

Г. В. Глебович, Л. А. Моругин

ФОРМИРОВАНИЕ
ИМПУЛЬСОВ
НАНОСЕКУНДНОЙ
ДЛИТЕЛЬНОСТИ

СОВЕТСКОЕ РАДИО

Г. В. ГЛЕБОВИЧ, Л. А. МОРУГИН

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО „СОВЕТСКОЕ РАДИО“

МОСКВА — 1958



Scan AAW

Г. В. Глебович, Л. А. Моругин

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Книга посвящена рассмотрению вопросов генерирования и формирования видеопульсов наносекундной длительности. Изложены основные методы получения импульсов в схемах с обратной связью и устройствах с формирующими линиями. Рассматриваются вопросы преобразования, задержки и осциллографирования коротких импульсов. Дается анализ физических процессов и приводятся данные ряда схем, применяющихся в наносекундной технике.

Книга предназначена для инженерно-технических работников радиопромышленности, физиков-экспериментаторов и студентов вузов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей книге авторы предприняли попытку изложить элементы теории генерирования и формирования наносекундных импульсов и осветить физические процессы, происходящие в схемах, используемых для этих целей. Главы 1, 2, 3 и § 2, 3, 4 гл. 5 написаны Л. А. Моругиным, а главы 4 и 6 и § 1 гл. 5 Г. В. Глебовичем.

При подготовке рукописи авторами был использован ряд материалов, опубликованных в отечественной и иностранной литературе. Однако в связи с весьма быстрым развитием этой области техники во время издания книги были опубликованы новые работы, которые не нашли в ней отражения.

Авторы выражают признательность рецензентам профессору, доктору технических наук Я. С. Ицхоки и кандидату технических наук Ю. Н. Прозоровскому за ценные замечания и советы, учтенные при подготовке рукописи к печати.

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Техника импульсов наносекундной длительности представляет собою новую область радиотехники, возникшую менее десяти лет тому назад и находящуюся еще в стадии формирования. Под импульсами наносекундной длительности понимают импульсы, длительность которых лежит в пределах от 10^{-9} до 10^{-6} сек (т. е. от 1 нсек до 1 мксек). Наносекундная техника является дальнейшим развитием импульсной техники в сторону использования импульсов малой длительности.

Укорочение длительности импульсов позволяет повысить точность работы приборов и установок, производить большее количество операций в течение определенного интервала времени, осуществлять наблюдение весьма кратковременных процессов. Кроме того, применение импульсов наносекундной длительности открывает возможности создания новых методов радиотехнических измерений.

Одной из основных причин, которые привели к быстрому развитию наносекундной техники, являются широко развернувшиеся за последние годы исследования в области ядерной физики. Эти исследования требуют применения импульсной аппаратуры, позволяющей вести наблюдение процессов, длящихся весьма малые интервалы времени (порядка наносекунд и менее).

Вместе с тем, переход к импульсам длительностью на 2—3 порядка меньшей длительности импульсов, используемых в телевидении, радиолокации и других областях, накладывает особый отпечаток на методы формирования, усиления, передачи и применения этих импульсов.

Можно указать на две принципиальные особенности наносекундной техники. Первая особенность ее состоит в том, что импульсы наносекундной длительности имеют частотный спектр, простирающийся до области сверхвысоких частот. Поэтому вся аппаратура, использующая такие импульсы, должна обладать весьма широкой полосой

пропускания. В этой аппаратуре отдельные элементы и узлы должны выполняться в виде хорошо согласованных систем, паразитные параметры которых снижены до предельно малых величин. Это обстоятельство сближает технику наносекундных импульсов с техникой сверхвысоких частот.

Второй особенностью наносекундной техники является то, что при работе с очень короткими импульсами большое значение приобретают обычно не учитываемые незначительные сдвиги во времени между токами и напряжениями, действующими на элементах схемы. Эти временные сдвиги вызываются кажущимся запаздыванием сигнала в обычных цепях с сосредоточенными постоянными. Они проявляются, в частности, в явлении запаздывания обратной связи в импульсных генераторах и ограничивают получение импульсов малой длительности. В то же время использование явления запаздывания позволяет создать специфические для этого диапазона длительностей схемы генераторов импульсов.

Основным вопросом наносекундной техники является вопрос формирования импульсов.

Из схем на электронных лампах, применяемых в импульсной технике, с точки зрения формирования наносекундных импульсов представляют интерес реостатно-емкостные схемы и блокинг-генераторы. Обычные реостатно-емкостные схемы позволяют получать импульсы с максимальной крутизной фронта порядка 10^8 в/сек. Схемы с трансформаторной обратной связью генерируют импульсы длительностью в сотые доли микросекунды. При дальнейшем уменьшении длительности импульсов отрицательно сказываются паразитные параметры ламп и схем. Прежде всего это касается паразитных емкостей, которые требуют для своего заряда или разряда определенного времени. Применяя специальные методы ускорения заряда или разряда этих емкостей (например, используя для этой цели лампы со вторичной эмиссией), можно увеличить крутизну фронтов импульсов до 10^{10} в/сек. В случае блокинг-генераторов уменьшение длительности импульсов может быть достигнуто за счет применения ламп с большой добротностью и специальных конструкций импульсных трансформаторов с полосой пропускания в сотни мегагерц. При этом удастся получить импульсы длительностью в несколько наносекунд с амплитудой порядка ста вольт.

Для формирования импульсов наносекундной длительности могут эффективно использоваться генераторы с запаздывающей обратной связью. В этих генераторах в цепь обратной связи специально включается линия задержки, определяющая период повторения импульсов. Это обстоятельство позволяет получить короткие импульсы с весьма высокой частотой следования, что не удастся получить в других схемах (50 *Мгц* и выше). Длительность импульсов здесь определяется добротностью используемых ламп и измеряется единицами наносекунд.

Наиболее эффективным методом получения импульсов с минимальной длительностью фронтов (менее одной наносекунды) является использование разряда длинной линии. Для получения фронтов таких длительностей применяются коммутирующие элементы в виде ртутных реле, специально разработанных для этих целей. Применение в качестве коммутаторов импульсных водородных тиратронов позволяет формировать импульсы с амплитудой в тысячи вольт при крутизне фронтов до 10^{13} *в/сек*.

Преобразование импульсов наносекундной длительности, применяющееся в целях их формирования, также отличается специфическими особенностями, которые свойственны, в частности, используемым для этой цели системам с распределенными постоянными. Только эти системы и могут обеспечить необходимую широкополосность преобразователей (трансформаторы, обострители импульсов, линии задержки).

Важной задачей наносекундной техники является осциллографирование весьма коротких импульсов. Для регистрации таких импульсов необходимы развертки с очень большой скоростью. В осциллографах, предназначенных для этой цели, скорость записи процессов может приближаться к скорости света. Получение таких разверток связано с необходимостью формирования импульсов напряжения с линейно нарастающим фронтом, малой длительностью и высокой стабильностью частоты повторения.

Кроме указанных выше способов формирования коротких импульсов в радиотехнических схемах, изложению которых посвящена настоящая книга, существуют методы получения импульсов непосредственно в специальных электронных приборах (так называемые электронные методы формирования). Эти методы позволяют получать импульсы длительностью до 10^{-12} *сек* с амплитудой, составляющей доли вольта.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНЫХ СХЕМАХ

Реостатно-емкостные схемы генераторов импульсов — мультивибраторы, реактивные пусковые схемы и другие аналогичные им устройства — в технике наносекундных импульсов представляют интерес главным образом как источники перепадов напряжения с крутыми фронтами, позволяющими в результате последующих преобразований получать импульсы малой длительности.

Обычные схемы мультивибраторов при тщательно выполненном монтаже и применении ламп с большой добротностью (под добротностью здесь и ниже понимается отношение крутизны характеристики лампы к сумме входной и выходной емкостей) позволяют получать импульсы с крутизной фронта до 10^8 в/сек. Специальные схемы, использующие лампы со вторичной эмиссией, дают возможность достичь крутизны фронта до 10^{10} в/сек.

Достоинствами реостатно-емкостных схем генераторов импульсов являются их простота, отсутствие сложных или громоздких деталей, таких, как импульсные трансформаторы или кабели, возможность получения импульсов с амплитудой в несколько сот вольт при частоте повторения в десятки и сотни килогерц, легкость синхронизации и др. Особенно большой интерес вызывают реостатно-емкостные схемы в связи с появлением ламп со вторичной эмиссией, дальнейшее совершенствование которых позволит получить еще более высокие показатели.

1. ФОРМИРОВАНИЕ ФРОНТОВ ИМПУЛЬСОВ В РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНЫХ СХЕМАХ

Для наносекундной импульсной техники центральным вопросом при исследовании реостатно-емкостных схем является вопрос о длительности фронтов импульсов, выра-

батываемых этими схемами. Время, потребное для формирования фронта импульса, определяется двумя основными факторами: во-первых, временем опрокидывания схемы и, во-вторых, временем заряда паразитной емкости, шунтирующей нагрузку выходной лампы.

Явление опрокидывания схемы состоит в запираии открытой лампы и отпирании закрытой; этот процесс связан с быстрыми изменениями напряжений на электродах ламп и вследствие наличия неизбежных паразитных емкостей не может происходить мгновенно.

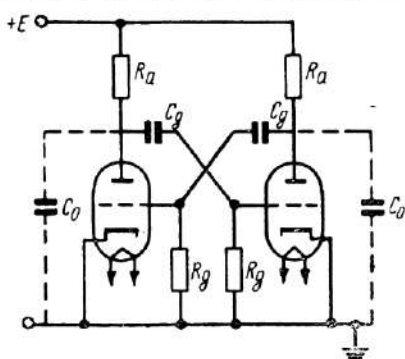


Рис. 1.1. Мультивибратор.

вающиеся из входной емкости одной лампы, выходной емкости другой лампы и емкости монтажа.

Будем полагать, что первая лампа закрыта, а вторая открыта и что в момент времени t_1 первая лампа открывается единичным толчком напряжения, подаваемым на ее сетку. Для того чтобы вторая лампа закрылась, напряжение на аноде первой лампы должно упасть на величину, достаточную для запираии второй лампы. Изменение напряжения на аноде первой лампы связано с изменением заряда паразитной емкости, шунтирующей анодную нагрузку, вследствие чего закрывание второй лампы происходит спустя некоторое время после открывания первой.

Таким образом, в процессе опрокидывания мультивибратор может рассматриваться как двухкаскадный реостатный усилитель с положительной обратной связью. В момент времени t_2 вторая лампа закрывается и тем самым обрывается петля обратной связи. Интервал времени $t_0 = t_2 - t_1$ представляет собой с некоторым приближением время опрокидывания.

Математический анализ явления опрокидывания схемы весьма сложен и поэтому для упрощения предполагают, что во время процесса опрокидывания схема представляет собой линейный усилитель, сеточные токи отсутствуют и т. д. Введение этих допущений оправдывается тем, что строгий учет всех факторов, влияющих на время опрокидывания схемы, привел бы к таким уточнениям, которые практически были бы обесценены неизбежным разбросом параметров ламп и деталей. Исследованию процесса опрокидывания реостатно-емкостных схем был посвящен ряд работ Л. А. Мееровича и Л. Г. Зеличенко, Ф. В. Лукина и других, в результате которых представляется возможным проведение технического расчета времени опрокидывания различных видов схем. [1—10].

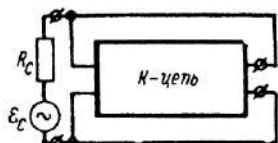


Рис. 1.2. Параллельная схема запуска мультивибратора.

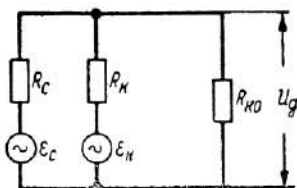


Рис. 1.3. Эквивалентная схема входной цепи мультивибратора.

Для определения времени опрокидывания мультивибратора примем, что напряжение, отпирающее первую лампу, вводится в схему параллельно с напряжением обратной связи так, как это показано на рис. 1.2. На этом рисунке E_c — э.д.с. источника сигнала, R_c — его выходное сопротивление. K -цепь представляет собой двухкаскадный реостатный усилитель, на базе которого построена схема мультивибратора. Эквивалентная схема входной цепи мультивибратора при параллельном запуске представлена на рис. 1.3. На этом рисунке E_k — эквивалентная э.д.с., R_k — выходное сопротивление K -цепи, R_{ko} — входное сопротивление K -цепи. Так как K -цепь является неавтономным четырехполюсником, то ее эквивалентная э.д.с. вызвана действием напряжения на ее входе. В стационарном режиме эта э.д.с. равна произведению сигнала на входе K -цепи на ее коэффициент передачи.

Определим напряжение, действующее на входе K -цепи или, что то же, напряжение на сетке первой лампы. Это напряжение равно сумме токов, развиваемых электродвижущими силами E_c и E_k в сопротивлении R_{ko} , умноженной

на величину этого сопротивления. Производя необходимые вычисления, можно найти, что напряжение на сетке первой лампы определится следующим образом:

$$U_g = \alpha E_c + \beta E_k, \quad (1.1)$$

где

$$\alpha = \frac{R_k R_{ko}}{R_k R_c + R_k R_{ko} + R_c R_{ko}}, \quad \beta = \frac{R_c R_{ko}}{R_k R_c + R_k R_{ko} + R_c R_{ko}}. \quad (1.2)$$

Обозначим

$$U_0 = \alpha E_c, \quad U_\beta = \beta E_k. \quad (1.3)$$

Величина U_0 представляет собой сигнал, действующий на сетке первой лампы, а U_β — напряжение обратной связи, действующее на том же участке. В дальнейшем величина U_0 будет полагаться известной.

