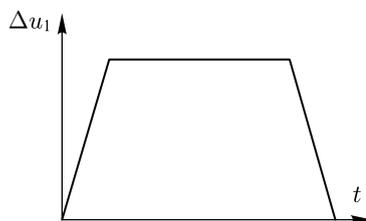


Рис. 3.20

результатов. Поэтому мы проведем исследование с помощью *дифференциальных уравнений* и метода *моделирования*.

Заменим рассматриваемые схемы моделью, т. е. схемой, у которой комплексный коэффициент усиления для всех частот такой же, как и в первоначальных схемах. Тогда при подаче на вход первоначальных схем и на вход модели одинакового напряжения, на выходе схем и модели напряжения также будут одинаковы. Это обстоятельство было показано в § 8.7 первой части курса. Для периодических функций оно очевидно. Действительно, в этом случае можно разложить напряжение на входе на синусоидальные составляющие и найти соответствующие им синусоидальные составляющие на выходе. В первоначальных схемах и модели составляющие на выходе одинаковы, поскольку одинаковы их коэффициенты усиления на всех частотах. Отсюда следует, что и результирующие напряжения на их выходе также одинаковы.

Вначале не станем учитывать емкости ламп и монтажа, а также индуктивности рассеяния (для схемы с трансформаторным переходом). Полученный результат окажется справедливым в том случае, если напряжения на этих емкостях и ток через индуктивности рассеяния меняются достаточно медленно, и поэтому токи через эти емкости и напряжение на индуктивности рассеяния настолько малы, что можно ими пренебречь.

При таких пренебрежениях коэффициент усиления ступени как при конденсаторном, так и при трансформаторном переходе определяется ф-лой (3.16).

В качестве модели возьмем схему рис. 3.21. Для нее, как нетрудно подсчитать, коэффициент усиления при синусоидальном колебании равен

$$\mathbf{K}_r = \frac{\mathbf{U}_r}{\mathbf{E}} = \frac{\mathbf{K}_{cp}}{1 + \frac{1}{i\omega\tau}},$$

где $\tau = rC$, а остальные обозначения ясны из рис. 3.21.

Таким образом, при условии, что $\tau = \tau_H$, получим равенство коэффициентов усиления $\mathbf{K}_r = \mathbf{K}_H$ [см. ф-лу (3.16)] и, следовательно, если $e = \Delta u_1$, т. е. приращению напряжения на входе усилителя, то напряжение u_r в модели равно напряжению на выходе усилителя.

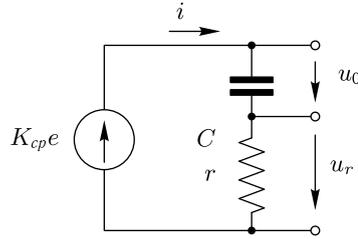


Рис. 3.21

Составим дифференциальное уравнение для u_r , исходя из схемы модели (рис. 3.21):

$$K_{cp}e = u_C + u_r \quad (3.25)$$

или

$$\frac{d(K_{cp}e)}{dt} = \frac{du_C}{dt} + \frac{du_r}{dt}, \quad (3.26)$$

но

$$C \frac{du_C}{dt} = i = \frac{u_r}{r}. \quad (3.26a)$$

Определяя отсюда $\frac{du_C}{dt}$ и подставляя в ур-ние (3.26), получим:

$$\frac{d}{dt}(K_{cp}e) = \frac{u_r}{\tau} + \frac{du_r}{dt}. \quad (3.27)$$

Пусть $K_{cp}e$ имеет форму трапецевидного импульса (рис. 3.20).

Тогда на отдельных участках $K_{cp}e$ может быть выражено так:

$$K_{cp}e = at + b,$$

где a и b — постоянные, различные на различных участках.

Уравнение (3.27) для этого случая имеет следующий вид:

$$a = \frac{u_r}{\tau} + \frac{du_r}{dt}.$$

Решая это уравнение, получим

$$u_r = a\tau + Ae^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3.28)$$

где A — постоянная, определяемая для каждого участка из начальных условий.

В нашем случае $K_{cp}e$ скачком не меняется, не может меняться скачком u_C , и поэтому, как следует из ур-ния (3.25), не меняется скачком u_r . Из этого вытекает, что постоянная A должна быть такой, чтобы начальное значение u_r на последующем участке равнялось конечному значению u_r на предыдущем. Заметим, что u_r стремится по экспоненте к величине $a\tau$ и приближается к ней тем быстрее, чем меньше τ .

Построим зависимость u_r от t , считая, что при $t = 0$ $u_r = u_C = 0$ (рис. 3.22).

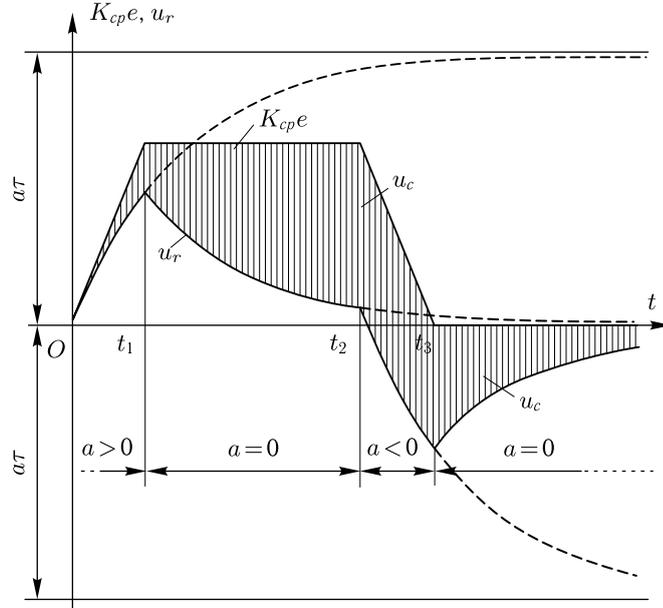


Рис. 3.22

1. Участок $0 \div t_1$. Напряжение u_r возрастает по экспоненте, стремясь к величине $a\tau$ (на этом участке $a = \frac{d}{dt}(K_{cp}e) > 0$ — крутизна переднего фронта импульса).

Так как при $t = 0$ $u_r = 0$, то постоянная A в ур-нии (3.28) равна $A = -a\tau$. Из ф-лы (3.28) следует, что в момент времени $t = t_1$:

$$u_r = u_{r1} = a\tau(1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}).$$

2. Участок $t_1 \div t_2$. Напряжение u_r , начиная со значения u_{r1} , уменьшается по экспоненте, стремясь к нулю. На этом участке $a = 0$; $A = u_{r1}e^{t_2/\tau}$. Из ф-лы (3.28) следует, что в конце второго участка при $t = t_2$:

$$u_r = u_{r2} = u_{r1}e^{-\frac{t_2-t_1}{\tau}}.$$

3. Участок $t_2 \div t_3$. Напряжение u_r , начиная со значения u_{r2} , уменьшается по экспоненте, стремясь к величине $a\tau$ (на этом участке $a = \frac{d}{dt}(K_{cp}e) < 0$ — крутизна заднего фронта). Так как при $t = t_2$ $u_r = u_{r2}$, то постоянная A в ур-нии (3.28) равна $A = (u_{r2} - a\tau)e^{t_2/\tau}$.

В момент времени $t = t_3$

$$u_r = u_{r3} = a\tau + (u_{r2} - a\tau)e^{-\frac{t_3-t_2}{\tau}}.$$

4. Участок $t_3 \div \infty$. Напряжение u_r , начиная со значения u_{r3} , изменяется по экспоненте, стремясь к нулю.

На рис. 3.23 приведены зависимости u_r от t , построенные для разных значений τ . Из графиков видно, что при уменьшении постоянной времени τ появляются искажения импульса, проявляющиеся в спаде напряжения импульса к его концу и возникновении выброса противоположной полярности.