С учетом принятых обозначений

$$U_g(t) = U_0(t) + U_\beta(t). \quad (1.4)$$

Величина напряжения, поступающего на сетку первой лампы из цепи обратной связи, на основании теоремы свертывания определится следующим образом:

$$U_\beta(t) = \beta \int_0^t H_k(t - \xi) U_g(\xi) d\xi. \quad (1.5)$$

В этом выражении $H_k(t)$ — импульсная переходная функция K -цепи, т. е. в данном случае импульсная переходная функция двухкаскадного реостатного усилителя. Под импульсной переходной функцией здесь понимается, как обычно, реакция линейной цепи на внешнее воздействие типа импульсной функции (называемой также дельта-функцией).

Подставляя (1.5) в (1.4), получаем интегральное уравнение Вольтерра 2-го рода с ядром разностного типа

$$U_g(t) - \beta \int_0^t H_k(t - \xi) U_g(\xi) d\xi = U_0(t), \quad (1.6)$$

Решение интегрального уравнения возьмем в виде бесконечного ряда

$$U_g(t) = U_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \beta^n \int_0^t H_{k,n}(t-\xi) U_0(\xi) d\xi, \quad (1.7)$$

где $H_{k,n}(t)$ — повторные ядра, определяемые рекуррентными соотношениями

$$H_{k,1}(t) \equiv H_k(t),$$

$$H_{k,n}(t) = \int_0^t H_{k,1}(t-\xi) H_{k,n-1}(\xi) d\xi. \quad (1.8)$$

Физически n -е повторное ядро означает импульсную переходную функцию n последовательно соединенных усилителей, образующих K -цепь реостатно-емкостного генератора.

Так как свертка n -го повторного ядра с единичной функцией дает переходную характеристику системы [11]

$$\int_0^t H_{k,n}(t-\xi) 1(\xi) d\xi = A_n(t), \quad (1.9)$$

то решение интегрального уравнения в случае, когда входной сигнал представляет собой единичный толчок напряжения, может быть записано следующим образом:

$$U_g(t) = 1(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \beta^n A_n(t). \quad (1.10)$$

Здесь $1(t)$ означает единичный толчок напряжения, а $A_n(t)$ — переходную характеристику n последовательно соединенных K -цепей.

В рассматриваемом случае переходная характеристика K -цепи является переходной характеристикой двухкаскадного реостатного усилителя и, как известно, имеет вид [12]

$$A_1(t) = K_0^2 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) \right]. \quad (1.11)$$

Для двух, трех, четырех и т. д. последовательно соединенных K -цепей переходные характеристики могут быть найдены с помощью теоремы Дюамеля и записаны в виде ряда

$$A_n(t) = K_0^{2n} \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \sum_{k=0}^{2n-1} \frac{1}{k!} \left(\frac{t}{\tau} \right)^k \right]. \quad (1.12)$$

Здесь K_0 — коэффициент усиления одного каскада усилителя на так называемых средних частотах, на которых не сказывается действие реактивных элементов схемы, τ — постоянная времени анодной цепи. Полагая, что внутреннее сопротивление лампы много больше сопротивления нагрузки, будем иметь

$$K_0 = SR_a,$$

$$\tau = C_0 R_a,$$

где S — крутизна характеристики лампы.

Процесс нарастания напряжения на сетке первой лампы происходит следующим образом. После того, как на сетку первой лампы был подан единичный толчок напряжения, на выходе K -цепи появился сигнал, представляющий собой переходную характеристику K -цепи. Этот сигнал попадает с выхода K -цепи на вход по каналу обратной связи и, пройдя по K -цепи еще раз, воспроизводит на выходе переходную характеристику двух последовательно соединенных K -цепей. Затем тот же процесс повторяется третий раз и т. д. В результате напряжение на сетке оказывается состоящим из единичного толчка напряжения, поданного на вход K -цепи, и бесконечного числа компонент, представляющих собой переходные характеристики одной, двух, трех и так далее последовательно соединенных K -цепей.

Перепишем выражение (1.10) в виде

$$U_g(t) = 1(t) + A_{об}(t). \quad (1.13)$$

Здесь $1(t)$ — сигнал, поступающий на сетку первой лампы из цепи запуска, который ранее обозначался как $U_0(t)$, а $A_{об}(t)$ — напряжение, развиваемое на сетке лампы за счет действия обратной связи.

Учитывая, что переходная характеристика n последовательно соединенных K -цепей дается формулой (1.12), производя суммирование, найдем, что

$$A_{об}(t) = \frac{\beta K_0^2}{1 - \beta K_0^2} \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \left(\operatorname{ch} \frac{S}{C_0} t + \frac{1}{K_0} \operatorname{sh} \frac{S}{C_0} t \right) \right]. \quad (1.14)$$

При $\beta K_0^2 \gg 1$ последнее выражение принимает вид

$$A_{об}(t) = \operatorname{ch} \frac{S}{C_0} t - 1. \quad (1.15)$$

В реальных условиях входной сигнал не может иметь вида единичной функции, так как скорость нарастания его всегда конечна. В первом приближении можно считать, что напряжение на входе изменяется по линейному закону

$$U_0(t) = At. \quad (1.16)$$

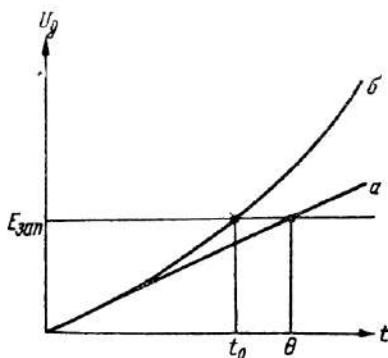


Рис. 1.4. Закон изменения напряжения на входе a и на сетке мультивибратора $б$.

В этом случае напряжение на выходе усилителя с обратной связью можно найти с помощью теоремы Дюамеля

$$U(t) = A \left(\frac{C_0}{S} \operatorname{sh} \frac{S}{C_0} t - t \right), \quad (1.17)$$

напряжение на сетке

$$U_g(t) = A \frac{C_0}{S} \operatorname{sh} \frac{S}{C_0} t. \quad (1.18)$$

На рис. 1.4 приведены кривые, показывающие: a — закон изменения напряжения на входе и $б$ — закон изменения напряжения на сетке первой лампы. Вторая кривая нарастает более быстро за счет сигнала, поступающего из цепи обратной связи.

Для оценки времени опрокидывания схемы можно поступить следующим образом. За время опрокидывания схемы напряжение на сетке первой лампы должно вырасти от напряжения запирающего до нуля, т. е. измениться на величину напряжения запирающего лампы. Так как закон изменения сеточного напряжения известен, то, полагая

$U_g(t) = E_{\text{зап}}$ и $t = t_0$, можно найти время опрокидывания, решив уравнение

$$A \frac{C_0}{S} \operatorname{sh} \frac{S}{C_0} t_0 = E_{\text{зап}} \quad (1.19)$$

относительно величины t_0 . Тогда получим

$$t_0 = \frac{C_0}{S} \operatorname{Arsh} \frac{E_{\text{зап}}}{A} \frac{S}{C_0}. \quad (1.20)$$

В этом выражении величина

$$\frac{E_{\text{зап}}}{A} = \theta \quad (1.21)$$

определяет время, в течение которого линейно нарастающее напряжение $U_0(t) = At$ достигает напряжения запирающего $E_{\text{зап}}$. Это время тем меньше, чем больше скорость нарастания входного напряжения A и чем меньше напряжение запирающего лампы.

Отношением

$$\frac{S}{C_0} = \nu \quad (1.22)$$

выражается уже упоминавшаяся ранее добротность лампы.

На основании известной формулы [13]

$$\operatorname{Arsh} x = \ln(x + \sqrt{1 + x^2})$$

выражение для времени опрокидывания может быть приведено к виду, более удобному для вычислений

$$t_0 = \frac{1}{\nu} \ln [\theta \nu + \sqrt{1 + (\theta \nu)^2}]. \quad (1.23)$$

Для проведения анализа процесса опрокидывания мультивибратора обратимся к рис. 1.4. Прямая a на этом рисунке, как уже отмечалось, представляет собой закон изменения напряжения на входе мультивибратора. Пересечение ее с горизонтальной прямой, показывающей абсолютную величину напряжения запирающего лампы, дает на оси абсцисс точку θ . Кривая b показывает закон изменения напряжения на сетке лампы с учетом действия обратной связи. Пересечение ее с прямой $U_g(t) = E_{\text{зап}}$ дает величину времени опрокидывания схемы t_0 . Это время меньше времени, необходимого для достижения линейно нарастающим напряже-

нием величины $E_{\text{зап}}$. Положительная обратная связь, увеличивая напряжение на сетке первой лампы, тем самым ускоряет и процесс опрокидывания схемы.

Как видно из рисунка, при небольших t напряжение на сетке лампы почти полностью определяется входным сигналом. Это происходит потому, что при очень больших скоростях нарастания запускаящего напряжения проявляется инерционность цепи системы, образующей замкнутую петлю обратной связи. Запоздывание обратной связи приводит к тому, что время опрокидывания t_0 оказывается равным времени θ и не зависит от параметров схемы и добротности ламп. При большой крутизне фронта запускаящего сигнала время θ получается настолько малым, что произведение $\theta \nu$ оказывается много меньше единицы. Тогда, как следует из формулы (1.23),

$$t_0 \approx \theta. \quad (1.24)$$

При запуске медленно нарастающим напряжением, когда $\theta \nu \gg 1$, получаем другой крайний случай

$$t_0 \approx \frac{1}{\nu} \ln 2\theta \nu. \quad (1.25)$$

В этом случае время опрокидывания в основном определяется добротностью ламп: чем больше добротность ламп, тем меньше время опрокидывания. Обычно добротность пентодов выше, чем добротность триодов, и поэтому в реостатно-емкостных схемах пентоды дают лучшие результаты. Кроме того, триоды обладают большой проходной емкостью, которая существенно увеличивает динамическую входную емкость каскадов [1].

В общем случае, когда произведение $\theta \nu$ нельзя считать ни малым, ни большим по сравнению с единицей, для определения времени опрокидывания необходимо пользоваться формулой (1.23).

Зависимость времени опрокидывания от величины θ приведена на рис. 1.5. для широкого диапазона скоростей нарастания запускаящего напряжения. Добротность ламп в схеме положена равной 1000 Мгц. Как видно из графика, при времени $\theta = \frac{E_{\text{зап}}}{A}$, большем одной наносекунды, время опрокидывания пропорционально логарифму времени θ . При очень больших скоростях нарастания запускаящего напряжения, т. е. при очень малых θ , зависимость имеет более сложный вид.

На рис. 1.6. показано, как зависит время опрокидывания от добротности ламп мультивибратора. Время θ для приведенного графика равно одной микросекунде. С увеличением добротности ламп время опрокидывания схемы уменьшается вначале быстро, а затем более медленно, так что при больших значениях добротности ламп можно считать, что время опрокидывания обратно пропорционально добротности, деленной на ее натуральный логарифм.

Наряду со временем опрокидывания на длительность фронтов импульсов, вырабатываемых в реостатно-емкостных схемах, влияет процесс заряда паразитных емкостей, шунтирующих выходное сопротивление. Для

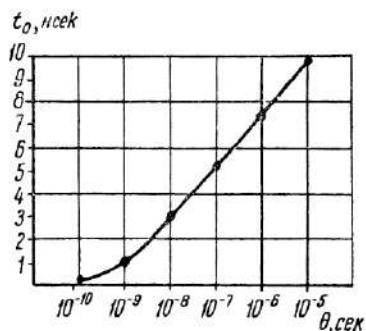


Рис. 1.5. Зависимость времени опрокидывания схемы от θ .

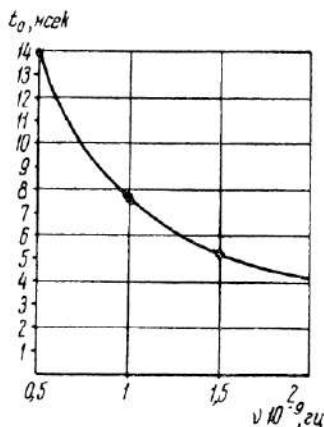


Рис. 1.6. Зависимость времени опрокидывания схемы от добротности лампы.

того чтобы более детально рассмотреть этот вопрос, предположим, что в схеме отсутствует переходная емкость, связывающая анод выходной лампы с сеткой первой лампы. Иными словами, перейдем к рассмотрению выходной цепи реактивной пусковой схемы.

Процесс формирования фронта в такой схеме сводится к заряду паразитной емкости через сопротивление анодной нагрузки от напряжения E_0 (минимальное анодное напряжение, действующее на аноде открытой лампы), до напряжения источника питания E_a . Напряжение на выходе схемы, отсчитываемое от минимального анодного напряжения, будет нарастать по закону

$$U = E \left(1 - e^{-\frac{t}{C_0 R_a}} \right), \quad (1.26)$$

где $E = E_a - E_0$, R_a — сопротивление анодной нагрузки, C_0 — паразитная емкость.

Определяя время установления напряжения как время, в течение которого оно нарастает от 0,1 до 0,9 своего установившегося значения, найдем, что

$$t_{yf} = 2,2C_0R_a. \quad (1.27)$$

Время установления напряжения на выходе оказывается зависящим от сопротивления анодной нагрузки: чем это сопротивление больше, тем больше и время установления. Таким образом, в простейших схемах имеется противоречие между требованием получения малого времени установления, для удовлетворения которого надо брать малое сопротивление нагрузки, и требованием получения большой амплитуды импульса, для удовлетворения которого надо брать большое сопротивление нагрузки.