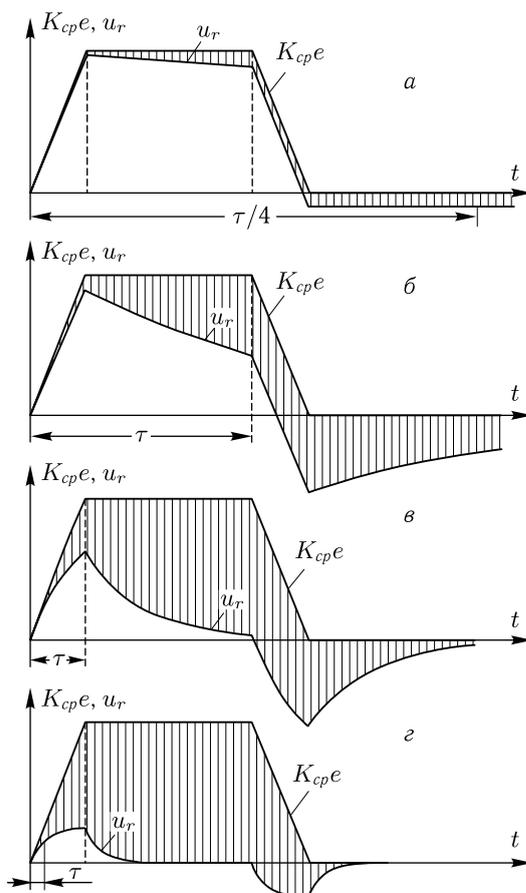


Рис. 3.23

Это объясняется тем, что за время действия импульса конденсатор (рис. 3.21) заряжается проходящим через него током и нарастание напряжения на конденсаторе уменьшает u_r . После того, как напряжение $K_{срe}$ станет равным нулю ($t > t_3$), выходное напряжение u_r создается

напряжением, появившимся на конденсаторе за время действия импульса.

Оценим количественно искажения импульса при не слишком малых τ .

Увеличение напряжения на конденсаторе за время действия импульса ϑ (рис. 3.24), равное падению напряжения u_r к концу импульса, определяется следующим образом:

$$\Delta u = \frac{1}{C} \int_{t_1}^{t_1+\vartheta} i dt = \frac{1}{C} \int_{t_1}^{t_1+\vartheta} \frac{u_r}{r} dt = \frac{1}{\tau} \int_{t_1}^{t_1+\vartheta} u_r dt.$$

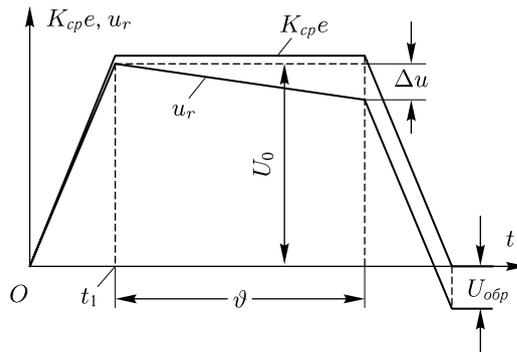


Рис. 3.24

Если под интегралом вместо u_r взять его значение U_0 в момент времени t_1 , то это (при условии, что $\Delta u \gg U_0$) приведет лишь к незначительной ошибке.

Поэтому

$$\Delta u \approx \frac{1}{\tau} \int_{t_1}^{t_1+\vartheta} U_0 dt = U_0 \frac{\vartheta}{\tau},$$

или

$$\frac{\Delta u}{U_0} \approx \frac{\vartheta}{\tau}. \quad (3.29)$$

Величина обратного напряжения $U_{обр}$ (рис. 3.24) приблизительно равна величине Δu , поскольку она, как и Δu , определяется напряжением на конденсаторе, которое обычно не успевает сколько-нибудь значительно измениться за время спада импульса (если, конечно, этот спад происходит достаточно быстро).

Чтобы избежать больших искажений формы импульсов в усилителях, величину τ_n выбирают достаточно большой.

Из рис. 3.23 видно, что при постоянной времени τ , соизмеримой с временем нарастания и спадания импульса на входе трапецевидный

импульс превращается в два импульса. При дальнейшем уменьшении τ напряжение u_r , как это видно из рис. 3.23 и ф-лы (3.28), становится равным $a\tau$, т. е. будет пропорционально $\frac{de}{dt}$ (если не учитывать небольшие участки установления). Это справедливо не только для трапецевидного импульса. Из ур-ния (3.27) следует, что

$$u_r = \tau \frac{d}{dt} (K_{cp}e - u_r).$$

При достаточно малых r и C , т. е. при достаточно малой постоянной времени τ , $u_r \ll K_{cp}e$ и

$$u_r \approx \tau \frac{d}{dt} (K_{cp}e).$$

Поэтому схему рис. 3.21 и ступени усилителей с конденсаторными и трансформаторными переходами при постоянных времени τ_n , меньших, чем время действия импульса, иногда называют *дифференцирующими схемами*.

Дифференцирующими схемами часто пользуются, когда хотят получить из трапецевидного импульса короткие импульсы в начале и конце его. Эти импульсы при малом τ_n определяются производной $\frac{de}{dt}$ и поэтому они *не могут быть короче, чем время нарастания и спадания входного импульса*. Так как уменьшение τ_n приводит к уменьшению амплитуды импульса u_r , то постоянную времени в этом случае не следует брать слишком малой.

Если время нарастания и спадания импульса очень мало, можно считать, что импульс имеет прямоугольную форму (рис. 3.25).

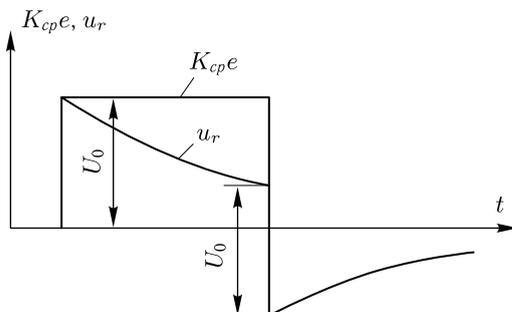


Рис. 3.25

В момент появления импульса произведение $K_{cp}e$ изменится скачком. Настолько же скачком изменится и величина u_r , поскольку заряд конденсатора и, следовательно, падение напряжения u_C скачком изменяться не могут и за время скачка останутся постоянными. Таким образом, в начальный момент $u_r = K_{cp}e$. Затем u_r будет стремиться в соответствии с ф-лой (3.28) по экспоненте к значению $a\tau = 0$.

В момент окончания импульса K_{cpe} и u_r также изменяется скачком на одинаковую величину. Затем u_r опять стремится к значению $at = 0$.

На рис. 3.26 показано, как происходит установление процесса при большой постоянной времени τ , если подается последовательность импульсов. Постепенное понижение u_r объясняется тем, что в перерыве между импульсами конденсатор C не успевает разряжаться, и после каждого следующего импульса падение напряжения u_C на нем становится все больше и больше. Процесс постепенного увеличения u_C продолжается до тех пор, пока площади отрицательного и положительного импульса u_r (они заштрихованы кривой штриховкой) не станут одинаковыми. В этом случае конденсатор C в промежутке между импульсами разряжается как раз настолько, насколько он заряжается во время импульса.

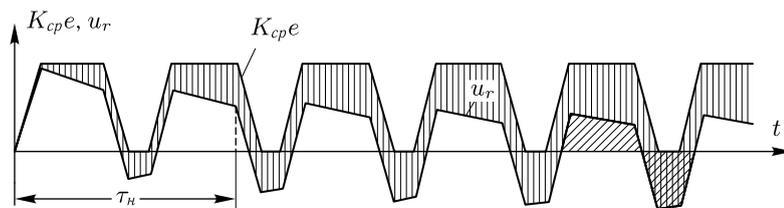


Рис. 3.26

Рассмотренные явления объяснялись для схемы рис. 3.21 накоплением заряда на конденсаторе C за время действия импульса. Для схемы рис. 3.12 и усилителя, изображенного на рис. 3.8, эти явления объясняются накоплением за время действия импульса заряда на конденсаторе C_c .