Скорость нарастания напряжения на выходе

$$A_\Phi = \frac{E}{C_0R_a} e^{-\frac{t}{C_0R_a}} \quad (1.28)$$

изменяется по экспоненциальному закону и в начальный момент

$$A_{o\Phi} = \frac{E}{C_0R_a} \quad (1.29)$$

будет тем меньше, чем больше сопротивление анодной нагрузки.

Процесс формирования среза импульса протекает в несколько отличных условиях. Срез формируется в то время, в течение которого лампа открывается и происходит разряд паразитной емкости через некоторое эквивалентное сопротивление, состоящее из параллельно соединенных сопротивлений анодной нагрузки и внутреннего сопротивления лампы

$$U = Ee^{-\frac{t}{C_0R}}, \quad (1.30)$$

где $R = \frac{R_aR_i}{R_a + R_i}$. Вследствие этого время установления напряжения на срезе импульса

$$t_{yc} = 2,2C_0R, \quad (1.31)$$

оказывается меньшим, чем на фронте импульса. Точно

так же крутизна среза импульса получается больше, чем крутизна фронта

$$A_{oc} = \frac{E}{C_0 R}. \quad (1.32)$$

Разница между крутизной фронта и среза импульса получается тем больше, чем сильнее сказывается шунтирующее действие внутреннего сопротивления лампы на сопротивление анодной нагрузки.

С точки зрения получения больших скоростей нарастания выходного напряжения обычные реостатно-емкостные схемы оказываются мало эффективными. Простой расчет показывает, что при величине анодной нагрузки в 1 ком и паразитной емкости в 20 пф, время установления напряжения на фронте импульса составляет 44 нсек, а при сопротивлении анодной нагрузки в 10 ком — 440 нсек. Поэтому для получения импульсов с крутыми фронтами и достаточно большой амплитудой необходимо либо применять новые схемы и лампы, либо изменять условия, в которых происходит процесс формирования фронта импульсов.

2. РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНЫЕ СХЕМЫ НА ЛАМПАХ СО ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИЕЙ

Радикальным решением проблемы получения импульсов достаточно большой амплитуды с крутыми фронтами в реостатно-емкостных схемах явилось применение ламп со вторичной эмиссией. Использование в электронных лампах явления вторичной эмиссии позволило решить задачу повышения добротности ламп без существенного увеличения плотности тока на катоде и уменьшения расстояния между катодом и сеткой. Кроме того, наличие в этих лампах специального электрода, обладающего способностью эмиттировать вторичные электроны, открыло новые возможности построения схем генераторов импульсов.

Устройство одного из типов ламп со вторичной эмиссией показано на рис. 1.7. Цифрами на этом рисунке обозначены: 1 — катод, 2 — управляющая сетка, 3 — экранирующая сетка, 4 — антидинаatronная сетка, 5 — динод — электрод, эмиттирующий вторичные электроны, 6 — анод.

Работа лампы со вторичной эмиссией происходит следующим образом. Электронный поток, направляясь от катода к аноду, попадает на динод, находящийся под отно-

сительно высоким потенциалом и выбивает из него поток вторичных электронов, которые устремляются к аноду, имеющему еще более высокий потенциал. Внутренняя поверхность динода покрыта слоем вещества, имеющего коэффициент вторичной эмиссии $\sigma > 1$. Вследствие этого анодный ток получается больше катодного тока в σ раз (если не учитывать ток экранирующей сетки).

Лампы со вторичной эмиссией обладают рядом особенностей по сравнению с обычными лампами.

Прежде всего, как уже отмечалось, они имеют большую добротность. Для ламп со вторичной эмиссией отношение крутизны характеристики лампы к емкости сетка — катод в $\sigma^{2/3}$ раз больше, чем для ламп, не использующих явления вторичной эмиссии [14].

Вторая особенность ламп со вторичной эмиссией заключается в том, что ток динода имеет обратное направление по сравнению с током анода, т. е. во внешней цепи течет от динода. Вследствие этого, напряжения на диноде и управляющей сетке оказываются синфазными, что позволяет получить положительную обратную связь в одноламповой схеме путем подачи напряжения с динода на сетку через разделительный конденсатор.

Третья особенность ламп со вторичной эмиссией состоит в том, что ток анода этих ламп может в несколько раз превышать ток катода. Это обстоятельство позволяет получить положительную обратную связь в одноламповой схеме путем подачи напряжения с анода на катод через конденсатор связи.

Лампы со вторичной эмиссией могут использоваться в самых разнообразных схемах генераторов импульсов, однако, наиболее специфичными для них являются одноламповые безтрансформаторные схемы, о которых говорилось выше.

Проведем анализ работы схемы, использующей синфазность сеточного и динодного напряжений. Эта схема изображена на рис. 1.8. Она может работать как в режиме самовозбуждения, так и в режиме ждущего реле, в за-

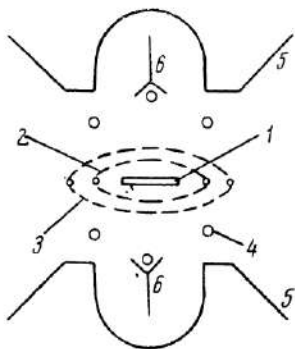


Рис. 1.7. Расположение электродов в лампе со вторичной эмиссией.

висимости от напряжения смещения, подаваемого на управляющую сетку лампы. Как видно из рисунка, положительное напряжение источника, питающего динод, прикладывается к нему через сопротивление R_d . Это сопротивление аналогично анодному сопротивлению в обычной схеме мультивибратора. Оно выбирается достаточно большой величины для того, чтобы коэффициент усиления динодной части схемы был больше единицы и схема могла самовозбудиться. Переменное напряжение с динода через

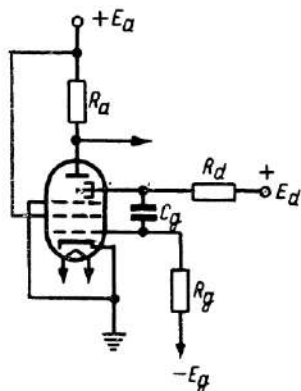


Рис. 1.8. Принципиальная схема генератора на лампе со вторичной эмиссией.

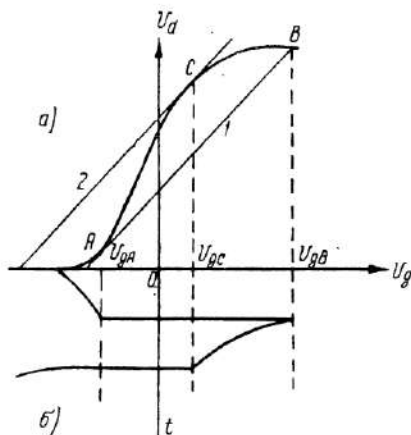


Рис. 1.9. К пояснению работы генератора на лампе со вторичной эмиссией.

разделительный конденсатор C_g подается на управляющую сетку лампы. Величина емкости разделительного конденсатора определяет длительность генерируемого в схеме импульса, подобно тому, как это имеет место в блокинг-генераторе. Сопротивление утечки берется большим с тем, чтобы оно не шунтировало динодное сопротивление. Величина этого сопротивления определяет период колебаний генератора в режиме автоколебаний.

Прежде чем рассматривать работу этой схемы, остановимся на некоторых особенностях работы лампы. Ток динода представляет собой разность между токами катода и анода лампы

$$I_d = I_k - I_a$$

и, так как ток анода вследствие явления вторичной эмиссии больше тока катода, то ток динода оказывается теку-

щим в обратном направлении по сравнению с током анода. Если во внешней цепи анодный ток течет к аноду, то в диодной цепи ток течет от диода. Напряжение на аноде лампы при наличии нагрузки в анодной цепи всегда меньше напряжения источника питания на величину падения напряжения на нагрузке. Напряжение же на диоде при наличии нагрузки в диодной цепи всегда больше напряжения источника, питающего эту цепь. С увеличением сеточного напряжения ток диода возрастает по абсолютной величине и вследствие этого возрастает напряжение на диоде, т. е. напряжения на диоде и сетке оказываются синфазными.

Для самовозбуждения колебаний в схеме генератора, показанного на рис. 1.8., кроме синфазности напряжений на диоде и сетке, необходимо, чтобы коэффициент передачи напряжения по замкнутой петле обратной связи был больше единицы. Это достигается прежде всего тем, что величина сопротивления в диодной цепи берется достаточно большой, о чем уже говорилось выше. Кроме этого, в схеме стараются получить коэффициент обратной связи, т. е. коэффициент передачи напряжения от диода к сетке, близким к единице. Последнее достигается установкой разделительного конденсатора достаточно большой емкости.

Для анализа работы генератора на лампе со вторичной эмиссией воспользуемся характеристикой, выражающей зависимость напряжения на диоде от напряжения на управляющей сетке. Эта характеристика приведена на рис. 1.9. Диодное напряжение представляет собой произведение диодного тока на сопротивление нагрузки и поэтому отображает ход кривой диодного тока. Диодный ток появляется при некотором отрицательном напряжении на управляющей сетке $E_{\text{зап}}$ — напряжении запираания по диодной цепи. Нарастание диодного тока происходит по мере увеличения напряжения на управляющей сетке до тех пор, пока не наступает явление перераспределения катодного тока между диодом и управляющей сеткой. При дальнейшем увеличении сеточного напряжения диодный ток уменьшается за счет указанного явления.

На том же графике проведены и прямые обратной связи для двух крайних положений, соответствующих моментам «скачков» тока. Прямая обратной связи представляет собой зависимость напряжения на управляющей сетке от напряжения на диоде. При достаточно большой емкости

разделительного конденсатора, когда коэффициент обратной связи можно считать равным единице, прямая обратной связи будет проходить под углом в 45° (при равенстве масштабов по осям координат).

Рассмотрение работы генератора начнем с того момента времени, когда лампа закрыта и в схеме происходит разряд конденсатора. Процесс разряда конденсатора длится до тех пор, пока лампа не откроется и рабочая точка не попадет на такой участок диодной характеристики, где крутизна достаточна для того, чтобы в схеме было выполнено условие самовозбуждения. В этот момент коэффициент передачи напряжение по замкнутой петле обратной связи становится равным единице и в схеме возникает лавинообразный процесс. Рабочая точка скачкообразно переходит из положения *A* в положение *B*. В действительности этот процесс происходит в течение конечного времени за счет неизбежных паразитных параметров схемы.

После того как рабочая точка попала в положение *B*, в схеме начинается процесс заряда разделительной емкости сеточным током лампы. Вследствие отмеченной ранее особенности диодного тока, напряжение на диоде больше напряжения источника питания, так что при заряде конденсатор получает напряжение, превышающее напряжение источника. В результате заряда конденсатора напряжение на сетке постепенно уменьшается, вследствие чего рабочая точка переходит на участки характеристики с большей крутизной. В точке *C* крутизна характеристики становится достаточной для того, чтобы коэффициент передачи стал больше единицы, и в схеме возникает обратный лавинообразный процесс, который быстро приводит к запираанию лампы. Таким образом, величина емкости разделительного конденсатора определяет время между прямым и обратным лавинообразными процессами, т. е. длительность импульса.

После запираания лампы в схеме начинается разряд конденсатора в цепи, содержащей сопротивления R_g и R_d . Хотя в цепи разряда конденсатора содержится источник диодного напряжения E_d , но, как уже говорилось, напряжение на конденсаторе к началу процесса разряда больше напряжения источника питания диода. Время разряда определяется постоянной времени этой цепи, т. е. произведением емкости разделительного конденсатора на сопротивление утечки. С некоторым прибли-

жением можно считать, что это время определяет и период колебаний генератора.

Анодная цепь лампы, как следует из приведенного выше описания работы схемы, не участвует в процессе формирования импульсов, а используется только для их усиления.

Перейдем теперь к анализу процесса опрокидывания схемы, т. е. к рассмотрению происходящих в ней лавинообразных процессов. Для этого линеаризируем характери-

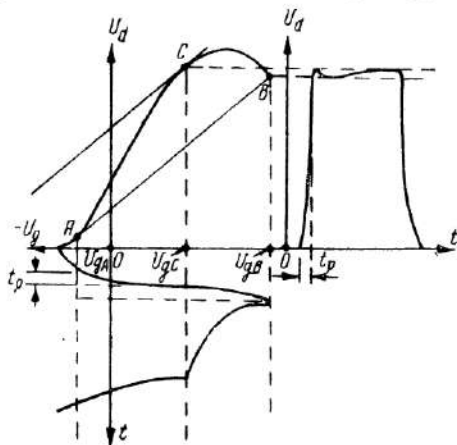


Рис. 1.10. К определению длительности фронтов импульсов.

стику лампы на участке AC , заменив ее отрезком прямой. Как видно из рис. 1.10, в течение времени, потребного для прохождения рабочей точки по этому участку, формируется основная часть фронта импульса на диноде.

Положим, что на сетку лампы подано запускающее напряжение, имеющее вид единичной функции. Тогда напряжение на сетке с учетом того, что коэффициент обратной связи равен единице

$$U_g(t) = 1(t) + U_d(t), \quad (1.33)$$

где $U_d(t)$ — переменная составляющая напряжения на диоде. В свою очередь,

$$U_a(t) = \int_0^t H_k(t - \xi) U_g(\xi) d\xi; \quad (1.34)$$

здесь $H_k(t)$ — импульсная переходная функция усилителя, образованного диодной частью схемы. Эквивалентная схема этого усилителя показана на рис. 1.11. На этой схеме μ_d — коэффициент усиления лампы при использовании диода в качестве активного электрода, R_{id} — внутреннее сопротивление лампы на участке катод—диод, R_d — сопротивление нагрузки диода, а C_0 — шунтирующая ее паразитная емкость. Эта емкость складывается из емкости диода, входной емкости лампы и емкости монтажа.