Рассмотрим, чем объясняются описанные выше явления для схемы рис. 3.15 или, что то же, рис. 3.27.

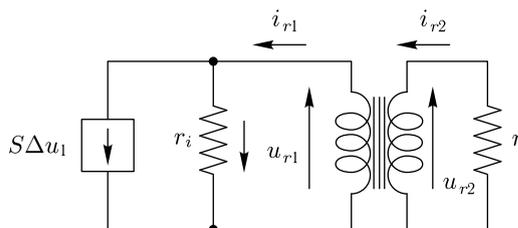


Рис. 3.27

Если пренебрегать потерями в обмотках трансформатора и их индуктивностями рассеяния, то напряжения u_{r1} на первичной обмотке имеет ту же форму, что и напряжение u_{r2} .

Действительно,

$$u_{r1} = n_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

где Φ — общий магнитный поток, охватывающий витки обеих обмоток.

С другой стороны,

$$u_{r2} = n_2 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Следовательно,

$$\frac{u_{r2}}{u_{r1}} = \frac{n_2}{n_1} = k_r$$

или

$$u_{r1} = \frac{u_{r2}}{k_r}.$$

Эти равенства справедливы при любой форме напряжений.

Если в трансформаторе вторичная обмотка разомкнута, то

$$u_{r1} = L_1 \frac{di_{r1}}{dt},$$

где L_1 — индуктивность первичной обмотки трансформатора. Если через вторичную обмотку течет ток i_{r2} , то

$$u_{r1} = L_1 \frac{d}{dt} \left(i_{r1} - \frac{n_2}{n_1} i_{r2} \right) = L_1 \frac{di_{\mu}}{dt}, \quad (3.30)$$

где

$$i_{\mu} = i_{r1} - \frac{n_2}{n_1} i_{r2} = i_{r1} - k_t i_{r2}. \quad (3.31)$$

Здесь i_{μ} — результирующий ток, создающий магнитный поток трансформатора.

Из полученного уравнения видно, что ток i_{μ} скачком меняться не может. Он меняется тем быстрее, чем больше напряжение u_{r1} и меньше L_1 . При большой L_1 за время импульса ток i_{μ} не успевает нарасти и его можно считать равным нулю. В этом случае ток через первичную обмотку трансформатора согласно (3.31) равен

$$i_{r1} = i_{\mu} + k_r i_{r2} = k_r \frac{u_{r2}}{r} = k_r \frac{k_r u_{r1}}{r} = \frac{u_{r1}}{r/k_r^2}.$$

Таким образом, трансформатор в этом случае представляет со стороны первичной обмотки активное сопротивление, равное r/k_r^2 , и напряжение на нем меняется пропорционально изменению Δu_1 . Если Δu_1 меняется скачком, то u_{r1} и u_{r2} также меняются скачком. При этом скачком меняются токи i_{r1} и i_{r2} .

Если L_1 недостаточно велика, то i_{μ} можно считать равным нулю только в начале импульса. Затем в соответствии с (3.30) i_{μ} нарастает, в результате чего ток через первичную обмотку i_{r1} увеличивается, ток через сопротивление r_1 , равный $S\Delta u_1 - i_{r1}$, уменьшается, уменьшается напряжение на r_i и напряжения u_{r1} и u_{r2} . Это вызывает спад импульса к его концу. После исчезновения импульса Δu_1 ток i_{μ} и магнитный поток в трансформаторе сразу исчезнуть не могут. Уменьшаясь, они создают отрицательный выброс (ф-ла 3.30).