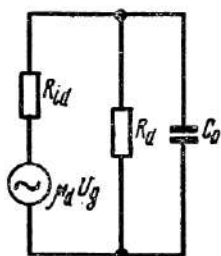


Рис. 1.11. Эквивалентная схема диодной цепи.

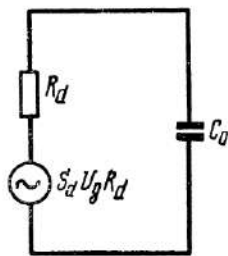


Рис. 1.12. Преобразованная эквивалентная схема диодной цепи.

Полагая, что $R_{id} \gg R_d$, можно изобразить эквивалентную схему в виде, представленном на рис. 1.12, где S_d — обозначает крутизну характеристики диодного тока.

Подставляя (1.34) в (1.33), получаем интегральное уравнение Вольтера 2-го рода

$$U_g(t) - \int_0^t H_k(t - \xi) U_g(\xi) d\xi = 1(t), \quad (1.35)$$

решение которого имеет вид

$$U_g(t) = 1(t) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t). \quad (1.36)$$

Здесь $A_n(t)$ — переходная характеристика n последовательно соединенных K -цепей.

Для приведенной выше эквивалентной схемы [15]

$$A_n(t) = K_0^n \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{1}{k!} \left(\frac{t}{\tau} \right)^k \right], \quad (1.37)$$

где

$$K_0 = S_d R_d, \quad \tau = C_0 R_d.$$

Напряжение на сетке лампы может быть представлено в виде суммы

$$U_g(t) = 1(t) + A_{00}(t), \quad (1.38)$$

где $A_{00}(t)$ — уравнение переходной характеристики усилителя с обратной связью, образованного K -цепью схемы, причем

$$A_{00}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t). \quad (1.39)$$

Выполняя суммирование, получаем

$$A_{00}(t) = \frac{K_0}{1-K_0} \left[1 - e^{-\frac{t(1-K_0)}{\tau}} \right]. \quad (1.40)$$

Считая $K_0 \gg 1$,

$$A_{00}(t) = e^{\frac{S_d}{C_0} t} - 1. \quad (1.41)$$

Положим, что входное напряжение нарастает по линейному закону

$$U_0(t) = At.$$

Тогда напряжение на диноде может быть найдено на основании теоремы Дюамеля и будет равно

$$U_d(t) = A \frac{C_0}{S_d} \left(e^{\frac{S_d}{C_0} t} - 1 \right) - At. \quad (1.42)$$

Соответственно, напряжение на сетке

$$U_g(t) = A \frac{C_0}{S_d} \left(e^{\frac{S_d}{C_0} t} - 1 \right). \quad (1.43)$$

Для определения времени лавинообразного процесса учтем, что за это время напряжение на сетке должно измениться на величину

$$U_{\Delta} = U_{gC} = U_{gA}$$

(рис. 1.10). Таким образом

$$A \frac{C_0}{S_d} \left(e^{\frac{S_d}{C_0} t_0} - 1 \right) = U_{\Delta},$$

откуда

$$t_0 = \frac{C_0}{S_d} \ln \left(1 + \frac{U_{\Delta} S_d}{A C_0} \right). \quad (1.44)$$

Обозначим через ν_d добротность лампы по диодной цепи, а через θ_d — время, потребное для того, чтобы линейно нарастающее напряжение достигло величины U_{Δ}

$$\nu_d = \frac{S_d}{C_0}, \quad \theta_d = \frac{U_{\Delta}}{A}.$$

С учетом этих обозначений

$$t_0 = \frac{1}{\nu_d} \ln \left(1 + \nu_d \theta_d \right). \quad (1.45)$$

Полученная формула имеет много общего с ранее выведенной формулой (1.23) для времени опрокидывания мультивибратора. Время лавинообразного процесса в обоих случаях обратно пропорционально добротности ламп и зависит от логарифма времени θ . Однако выражение, стоящее под знаком логарифма в формулах (1.23) и (1.45) отлично. Это объясняется тем, что эквивалентные схемы K -цепей для мультивибратора и генератора на лампе со вторичной эмиссией различны. Эквивалентная схема генератора на лампе со вторичной эмиссией содержит только одно интегрирующее звено, тогда как схема мультивибратора содержит два таких звена — по числу ламп.

Легко видеть, что при равных величинах добротностей ν и ν_d и одинаковых значениях θ и θ_d время опрокидывания (или время лавинообразного процесса) в схеме на лампе со вторичной эмиссией будет всегда меньше, чем у мультивибратора.

Однако не эта особенность схемы является наиболее интересной с точки зрения возможностей получения импульсов с крутыми фронтами. Как уже говорилось, у мультивибратора и родственных ему схем длительность фронтов импульсов в основном определяется временем заряда паразитной емкости, шунтирующей нагрузку выходной лампы. Для того чтобы получить достаточную величину импульса, сопротивление анодной нагрузки мультивибратора

вибратора приходится брать значительной величины. Это приводит к тому, что время заряда паразитной емкости тоже получается очень большим. Лампы со вторичной эмиссией обладают весьма большой величиной анодного тока, позволяющей работать с малыми сопротивлениями анодной нагрузки, составляющими единицы или десятки ом. В соответствии с этим и длительности фронтов импульсов, генерируемых схемами на лампах со вторичной эмиссией, получаются в 10—100 раз меньше, чем в схемах с обычными лампами.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРОВ ИМПУЛЬСОВ НА ЛАМПАХ СО ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИЕЙ

Одна из простейших схем генераторов импульсов на лампе со вторичной эмиссией была подробно рассмотрена в предыдущем параграфе. Экспериментально эта схема была исследована Муди [16]. Все данные входящих в нее элементов приведены на рис. 1.13. Схема работала на лампе EFP-60, имеющей следующие параметры:

напряжение на аноде	250 в,
напряжение на экранной сетке	250 в,
напряжение смещения	—2 в,
ток анода	20 ма,
крутизна анодной характеристики	25 ма/в,
крутизна диодной характеристики	17 ма/в,
выходная емкость	6 пф,
входная емкость	9,2 пф,
выходная емкость диода	11 пф.

Схема работала в заторможенном режиме, который достигался подачей отрицательного напряжения на управляющую сетку лампы. Запускалась схема положительными импульсами с амплитудой 6 в, подаваемыми в цепь управляющей сетки через небольшую разделительную емкость. Длительность генерируемых импульсов изменялась путем изменения величины емкости переходного конденсатора C_g . Выходной импульс снимался с нагрузки, включенной в анодную цепь. Сопротивление нагрузки составляло всего 10 ом, а амплитуда тока, текущего через нагрузку, достигала 1 а. Время нарастания импульса равнялось 10 нсек, т. е. крутизна фронтов импульсов составляла 10^9 в/сек.

На осциллограмме, приведенной на рис. 1.14, показаны импульс анодного тока и импульс напряжения на диоде.

Форма этих импульсов характерна для однолампового генератора, работающего на принципе перераспределения катодного тока. Максимальное значение импульса диодного напряжения составляло 200 в.

Другая схема генератора импульсов на лампе со вторичной эмиссией была исследована Уэлсом [17]. В этой схеме положительная обратная связь достигается за счет подачи напряжения с анода на катод через конденсатор связи. В упрощенном виде генератор импульсов изображен на рис. 1.15. Там же приведены и значения входящих

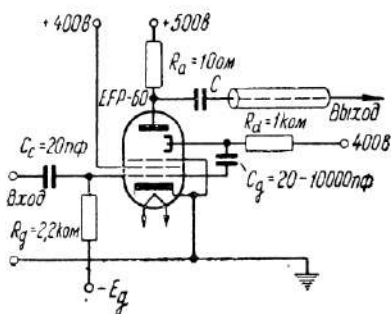


Рис. 1.13. Схема генератора на лампе со вторичной эмиссией, с обратной связью диод-управляющая сетка.

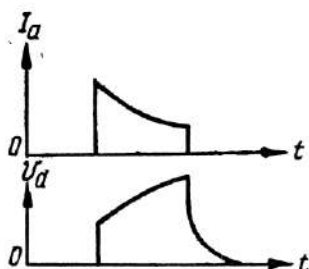


Рис. 1.14. Осциллограммы анодного тока и диодного напряжения.

в его схему элементов. Генератор был собран на лампе EFP-60.

Работа генератора происходит следующим образом. В исходном состоянии лампа заперта по управляющей сетке источником отрицательного напряжения. Запускающий импульс положительной полярности с амплитудой в 5 в поступает на управляющую сетку и открывает лампу. Отличием этой схемы генератора от предыдущей является отсутствие соединения управляющей сетки с диодом. Следовательно, к входной емкости лампы не добавляется выходная емкость диода. Тем самым генератор может запускаться от источника импульсов с большим выходным сопротивлением, чем в предыдущем случае. Это обстоятельство облегчает условия запуска схемы.

Когда лампа откроется, в ней вследствие наличия положительной обратной связи начинается лавинообразное нарастание анодного тока. Одновременно с этим в схеме

происходит резкое падение анодного напряжения и рост напряжения на диноде. Скорость нарастания напряжения на диноде определяется добротностью динодной части лампы и может быть весьма значительной — порядка 10^9 в/сек. Выходное напряжение снимается с динода и имеет ту же полярность, что и запускающее напряжение. Нарастание анодного тока, как и в предыдущей схеме, ограничивается за счет явления перераспределения катодного тока между управляющей сеткой и динодом.

Наряду с использованием ламп со вторичной эмиссией в простейших схемах, подобных описанным ранее, эти лампы находят себе применение и в качестве вспомогательных элементов более сложных схем. Лампы со вторичной эмиссией, обеспечивая большую крутизну фронтов импульсов, являются весьма удобными источниками запускающих сигналов для генераторов импульсов. Как было показано ранее, при запуске генератора линейно нарастающим напряжением крутизна фронта выходного импульса зависит от скорости нарастания запускающего напряжения. Это обстоятельство делает возможным повышение крутизны фронтов выходных импульсов путем каскадного соединения генераторов. В частности, для этой цели может быть использован последовательный запуск генератора на лампе со вторичной эмиссией аналогичным генератором. Число последовательно включенных генераторов обычно равно двум-трем, так как при дальнейшем увеличении числа каскадов выигрыш в крутизне фронтов становится незначительным.

Более часто схема на лампе со вторичной эмиссией применяется для запуска схем, собранных на обычных лампах, для запуска схем мультивибраторов, блокинг-генераторов и т. п. Это объясняется отчасти тем, что именно в этих случаях применение ламп со вторичной эмиссией дает наиболее заметный выигрыш. На основании анализа, проведенного в предыдущих параграфах, легко сделать вывод, что влияние скорости нарастания входного сигнала на скорость нарастания выходного сигнала сказывается тем сильнее, чем меньше добротность выходной лампы.

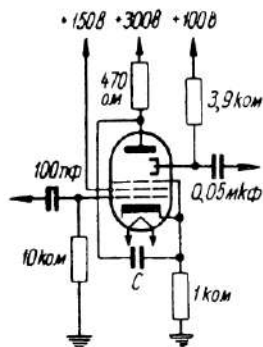


Рис. 1.15. Схема генератора на лампе со вторичной эмиссией, с обратной связью анод-катод.

сетка первой лампы через переходную емкость связана с экранной сеткой второй лампы, а управляющая сетка второй лампы — с экранной сеткой первой. Эта часть схемы и представляет собой мультивибратор. Для повыше-

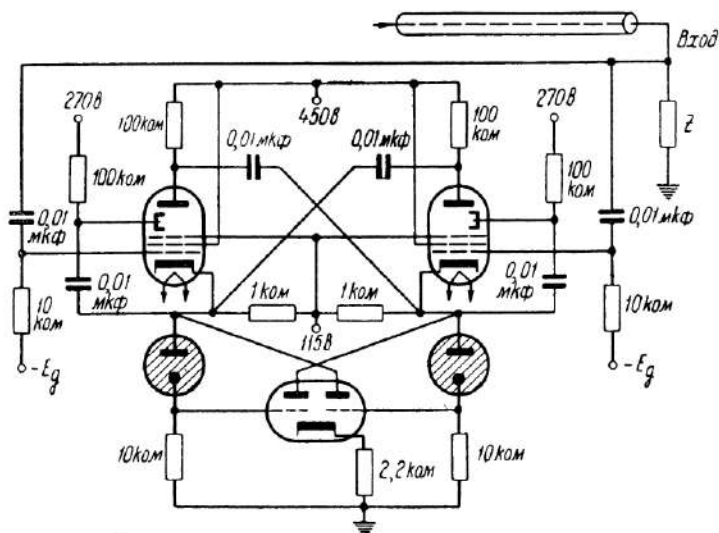


Рис. 1.17. Вторая схема мультивибратора с запуском от генератора на лампах со вторичной эмиссией.

ния скорости нарастания фронтов импульсов экранные сетки соединены с динодами. Обращает внимание своеобразное подключение динодов — динод первой лампы подключен к экранной сетке второй и наоборот. Такое подключение динодов вызвано тем, что у одной и той же лампы напряжения на экранной сетке и диноде являются противофазными. В этой схеме были получены: частота повторения импульсов 10 кГц, амплитуда импульсов 100 в и длительность фронтов 40 нсек.

Однако лучшие результаты получаются при использовании ламп со вторичной эмиссией в других

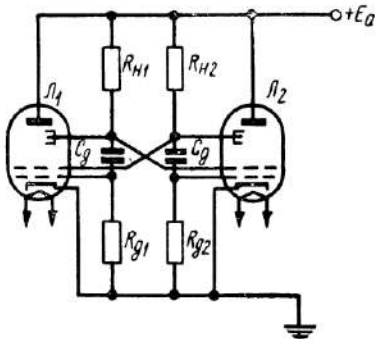


Рис. 1.18. Мультивибратор на лампах со вторичной эмиссией.