Рассмотрим теперь влияние емкостей $C_{вых}$ и $C_{вх}$ (рис. 3.9) и индуктивностей L_{s1} и L'_{s2} (рис. 3.16) на прохождение импульса через усилители.

Эти обычно малые элементы схем сказываются лишь при очень быстром изменении напряжений и токов, когда существенны токи через $C_{вых}$ и $C_{вх}$ и падения напряжения на L_{s1} и L'_{s2} . Таким образом, в обычных усилителях эти элементы оказывают влияние лишь во время быстрого возрастания и спада напряжения импульса.

Как мы видели выше, в усилителях τ_n обычно выбирается значительно большей, чем время нарастания и спада импульса, так что изменением напряжения на конденсаторе C_c и тока в индуктивности L_1 за эти отрезки времени можно пренебречь. Поэтому при рассмотрении влияния емкостей $C_{вых}$ и $C_{вх}$ и индуктивностей рассеяния трансформатора влияние параметров C_c и L_1 не учитывается и можно пользоваться эквивалентными схемами рис. 3.11 и 3.18. Коэффициент усиления для этих схем определяется ф-лой (3.11).

Такой же формулой определяется коэффициент усиления для схемы рис. 3.21, если в ней считать выходным напряжением напряжение на конденсаторе u_C . Действительно, в этом случае

$$K_C = \frac{U_C}{E} = \frac{K_{cp}}{1 + i\omega\tau}.$$

Таким образом, при $\tau = \tau_e$ и $e = \Delta u_1$ в схеме модели рис. 3.21 мы получим u_C такое же, как Δu_2 в схемах усилителей рис. 3.8 и 3.15 при достаточно большой τ_n .

Величина u_r в схеме модели была подробно исследована. Величину u_C можно найти из равенства

$$u_C = K_{cp}e - u_r. \quad (3.32)$$

Следовательно, если на отдельных участках

$$K_{cp}e = at + b \quad (3.33)$$

(например, $K_{cp}e$ является трапецевидным импульсом), то в соответствии с ф-лами (3.32) и (3.28)

$$u_C = K_{cp}e - u_r = at + b - a\tau - Ae^{-\frac{t}{\tau}} = a(t - \tau) + b - Ae^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Выражение $a(t - \tau) + b$ является уравнением прямой $K_{cp}e$ [ф-ла (3.33)], сдвинутой вправо на величину τ . Поэтому на каждой участке, где $K_{cp}e$ меняется линейно, u_C стремится по экспоненте к функции $K_{cp}e$, сдвинутой вправо на величину τ . Рис. 3.28 иллюстрирует сказанное. Напряжение u_C нарастает сначала медленно, затем все быстрее. При $t = t_1$ нарастание u_C замедляется и при $t = t_2$ u_C начинает спадать с возрастающей скоростью. Далее, при $t = t_3$ скорость спада уменьшается. В моменты времени t_1 и t_3 происходит перегиб кривой u_C .