схемах включения. Как было указано ранее, получению крутых перепадов напряжения от мультивибратора препятствует большая постоянная времени выходной цепи. Для ускорения процесса заряда паразитной емкости, шунтирующей нагрузку выходной лампы, необходимо увеличить ток заряда, что в обычных схемах мультивибраторов может быть достигнуто лишь уменьшением сопротивления нагрузки. Уменьшение же сопротивления нагрузки, в свою очередь, ведет к уменьшению амплитуды импульсов.

В. Кребель [20] предложил использовать лампу со вторичной эмиссией для уменьшения постоянной времени за-

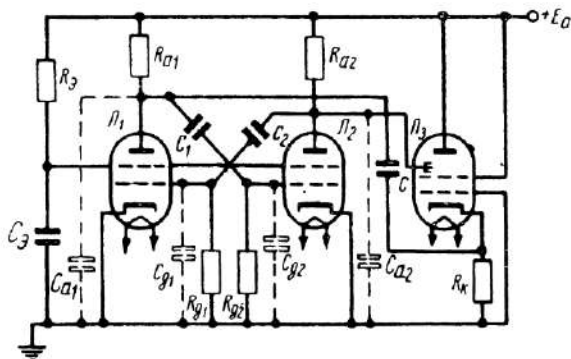


Рис. 1.19. Применение лампы со вторичной эмиссией для уменьшения времени заряда выходной емкости.

ряда паразитной емкости, шунтирующей нагрузку выходной лампы. Для этой цели параллельно выходной лампе подключается лампа со вторичной эмиссией так, как это показано на рис. 1.19. Динод этой лампы присоединяется к аноду выходной лампы, а анод — к источнику питания. Управляющая сетка лампы со вторичной эмиссией заземляется, а в катод включается сопротивление. Катод третьей лампы соединяется с анодом первой лампы через переходную емкость.

Работа этой схемы происходит следующим образом. Когда первая лампа открывается, напряжение на ее аноде падает. Отрицательный перепад напряжения с анода первой лампы попадает на сетку второй лампы и запирает ее. Одновременно это же напряжение поступает на катод третьей лампы и открывает эту лампу. В схеме начинается заряд паразитной емкости, шунтирующей нагрузку второй лампы. Эта емкость заряжается не только через со-

противление нагрузки от источника питания, но и через сопротивление участка анод-динод третьей лампы. Благодаря тому, что второе сопротивление много меньше первого, емкость заряжается значительно быстрее, чем в схеме обычного мультивибратора, несмотря на то, что величина паразитной емкости в описанной схеме увеличивается за счет емкости динода.

Так как для заряда емкости создан дополнительный путь, помимо пути через сопротивление нагрузки, то это сопротивление может быть взято сколь угодно большим без ущерба для длительности фронтов импульсов. Поэтому схемы мультивибраторов, в которых кроме обычных ламп применяются лампы со вторичной эмиссией, позволяют получать импульсы весьма большой амплитуды.

В момент формирования среза импульса в схеме происходит отпирание второй лампы. Напряжение на ее аноде падает и отрицательный перепад его запирает первую лампу. В свою очередь, запираение первой лампы приводит к повышению напряжения на ее аноде. Положительный перепад анодного напряжения поступает на катод третьей лампы и запирает ее. Таким образом, в процессе формирования среза импульса третья лампа не участвует. Емкость, шунтирующая нагрузку выходной лампы, разряжается через эту лампу. Фронт импульса в такой схеме получается более крутым, чем срез, так как постоянная времени цепи заряда оказывается меньше, чем постоянная времени цепи разряда.

В. Кребель [20] указывает, что в схеме, собранной на лампах EL-41 и лампе со вторичной эмиссией EFP-60, можно получать импульсы с крутизной фронта 10^{10} в/сек. Амплитуды импульсов при этом ограничиваются допустимой величиной напряжения на электродах. В описанной схеме при напряжении источника питания 700 в возможно получение амплитуды импульсов 400 в.

На рис. 1.20. приведена схема ждущего реле с использованием лампы со вторичной эмиссией. Первая и третья лампы в этой схеме заперты большим отрицательным напряжением, поступающим от источника смещения, а вторая лампа открыта. Запускающий импульс отрицательной полярности приходит на сетку второй лампы и закрывает ее. Напряжение на экранной сетке повышается и положительный перепад напряжения открывает первую и третью лампы. В схеме происходит заряд паразитной емкости че-

рез участок анод—диод третьей лампы от источника питания. Когда схема возвращается в свое исходное состояние, лампа со вторичной эмиссией и первая лампа закрываются отрицательным перепадом напряжения, образующимся на

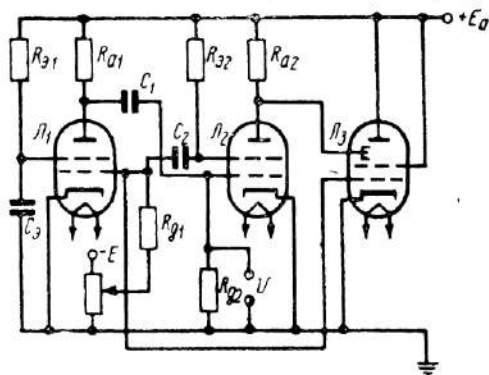


Рис. 1.20. Схема ждущего реле с использованием лампы со вторичной эмиссией.

экранной сетке второй лампы. В схеме происходит разряд паразитной емкости через вторую лампу.

К. Э. Румсвинкель [19] провел экспериментальное исследование ряда схем мультивибраторов, использующих

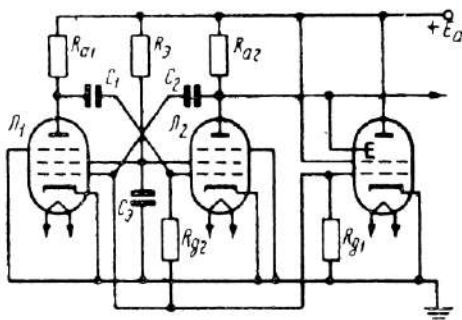


Рис. 1.21. Схема мультивибратора, содержащего лампы со вторичной эмиссией.

лампы со вторичной эмиссией. Одна из схем изображена на рис. 1.21. Она отличается от схемы, приведенной на рис. 1.19 тем, что здесь сетка лампы со вторичной эмиссией непосредственно присоединена к сетке первой лампы. Принцип работы схемы остается тем же. Сопротивление

нагрузки в схеме было взято 100 ком. Схема работала на частотах повторения импульсов до 30 кГц. В табл. 1.1 показаны результаты экспериментального исследования этой схемы. Первая колонка таблицы указывает напряжение источника питания, вторая — амплитуду импульсов, третья — длительность фронта, а четвертая — время, необходимое для нарастания напряжения в один вольт. Так как измерительный прибор вносил дополнительную емкость в схему, то в пятой колонке приведены данные

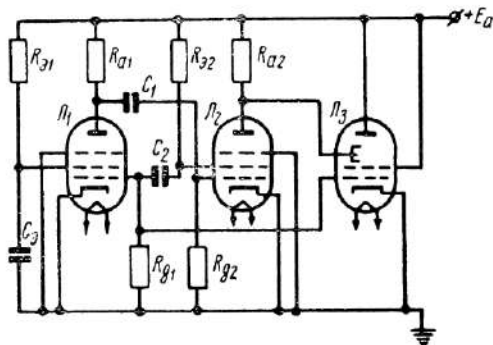


Рис. 1.22. Улучшенная схема мультивибратора, содержащего лампу со вторичной эмиссией.

для F_{ϕ} с учетом влияния только собственной емкости схемы, т. е. данные, которые наблюдались бы при наличии идеального измерительного прибора.

Таблица 1.1

$E_a, \text{ в}$	$U_m, \text{ в}$	$t_{\phi}, \text{ нсек}$	$F_{\phi}, \text{ сек/в}$	$F_{\phi}, \text{ ид. сек/в}$
400	160	175	$11 \cdot 10^{-10}$	$5,8 \cdot 10^{-10}$
470	225	147	$6,5 \cdot 10^{-10}$	$3,4 \cdot 10^{-10}$
540	260	118	$4,6 \cdot 10^{-10}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$
615	330	118	$3,5 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-10}$
690	370	118	$3,2 \cdot 10^{-10}$	$1,65 \cdot 10^{-10}$

Значительно лучшие результаты получились при включении лампы со вторичной эмиссией по схеме, показанной на рис. 1.22. В этой схеме достигнуто уменьшение паразитной емкости, шунтирующей анодную нагрузку выходной лампы тем, что анод второй лампы не связан с сеткой

первой лампы. Таким образом, паразитная емкость оказалась уменьшенной на величину входной емкости первой лампы.

При использовании лампы EFR-60 в этой схеме были получены следующие результаты:

Т а б л и ц а 1.2

$E_a, \text{ в}$	$U_m, \text{ в}$	$t_{\text{ф}}, \text{ нсек}$	$F_{\text{ф}}, \text{ сек/в}$	$F_{\text{ф. ид}}, \text{ сек/в}$
400	250	145	$5,8 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-10}$
470	340	120	$3,5 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-10}$
540	375	86	$2,3 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$
615	445	78	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$0,95 \cdot 10^{-10}$

Приведенные выше данные схем, использующих лампы со вторичной эмиссией, показывают, что такие схемы представляют значительный интерес для техники импульсов наносекундной длительности, так как сравнительно простыми средствами позволяют получать достаточно большие импульсные напряжения с малыми временами нарастания.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СХЕМАХ С ИНДУКТИВНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Одним из наиболее известных и эффективных методов генерирования импульсов наносекундной длительности является метод, основанный на использовании одноламповых схем с индуктивной обратной связью. Такие схемы носят обычно название блокинг-генераторов. Блокинг-генераторы, собранные на лампах с большой добротностью и использующие миниатюрные трансформаторы, позволяют получать в режиме автоколебаний импульсы длительностью в десятки наносекунд с амплитудой около ста вольт. Специальные схемы блокинг-генераторов, в которых имеет место явление последовательного обострения импульсов, позволяют формировать импульсы длительностью порядка единиц наносекунд с той же амплитудой.

Блокинг-генераторы имеют некоторые преимущества по сравнению с другими генераторами импульсов наносекундной длительности. Основное преимущество их состоит в том, что лампа блокинг-генератора открыта в течение незначительной части периода колебаний, вследствие чего оказывается возможным существенно форсировать ее режим. Поэтому блокинг-генератор легче генерирует импульсы с относительно большой амплитудой, чем другие схемы на тех же лампах. Частота повторения импульсов, вырабатываемых блокинг-генераторами, может быть значительно выше, чем в схемах, использующих ртутные реле или тиратроны. Частота повторения импульсов в блокинг-генераторах определяется мощностью рассеяния на аноде лампы и может составлять сотни килогерц. Импульсный трансформатор в диапазоне импульсов наносекундной длительности

не является ни громоздкой, ни сложной деталью и поэтому наличие его не составляет существенного недостатка схемы блокинг-генератора.

1. ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ В СХЕМАХ С ИНДУКТИВНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Процесс формирования импульсов в схемах с индуктивной обратной связью существенно отличается от процесса формирования импульсов в мультивибраторах и родственных ему двухламповых схемах. Лампа блокинг-генератора работает в таком режиме, в котором в момент прохождения импульсов на ее сетке возникает большое положительное напряжение и в лампе происходит перераспределение катодного тока между анодом и управляющей сеткой. Явление перераспределения тока определяет основные показатели импульсов, генерируемых блокинг-генератором. Другой особенностью блокинг-генератора является наличие в нем трансформатора, параметры которого так же влияют на форму импульсов, длительность их фронтов и т. д. Значительную роль здесь играют процессы, происходящие в сердечнике трансформатора — процесс намагничивания сердечника, явление вихревых токов и другие. Все эти обстоятельства весьма усложняют анализ работы блокинг-генератора, особенно в диапазоне импульсов наносекундной длительности, где продолжительность самих импульсов часто определяется продолжительностью их фронта и среза.

Анализу работы блокинг-генератора посвящено много работ, частично приведенных в библиографическом указателе [22—29], однако все они затрагивают лишь вопросы генерирования импульсов относительно большой длительности.

Рассмотрим процесс формирования импульсов в блокинг-генераторе, принципиальная схема которого приведена на рис. 2.1.

Описание процесса работы блокинг-генератора начнем с момента времени t_1 , когда лампа открывается и напряжение на ее сетке равно $E_{зап}$ (рис. 2.2). В этот момент петля обратной связи, включающая в себя лампу и трансформатор, оказывается замкнутой. Напряжение на сетке лампы начинает нарастать быстрее и, когда коэффициент передачи напряжения по замкнутой петле обратной связи становится больше единицы, нарастание напряжения при-

нимает лавинообразный характер. К моменту времени t_2 напряжение на сетке лампы достигает максимума; примерно в тот же момент времени достигает максимума и импульс анодного тока. За время формирования фронта импульса напряжение на сетке лампы блокинг-генератора изменяется от напряжения запирающего до своего максимального значения.

Нарастание сеточного напряжения приводит к резкому увеличению тока управляющей сетки, который становится сравнимым с анодным током. Так как увеличение тока сетки происходит за счет перераспределения катодного тока между анодом и сеткой, то крутизна

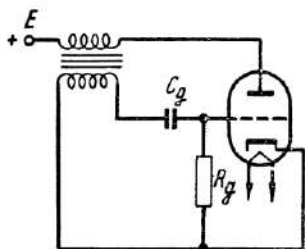


Рис. 2.1. Принципиальная схема блокинг-генератора.

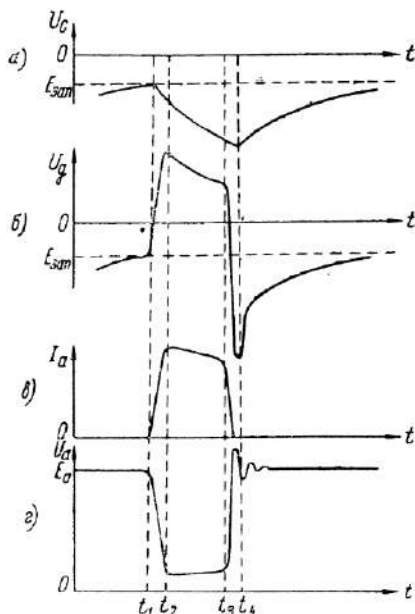


Рис. 2.2. Осциллограммы напряжений и токов в блокинг-генераторе.

анодного тока и, следовательно, коэффициент передачи напряжения по замкнутой петле обратной связи падают и это падение происходит до тех пор, пока в схеме не прекратится лавинообразный процесс. Таким образом, ограниченность катодного тока лампы препятствует беспредельному развитию лавинообразного процесса, подобно тому как в мультивибраторе конец лавинообразного процесса определяется запирающим отпиртой лампы и размыканием тем самым замкнутой петли обратной связи.

В блокинг-генераторе цепь обратной связи остается замкнутой в течение всего процесса формирования импульса, однако после того как сеточное напряжение достигло своего максимума, параметры лампы настолько измени-

лись, что крутизна анодной характеристики недостаточно для возникновения лавинообразного процесса. В это время в схеме происходит процесс формирования вершины импульса. Как только в лампе появился сеточный ток, начинается заряд емкости C_g . Заряд этой емкости вызывает уменьшение напряжения на сетке лампы и перемещение рабочей точки по анодной характеристике лампы. Так как крутизна характеристики лампы в области перераспределения токов мала, то напряжение на сетке лампы должно измениться на достаточно большую величину для того, чтобы рабочая точка спустилась по характеристике лампы на участок с большой крутизной, где коэффициент передачи по замкнутой петле обратной связи снова стал бы больше единицы. В момент времени t_3 заканчивается стадия формирования вершины импульса и начинается обратный лавинообразный процесс.

Вследствие наличия сильной связи между анодной и сеточной цепями уменьшение анодного тока приводит к появлению в сеточной цепи э. д. с. взаимной индукции, имеющей отрицательную полярность. Анодный ток начинает убывать со все возрастающей скоростью и через небольшой промежуток времени спадает до нуля. Лампа запирается, и в момент времени t_4 заканчивается процесс формирования импульса. В дальнейшем в схеме происходит разряд емкости C_g через сопротивление R_g .

На рис. 2.2. приведены осциллограммы напряжений и токов в блокинг-генераторе. Кривая *a* изображает изменение напряжения на емкости C_g . В течение времени формирования импульса конденсатор заряжается сеточным током лампы, а в течение всей остальной части периода разряжается через сопротивление R_g . Напряжение на сетке лампы, показанное кривой *б*, представляет собой алгебраическую сумму анодного напряжения, трансформированного в сеточную цепь, и напряжения на конденсаторе C_g . После прохождения импульса напряжение на сетке становится отрицательным за счет э. д. с. взаимной индукции, наведенной из анодной цепи в момент прохождения среза импульса. В дальнейшем напряжение на сетке убывает по экспоненциальному закону, стремясь достигнуть напряжения запирающей лампы. Кривая *в* представляет импульс анодного тока, а кривая *г* — импульс анодного напряжения. Осцилляции анодного напряжения после прохождения импульса вызваны ударным возбуждением паразитных колебательных контуров.

С точки зрения возможности получения очень коротких импульсов в рассмотрении процесса работы блокинг-генератора наибольший интерес представляет вопрос о длительности генерируемых импульсов и длительности их фронтов. Длительность импульсов, генерируемых блокинг-генератором, определяется временем заряда емкости C_g . В вычислениях этого времени Я. С. Ицхоки [22] исходил из эквивалентной схемы сеточной цепи, представленной на рис. 2.3. Напряжение на сетке лампы складывается из напряжения на сеточной обмотке трансформатора, которое можно считать постоянным во время длительности импульса (при условии, что индуктивность первичной обмотки трансформатора достаточно велика), и напряжения на емкости C_g .

В силу постоянства напряжения на сеточной обмотке трансформатора, изменение напряжения на сетке равно и противоположно по знаку изменению напряжения на конденсаторе. По мере заряда емкости напряжение на сетке падает; это уменьшение происходит до тех пор, пока рабочая точка не перейдет на участок характеристики с крутизной, достаточной для возникновения лавинообразного процесса. Чем меньше величина емкости C_g и чем меньше сопротивление зарядной цепи, тем быстрее упадет напряжение на сетке до величины, вызывающей возникновение лавинообразного процесса, и тем короче будет длительность импульса. Я. С. Ицхоки дает следующую приближенную формулу для определения длительности импульса в блокинг-генераторе:

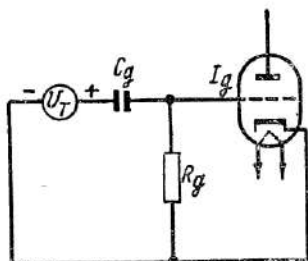


Рис. 2.3. Схема входной цепи блокинг-генератора.

$$t_n \approx 2C_g \frac{U_{g \text{ макс}}}{I_{g \text{ макс}}}, \quad (2.1)$$

где $U_{g \text{ макс}}$ — максимальное напряжение на сетке, а $I_{g \text{ макс}}$ — максимальный ток сетки.

Что же касается длительности фронтов импульсов, генерируемых блокинг-генератором, то Я. С. Ицхоки предлагает определять ее по формуле

$$t_\phi \approx 2C_0 \frac{U_{g \text{ макс}}}{I_{g \text{ макс}}}, \quad (2.2)$$

где C_0 — паразитная емкость схемы, отнесенная к сеточной цепи.

Для решения вопроса о длительности фронтов импульсов, вырабатываемых блокинг-генератором, в первом приближении может быть принят следующий путь. Аппроксимируем анодную и сеточную характеристики лампы так, как показано на рис. 2.4. Примем далее, что трансформатор является идеальным, т. е. не влияет ни на форму вершины импульса, ни на длительность его фронта. Тогда эквивалентная схема анодной цепи блокинг-генератора может быть изображена в виде, представленном на рис. 2.5.

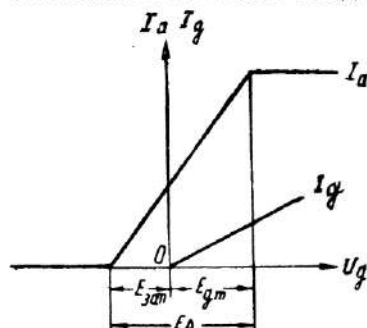


Рис. 2.4. Аппроксимация характеристик лампы блокинг-генератора.

На этой схеме μ и R_i — параметры лампы, C_0 — суммар-

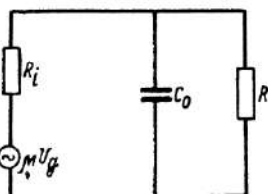


Рис. 2.5. Эквивалентная схема анодной цепи блокинг-генератора.

ная паразитная емкость, отнесенная к анодной цепи, R — пересчитанное в анодную цепь сопротивление участка сетка — катод лампы. Будем считать, что напряжение синхронизации вводится в сеточную цепь лампы последовательно и что сопротивление источника сигналов синхронизации ничтожно мало.

В этом случае напряжение на сетке лампы блокинг-генератора

$$U_g(t) = U_o(t) + U_p(t), \quad (2.3)$$

где $U_o(t)$ — входное напряжение, а $U_p(t)$ — напряжение обратной связи. Падением напряжения на конденсаторе C_g можно пренебречь в виду малой длительности фронта импульса. Обозначим коэффициент трансформации трансформатора

$$n = \frac{\omega_a}{\omega_g}$$

и учтем, что

$$U_{\beta}(t) = -\frac{1}{n} U_a(t).$$

В силу линейности характеристики лампы

$$U_a(t) = -\int_0^t H_k(t-\xi) U_g(\xi) d\xi, \quad (2.4)$$

где $H_k(t)$ — импульсная переходная функция цепи, изображенной на рис. 2.5. Так как коэффициент передачи этой схемы в операторном виде

$$K(p) = \frac{K_0}{p + \frac{1}{\tau}},$$

где

$$K_0 = \frac{\mu R}{R_i + R}, \quad \tau = C_0 \frac{R R_i}{R + R_i},$$

то импульсная переходная функция

$$H_k = \frac{K_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2.5)$$

Подставляя (2.4) в (2.3), получаем интегральное уравнение Вольтерра 2-го рода

$$U_g(t) - \frac{1}{n} \int_0^t H_k(t-\xi) U_g(\xi) d\xi = U_0(t). \quad (2.6)$$

С решением такого уравнения для случая, когда сигнал синхронизации имеет вид единичной функции, уже приходилось встречаться ранее в § 2, гл. 1. Поэтому можно сразу написать

$$U_g(t) = 1(t) + \frac{\frac{K_0}{n}}{1 - \frac{K_0}{n}} \left[1 - e^{-\left(1 - \frac{K_0}{n}\right) \frac{t}{\tau}} \right]. \quad (2.7)$$

Пологая $\frac{K_0}{n} \gg 1$, получаем более простое выражение

$$U_g(t) = 1(t) + [e^{-\frac{St}{nC_0}} - 1], \quad (2.8)$$

обладающее тем интересным свойством, что в него не входит величина сопротивления участка сетка—катод. Тем самым, это выражение сохраняет свой вид как при наличии в лампе сеточных токов, так и при их отсутствии.

Будем считать, что напряжение на входе блокинг-генератора нарастает по линейному закону

$$U_0(t) = At, \quad (2.9)$$

тогда

$$U_p(t) = A \frac{nC_0}{S} (e^{\frac{St}{nC_0}} - 1) - At$$

и напряжение на сетке

$$U_g(t) = At + U_p(t) = A \frac{nC_0}{S} (e^{\frac{St}{nC_0}} - 1). \quad (2.10)$$

Для того чтобы определить время формирования фронта импульса в блокинг-генераторе, надо учесть, что за это время напряжение на сетке лампы изменяется на величину

$$E_\Delta = |E_{зан}| + E_{gm}, \quad (2.11)$$

откуда

$$t_\phi = \frac{nC_0}{S} \ln \left(1 + \frac{E_\Delta S}{AnC_0} \right). \quad (2.12)$$

Эта формула напоминает формулу для длительности фронта импульсов, генерируемых схемой на лампе со вторичной эмиссией. Отличием является зависимость длительности фронта генерируемых импульсов от коэффициента трансформации n . Величина $\frac{S}{nC_0}$ представляет собой добротность лампы в схеме и в более наглядном виде может быть записана так:

$$v = \frac{S}{nC_0} = \frac{nS}{C_2 + n^2C_1} = \frac{S}{C_2} \left(\frac{n}{1 + n^2x} \right),$$

где $x = \frac{C_1}{C_2}$, C_1 —емкость анодной обмотки трансформатора

вместе с выходной емкостью лампы и емкостью монтажа, а C_2 —емкость сеточной обмотки трансформатора вместе со входной емкостью лампы и емкостью монтажа. Исследуя выражение для добротности лампы на максимум, как функцию коэффициента трансформации, найдем, что его оптимальной величиной будет

$$n_{\text{опт}} = \frac{1}{V_x}.$$

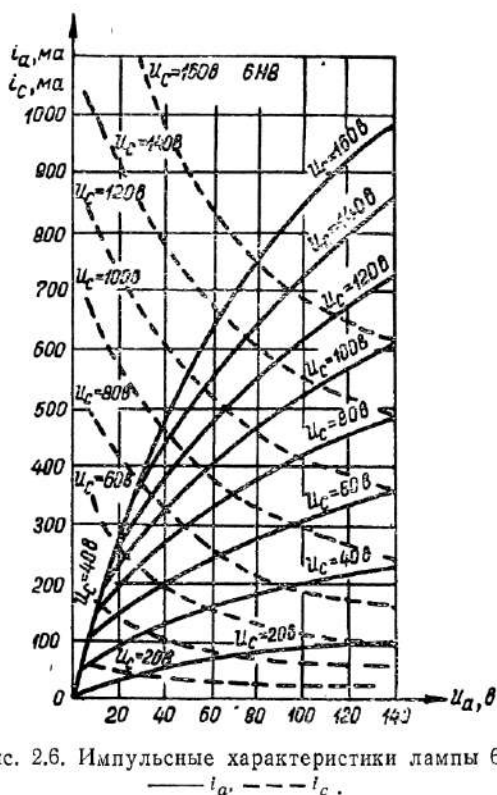
2. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ЛАМПЫ И ТРАНСФОРМАТОРА В СХЕМЕ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА

Как уже отмечалось, лампы в блокинг-генераторе работают в сильно перенапряженном режиме, в котором максимальное напряжение на сетке может значительно превышать минимальное напряжение на аноде. В связи с этим имеется различие в работе триодов и пентодов в схемах блокинг-генераторов. Триоды обладают большим усилением по мощности в области положительных значений сеточного напряжения, чем пентоды, и поэтому они позволяют получать импульсы напряжения большей величины.

Нарастание положительного напряжения на сетке лампы происходит до тех пор, пока рабочая точка не попадет на участок характеристики анодного тока с малой крутизной, что приводит к прекращению лавинообразного процесса. Для различных ламп, в частности для триодов и пентодов, величина напряжения на сетке, при которой происходит окончание лавинообразного процесса, различна. Для триодов эта величина довольно значительна (она составляет десятки вольт), тогда как для пентодов она незначительно отличается от нуля. Соответственно и токи в импульсном режиме определяются для триодов большим положительным напряжением на сетке, а для пентодов — напряжением, близким к нулю. Триоды дают значительно большие токи, чем пентоды. Для того чтобы получить такие же токи от пентодов, нужно значительно повысить их анодное и экранное напряжения. По этим причинам в схемах блокинг-генераторов обычно используются триоды или пентоды в триодном включении.