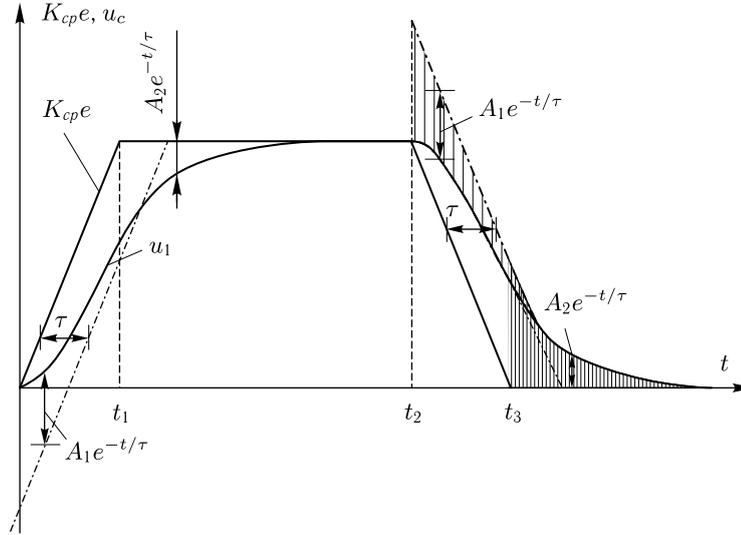


Рис. 3.28

На рис. 3.29 приведены зависимости u_C от t , построенные для различных значений τ . Эти зависимости получены на основании ф-лы (3.32) из рис. 3.23. Из рисунка видно, что при постоянной времени τ , меньшей, чем время нарастания и спада импульса, u_C меняется так же, как $K_{cp}e$, но со сдвигом во времени на величину τ . Углы импульса получаются скругленными. С увеличением τ увеличивается сдвиг импульса во времени, углы его скругляются все сильнее и сильнее. Наконец, при τ , равном или большем, чем длительность импульса, u_C не успевает нарастать до амплитуды импульса $K_{cp}e$. Это объясняется тем, что при большой $\tau = rC$ конденсатор C не успевает за время действия импульса заряжаться до сколько-нибудь значительной величины. В этом случае u_C меняется примерно пропорционально величине $\int K_{cp}e dt$.

Действительно, на основании ур-ний (3.25) и (3.26а) можно записать:

$$\frac{du_C}{dt} = \frac{u_r}{\tau} = \frac{K_{cp}e - u_C}{\tau},$$

откуда, пренебрегая u_C по сравнению с $K_{cp}e$, что допустимо при постоянной времени τ , значительно большей, чем длительность импульса, получаем:

$$u_C = \frac{1}{\tau} \int K_{cp}e dt.$$

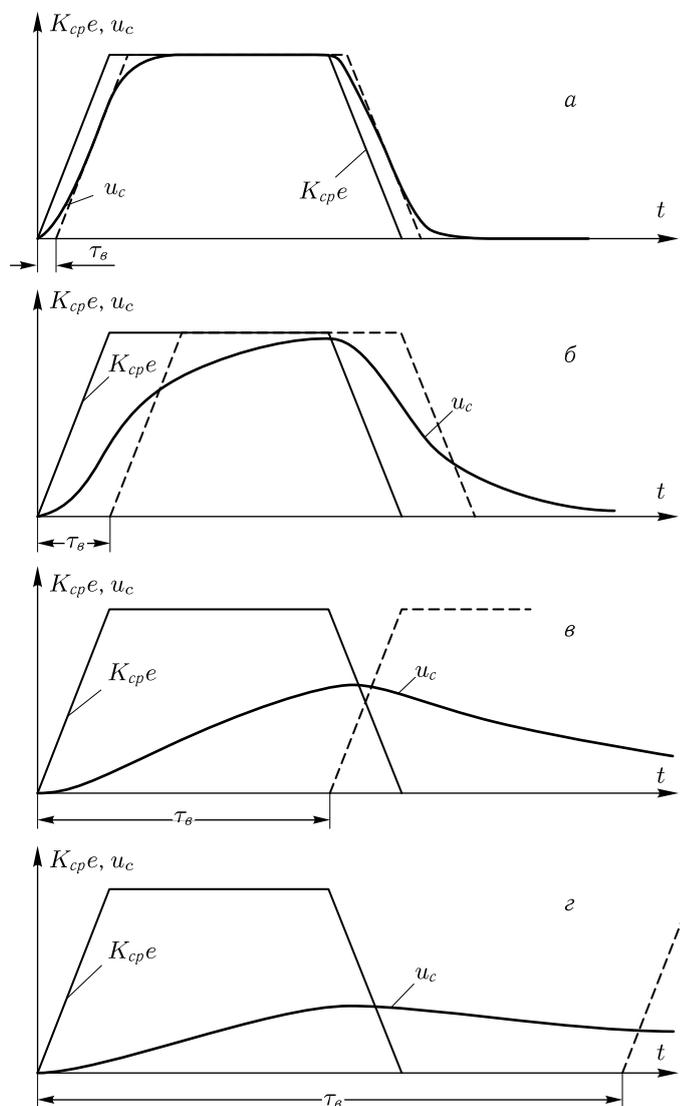


Рис. 3.29

Поэтому схемы, изображенные на рис. 3.8. 3.11, 3.15, 3.18 и 3.21, при большой постоянной времени $\tau = \tau_\theta$, называют *интегрирующими схемами*. Обычно в интегрирующих схемах τ_θ приходится искусственно увеличивать, подключая, например, параллельно $C_{вых}$ или $C_{вх}$ дополнительные конденсаторы.

Интегрирующие схемы превращают трапецевидные импульсы в треугольные.

На рис. 3.30 показано, как происходит установление процесса при подаче на вход интегрирующей схемы периодической последовательности трапецевидных импульсов. В установившемся режиме изменение напряжения u_C происходит около среднего значения U_{cp} напряжения $K_{cp}e$.

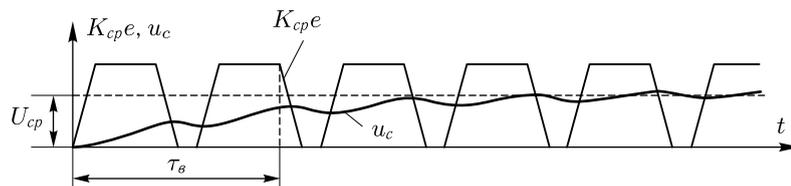


Рис. 3.30

Рассмотренные выше явления объясняются для схем рис. 3.8, 3.11 и 3.21 тем, что конденсаторы C , $C_{вых}$ и $C_{вх}$ при изменении Δu_1 заряжаются не сразу, а с некоторым запозданием. Для схем рис. 3.15 и 3.18 они вызваны тем, что ток через сопротивления r и r' , а следовательно, напряжение Δu_2 , не изменяется сразу вслед за изменением Δu_1 из-за наличия индуктивности рассеяния, включенной последовательно с этими сопротивлениями.

В усилителях для уменьшения искажений стараются делать постоянную времени τ_θ меньшей, чем время нарастания и спада импульсов.

При этом можно считать, за исключением начальных частей линейных участков, что напряжение Δu_2 меняется так же, как $K_{cp}\Delta u_1$, запаздывая по отношению к нему на величину τ_θ .

Следует указать, что емкости $C_{вых}$ и $C_{вх}$ имеются и в усилителях постоянного напряжения, где они также приводят к искажениям коротких импульсов. Эти искажения совершенно аналогичны рассмотренным выше.

Отметим, что эти емкости не позволяют напряжению на выходе изменяться скачком при скачкообразном изменении напряжения на входе, так как их заряд и, следовательно, выходное напряжение не могут меняться мгновенно. Также препятствует скачку индуктивность рассеяния L_s , поскольку магнитный поток рассеяния и ток через L_s не могут изменяться мгновенно.

Переходный конденсатор C_c и индуктивность L_1 не препятствуют передаче скачка со входа на выход, так как за время скачка ни заряд конденсатора, ни магнитный поток индуктивности L_1 не меняются, и, следовательно, не меняются ни падение напряжения на конденсаторе C_c , ни ток через индуктивность L_1 .

Об искажениях импульсов можно судить по амплитудно-частотной характеристике усилителя. Действительно, уменьшение K на низших частотах определяется величиной τ_n . Величина τ_n определяет также перекос импульсов и появление обратного импульса в конце. Уменьшение K на высоких частотах определяется величиной τ_v , которая определяет также сдвиг импульсов, закругление их углов и увеличение времени нарастания и спада.

В ряде случаев (например, при дифференцировании коротких импульсов) постоянная времени τ_n оказывается соизмеримой с τ_v . При этом необходимо учитывать одновременно $C_{вых}$, $C_{вх}$ и C_c (или L_1 и L_s).