Однако приведенные рассуждения касались лишь вопроса получения импульсов с большой амплитудой. В маломощных схемах, предназначенных для генерирования

импульсов наносекундной длительности, отличие между пентодами и триодами не так заметно. Возможность получения импульсов малой длительности определяется добротностью ламп. Кроме того, для получения импульсов малой длительности и с крутым фронтом желательно выбирать лампы с малым отношением $\frac{U_{gmax}}{I_{gmax}}$.



Полное представление о поведении лампы в схеме блокинг-генератора дают ее импульсные характеристики. На рис. 2.6 приведены импульсные характеристики для лампы 6Н8 (график заимствован из [5]). Из импульсных характеристик лампы видно, что в импульсном режиме ее токи намного превышают номинальные значения. Это обстоятельство является благоприятным с точки зрения по-

лучения импульсов с большой амплитудой и получения крутых фронтов.

В блокинг-генераторах часто применяют форсирование режима ламп. Следует иметь в виду, что предел форсирования режима часто устанавливается не допустимой мощностью рассеяния на аноде и сетке лампы (при достаточно большой скважности эти величины могут быть и не превзойдены), а предельно допустимым напряжением между анодом и сеткой. Максимальное напряжение между анодом и сеткой лампы получается в моменты времени, непосредственно следующие за окончанием импульсов. Напряжение на аноде при этом равно напряжению источника питания плюс напряжение выброса, обусловленное возбуждением паразитных контуров в анодной цепи. Это напряжение может иногда составлять более половины напряжения источника питания. Напряжение на сетке в те же моменты времени равно напряжению постоянного смещения плюс напряжение, наведенное из анодной цепи за счет явления взаимной индукции. В результате разность потенциалов между анодом и сеткой может в несколько раз превысить номинальное напряжение и лампа выйдет из строя.

Максимальная частота повторения импульсов определяется допустимой мощностью рассеяния на аноде. При повышении частоты следования импульсов в несколько раз средняя мощность, рассеиваемая на аноде лампы, при постоянной длительности импульсов повышается во столько же раз. В связи с этим при прочих равных условиях для повышения частоты следования импульсов необходимо уменьшить либо их амплитуду, либо их длительность.

Другим ответственным узлом схемы блокинг-генератора является импульсный трансформатор.

Импульсный трансформатор предназначен в блокинг-генераторе для инвертирования фазы импульса и заменяет собой вторую лампу в мультивибраторе или регенеративном импульсном генераторе. Основным требованием к трансформатору блокинг-генератора является обеспечение максимальной связи между анодной и сеточной цепями при условии внесения в схему минимальных паразитных емкостей и индуктивностей. Неискаженная передача фронта импульса возможна лишь в том случае, если импульсный трансформатор будет обладать достаточной широкополосностью, т. е. если его паразитные параметры будут малы. Что же касается требования неискаженной

передачи плоской части импульсов, то оно выполняется довольно легко благодаря весьма малой длительности импульсов.

При проектировании трансформаторов блокинг-генераторов, предназначенных для работы в наносекундном диапазоне, приходится обращать внимание на два основных момента. Первым из них являются процессы в магнитном сердечнике трансформатора. Магнитный сердечник должен работать при очень высоких скоростях изменения индукции, в тысячи раз превышающих скорости изменения индукции в импульсных трансформаторах, работающих в микросекундном диапазоне. Второе обстоятельство ка-

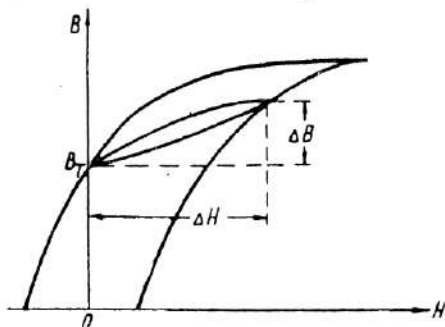


Рис. 2.7. К пояснению магнитной проницаемости на частном цикле.

сается частотных свойств трансформатора как линейного четырехполюсника. Необходимость передачи очень быстрых изменений напряжения требует, чтобы коэффициент передачи трансформатора был постоянным вплоть до очень высоких частот, измеряемых сотнями мегагерц.

Трансформаторы блокинг-генераторов выполняются с сердечниками из магнитного материала. Применение сердечника обеспечивает нужную величину индуктивности первичной обмотки при возможно меньшем числе витков, что, в свою очередь, необходимо для уменьшения паразитной емкости трансформатора. Наличие сердечника из магнитного материала косвенным путем уменьшает индуктивность рассеяния трансформатора. Оба эти фактора увеличивают его широкополосность.

В то же время процессы, происходящие в железе сердечника трансформатора, существенно влияют на его свойства и, следовательно, на работу блокинг-генератора. При питании первичной обмотки трансформатора периодическими

униполярными импульсами процесс намагничивания сердечника трансформатора, как известно, отличается от процесса намагничивания переменным током. Это отличие состоит в том, что рабочая точка на кривой намагничивания движется не по обычной петле, а по некоторой другой кривой, носящей название предельной петли частного цикла (рис. 2.7). Отношение ΔB к ΔH дает так называемую магнитную проницаемость на частном цикле μ_{Δ} , которая при импульсной работе играет ту же роль, что и обычная проницаемость при работе на переменном токе. Так, в частности, индуктивность обмотки трансформатора с тороидальным сердечником в импульсном режиме

$$L = \frac{4\pi\omega_1^2 S_{ж}\mu_{\Delta}}{l_{ж}} 10^{-3} \text{ [мкГн]},$$

где ω —число витков первичной обмотки, $S_{ж}$ —сечение железа и $l_{ж}$ —длина магнитной линии в железе.

Магнитная проницаемость на частном цикле всегда меньше магнитной проницаемости, определяемой по основной кривой намагничивания. Для того чтобы получить большую величину μ_{Δ} , нужно использовать магнитные материалы с большой величиной индукции насыщения B_s и малой остаточной индукцией B_r , т. е. с малым отношением B_r/B_s . Для уменьшения величины остаточной индукции магнитопровод иногда снабжают воздушным зазором.

При работе импульсных трансформаторов с большими скоростями изменения индукции существенное значение имеют вихревые токи. Для уменьшения вредного влияния вихревых токов сердечники импульсных трансформаторов изготовляют из очень тонкой ленты (0,08—0,02 мм). Уменьшение толщины листов железа существенно уменьшает потери на вихревые токи, так как эти потери пропорциональны квадрату толщины листа. Кроме того, для изготовления сердечников импульсных трансформаторов применяются магнитные материалы с большим удельным сопротивлением, что также приводит к уменьшению вихревых токов.

Сердечники импульсных трансформаторов для блокинг-генераторов изготовляют обычно тороидальной формы из ленты путем навивки на шаблон. Такое использование магнитного материала более выгодно и в то же время достаточно просто с точки зрения технологии.

Для импульсных трансформаторов наиболее пригодны следующие марки трансформаторной стали.

Таблица 2.1

Марка	Толщина ленты, мм	Максимальная проницаемость, $гс/эрст \cdot 10^{-3}$	Коэрцитивная сила, эрст	Индукция насыщения, $гс \cdot 10^{-3}$	Удельное сопротивле- ние, ом·мм ² /м
79НМ	0,05—0,08	80	0,05	7,5	0,55
	0,02—0,04	60	0,06		
80	0,05—0,08	80	0,04	7,0	0,65
НХС	0,02—0,04	70	0,05		
79	0,05—0,08	100	0,05	7,5	0,56
НМА	0,02—0,04	80	0,06		

Кроме сердечников из листового материала, в импульсных трансформаторах нашли себе применение сердечники из различных порошковых материалов. Эти сердечники почти не уступают по качеству сердечникам, выполненным из трансформаторной стали указанных выше марок. Они прессуются в виде колец различного диаметра и в зависимости от химического состава и технологии обработки обладают различными качественными показателями. В табл. 2.2 даются сведения о некоторых типах таких магнитных материалов. Под полосой здесь понимается та частота, на которой μ уменьшается до $0,707 \mu_0$.

Таблица 2.2

Материал	μ_0 $гс/эрст$	$\lg \delta$ на 100 кгц	B_r / B_s	Полоса, кгц
Феррит Ф ₁ -2 000 . .	2 000	0,035	0,4	150
Феррит Ф-600	600	0,009	0,6	1 700
Феррит Ф-100	100	0,004	0,8	15 800
Оксифер 2 000 . . .	1 800—2 400	0,02	—	800
Оксифер 500	500—550	0,012	—	—
Оксифер 200	180—220	0,006	—	30 000

Вторым вопросом, возникающим при проектировании импульсного трансформатора, является обеспечение его широкополосности. Если исходить из известной формулы, опре-

деляющей полосу пропускания системы через длительность импульса

$$\Delta F = \frac{k}{t_n},$$

где k — коэффициент, лежащий в пределах от 1 до 3, то при длительности трансформируемого импульса в единицы наносекунд полоса пропускания трансформатора получается порядка сотен мегагерц. Поэтому при конструировании импульсного трансформатора приходится принимать все меры к тому, чтобы уменьшить паразитные параметры его до минимума. Достижению этой цели способствует очень малая длительность самих импульсов, вследствие чего возможно изготовление трансформаторов с малой величиной индуктивности первичной обмотки (измеряемой единицами микрогенри). Тем самым при практически достижимых значениях коэффициента рассеяния абсолютное значение индуктивности рассеяния получается очень малым. Кроме того, как уже указывалось, использование магнитных материалов с большой магнитной проницаемостью позволяет выполнить первичную обмотку с небольшим числом витков, что приводит к уменьшению паразитной емкости трансформатора.

Конструктивно импульсные трансформаторы выполняются очень просто. На кольцевой сердечник, навитый из

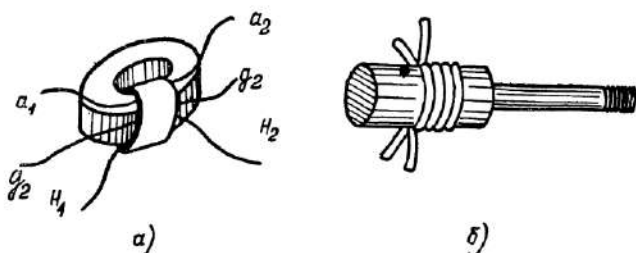


Рис. 28. Конструкции импульсных трансформаторов.

ленты или изготовленный из магнитодиэлектрика, наносятся обмотки. Для уменьшения паразитной емкости обмотки делаются однослойными. Обмотки наносятся или одна на другую или витки одной обмотки располагаются между витками другой. Один из таких импульсных трансформаторов изображен на рис. 28,а в натуральную величину. Другая конструкция трансформатора приведена на

рис. 2.8,б. Обмотки нанесены на kern цилиндрической формы; витки одной обмотки располагаются между витками другой. Весьма часто трансформаторы снабжаются третьей обмоткой, в которую включается нагрузка. Коэффициент трансформации между анодной и сеточной обмотками ($n = \frac{w_a}{w_g}$) часто берется равным единице, хотя в различных случаях оптимальное значение его может быть и иным. Что же касается коэффициента трансформации между нагрузочной и сеточной обмотками, то величина его всецело определяется сопротивлением нагрузки.

3. СХЕМЫ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Блокинг-генераторы, используемые для формирования импульсов наносекундной длительности, работают, как правило, с внешней синхронизацией из-за нестабильности частоты их колебаний. Вследствие этого основные параметры импульсов, получаемых от блокинг-генераторов, оказываются зависящими от условий запуска.

Существует два случая запуска блокинг-генераторов внешним сигналом. В первом случае запуск производится напряжением с малой скоростью нарастания. Во втором случае—напряжением, скорость нарастания которого одного порядка со скоростью нарастания импульсов на выходе блокинг-генератора.

В первом случае имеет место режим, близкий к режиму автономных колебаний блокинг-генератора. Крутизна фронтов импульсов в этом случае оказывается практически независимой от скорости нарастания входного напряжения и определяется только параметрами схемы. Во втором случае крутизна фронтов импульсов существенно зависит от скорости нарастания запускающего напряжения.

Экспериментальные исследования работы схем блокинг-генераторов в режиме запуска медленно нарастающим напряжением подтверждают тот теоретический вывод, что при достаточной величине индуктивности первичной обмотки трансформатора длительность импульсов определяется переходной емкостью C_g . Уменьшая эту емкость, можно соответственно уменьшать и длительность генерируемых импульсов. Минимальная длительность импульсов, еще сохраняющих первоначальную амплитуду, равна сумме длительностей фронта и среза. В этом предельном случае форма генерируемых импульсов близка к колоколообразной,

Дальнейшее уменьшение переходной емкости приводит к уменьшению длительности импульса, однако это сопровождается уменьшением амплитуды и в дальнейшем приводит к срыву колебаний. В конечном итоге минимальная длительность импульсов определяется добротностью лампы в схеме, т. е. отношением крутизны характеристики лампы к сумме, паразитных емкостей схемы. Чем больше добротность лампы, тем до меньших значений можно изменять емкость C_g без уменьшения амплитуды импульсов.

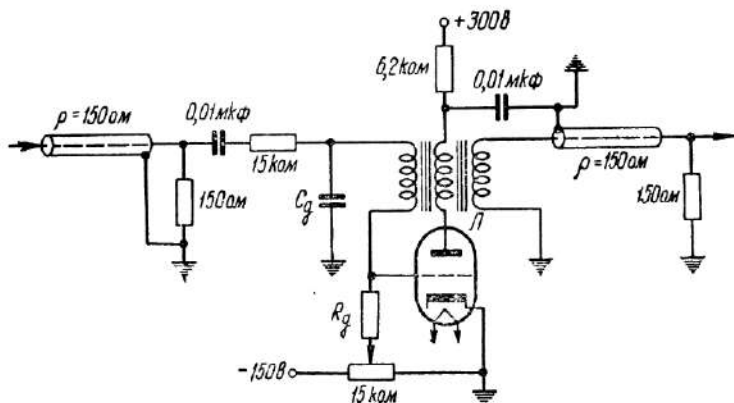


Рис. 2.9. Схема для исследования блокинг-генератора.

Е. Н. Буториным [31] было произведено исследование схемы блокинг-генератора на лампах пальчиковой серии, обладающих большой крутизной. Данные схемы приведены на рис. 2.9. Трансформатор блокинг-генератора был выполнен на ферритовом кольце из материала Φ_1-2000 диаметром 18 мм и числом витков в анодной обмотке—10, в сеточной—10 и в нагрузочной—6. Индуктивность первичной обмотки трансформатора составляла 37 мкГн, индуктивность рассеяния 0,63 мкГн и паразитная емкость 7,2 пФ. В описываемой схеме лампа 6Н15П при параллельном соединении обоих триодов ($S=11,2$ ма/в, $C_{\text{общ}}=8$ пФ) и емкости $C_g=30$ пФ генерировала импульсы длительностью 35 нсек (на уровне 0,1 от максимального значения). Амплитуда импульсов составляла 60 в на сопротивлении 150 ом. Лампа 6Н6П при использовании одного триода ($S=12$ ма/в, $C_{\text{общ}}=9$ пФ) в тех же условиях позволяла генерировать импульсы длительностью

35 *нсек* и амплитудой 125 *в*. Схема на лампе 6СЗП ($S=19,5 \text{ ма/в}$, $C_{\text{общ}}=10 \text{ пф}$) генерировала импульсы длительностью 18 *нсек* и амплитудой 90 *в* при условии, что переходная емкость C_g была равна 10 *пф*. Схема на лампе 6С15П ($S=45 \text{ ма/в}$, $C_{\text{общ}}=16,3 \text{ пф}$) при емкости $C_g=22 \text{ пф}$ и трансформаторе, содержащем меньшее число витков, могла генерировать импульсы длительностью 14 *нсек* и амплитудой 80 *в*.

Для получения более коротких импульсов необходимо принимать меры к повышению крутизны фронтов импульсов. Такими мерами, кроме перехода к лампам с большей добротностью, являются изменения условий запуска. Как было показано ранее, скорость нарастания напряжения на входе генератора влияет на скорость нарастания напряжения на его выходе. Поэтому для получения более коротких импульсов широко используют запуск блокинг-генераторов от других генераторов импульсов с достаточно крутыми фронтами. В этом случае блокинг-генератор работает не как автономная система, а как нелинейный усилитель-ограничитель. Назначением блокинг-генератора является укорочение фронта поданного на него импульса; амплитуда импульса на выходе блокинг-генератора может быть даже меньше амплитуды импульса на его входе.

Есть, однако, различие в работе обычного усилителя-ограничителя и блокинг-генератора. Это различие заключается в том, что скорость нарастания напряжения на сетке блокинг-генератора всегда выше скорости нарастания напряжения на сетке усилителя-ограничителя за счет действия сильной положительной обратной связи. Как неоднократно указывалось ранее, сигнал на сетке генератора всегда равен сумме входного сигнала и сигнала, поступающего из цепи обратной связи. Поэтому сигнал, усиливаемый лампой генератора, всегда больше сигнала, усиливаемого лампой усилителя-ограничителя. Отсюда следует, что для получения очень коротких импульсов лучше применять многокаскадные схемы блокинг-генераторов, а не многокаскадные схемы усилителей-ограничителей. Разумеется, что все сказанное выше справедливо в том случае, если обратная связь действительно положительна.

При использовании блокинг-генераторов в качестве обострителей импульсов в многокаскадных схемах, естественно, нужно учитывать, что каждый последующий каскад преобразует более короткий импульс. Поэтому переходные

емкости каждого следующего каскада должны быть меньше переходных емкостей предыдущих каскадов; это позволяет использовать произошедшее в предыдущих каскадах сокращение длительности фронтов и срезов импульсов для дальнейшего сокращения их длительности. В связи с сокращением длительности импульсов возрастают требования и к широкополосности трансформаторов. Это требование сравнительно легко удовлетворяется сокращением числа витков и габаритов сердечника. Уменьшение числа витков в обмотках трансформаторов становится возможным потому, что длительность импульса уменьшается и, следовательно, при допустимом значении западания его вершины необходима меньшая величина индуктивности первичной обмотки.

Одним из весьма важных вопросов является вопрос о наиболее целесообразном способе соединения отдельных каскадов в цепочку. Последовательное соединение генераторов представляет собой большие трудности, чем последовательное соединение усилителей благодаря наличию в генераторах обратной связи между анодной и сеточной цепями. Наличие в генераторах обратной связи, кроме того, открывает путь прямому прохождению сигнала предыдущего каскада на выход последующего, минуя лампу и тем существенно меняя картину на выходе. Следует учесть, что предыдущие каскады могут быть даже мощнее последующих. Установка же каких-либо развязывающих каскадов, т. е. промежуточных усилителей без обратной связи, в диапазоне импульсов наносекундной длительности затруднительна.

Одной из наиболее удобных схем запуска является схема, приведенная на рис. 2.10 [6]. В этой схеме запускающее напряжение подается через емкость C_1 непосредственно на сетку следующей за источником сигнала лампы. Для того, чтобы на емкости C_1 не происходило значительного падения напряжения подаваемого сигнала, величина ее должна быть не слишком малой. В то же время ее нельзя брать и слишком большой, во избежание

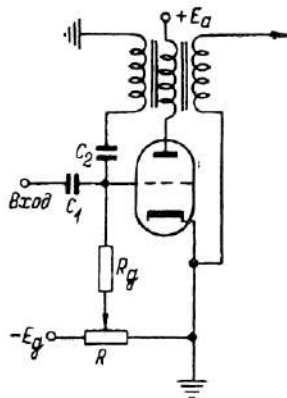


Рис. 2.10. Схема запуска блокинг-генератора.

сильного влияния генератора на источник запускающего напряжения. Обычно емкость C_1 берут в несколько раз больше емкости C_2 .

Е. Н. Буторин [31] провел исследование генератора коротких импульсов на лампах 6СЗП по схеме, приведенной на рис. 2.11. В этой схеме на выходе второго каскада формировались импульсы длительностью от 5,5 до 8 нсек с амплитудой от 40 до 90 в, соответственно. На выходе третьего каскада импульсы получались длительностью от

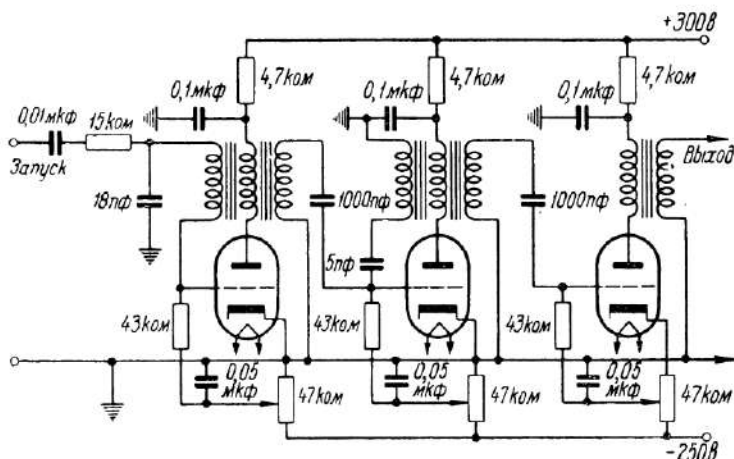


Рис. 2.11. Схема каскадного блокинг-генератора на лампах 6СЗП.

4,5 до 6 нсек с амплитудой от 40 до 85 в. Сопротивление нагрузки было 75 ом, частота повторения импульсов равнялась 10 кГц.

Генератор коротких импульсов на лампах 6Н15П показан на рис. 2.12. У каждой лампы триоды соединены параллельно. Схема запускалась от генератора импульсов с частотой 2 кГц. Трансформаторы были собраны на миниатюрных сердечниках из стали марки 80НХС, толщина ленты 0,02 мм. Трансформатор первого каскада содержал в анодной и сеточной обмотках по 8 витков, а в нагрузочной — 6 витков. Трансформатор второго каскада имел соответственно $w_a=5$, $w_g=5$ и $w_n=3$ витка, а в выходном трансформаторе $w_a=3$, $w_g=3$ и $w_n=2$ витка. Схема генерировала импульсы с амплитудой 100 в на нагрузке 75 ом. Длительность

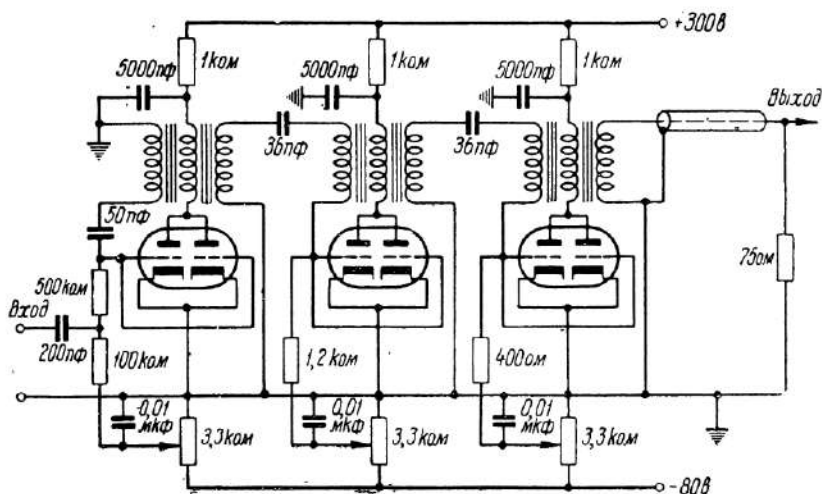


Рис. 2.12. Схема каскадного блокинг-генератора на лампах 6Н15П.

импульсов составляла 6 нсек. Осциллограмма выходного импульса показана на рис. 2.13.

Мак Дональд Смит [30] описал блокинг-генератор наносекундных импульсов на лампе VХ 3052, запускаемый генератором импульсов на лампе со вторичной эмиссией. Исследованная им схема приведена на рис. 2.14. Трансформатор имел сердечник, навитый из ленты в виде тора. В качестве магнитных материалов использовались мюметалл (толщина ленты 0,001") и пермаллой С (толщина ленты 0,0006"). Результаты исследования представлены графиками, приведенными ниже.



Рис. 2.13. Форма импульса на выходе блокинг-генератора.

Рис. 2.15 показывает зависимость амплитуды выходного импульса от числа витков в анодной обмотке. Число витков в сеточной обмотке было тем же самым, т. е. коэффициент трансформации между этими обмотками был равен

единице. Число витков в нагрузочной обмотке менялось в зависимости от сопротивления нагрузки. Выход блокинг-генератора мог согласовываться в пределах от 30 до 300 ом. Для обеспечения максимальной связи между обмотками, витки одной обмотки наносились поверх витков другой обмотки.

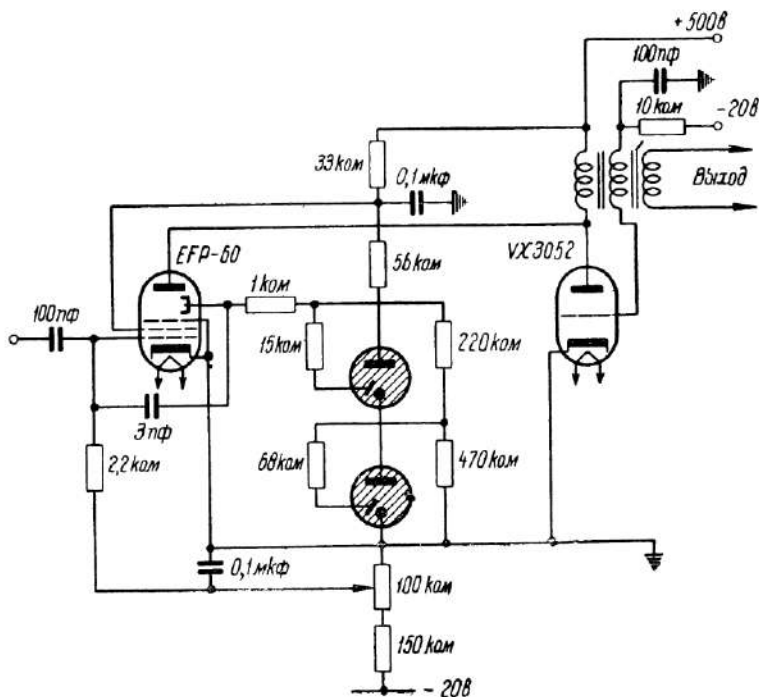


Рис. 2.14. Схема блокинг-генератора с запуском от лампы со вторичной эмиссией.

Рис. 2.16 дает зависимость времени установления импульсов (т. е. времени, в течение которого величина импульса нарастает от 0,1 до 0,9 своего максимального значения) от числа витков анодной обмотки. Как видно из графика, схема позволяет получать импульсы с временем установления до 5 нсек. Рис. 2.17 показывает зависимость длительности импульсов на уровне половины амплитуды от числа витков.

Описанная схема по заключению автора позволяет генерировать импульсы длительностью от 20 до 100 нсек с амплитудой до 200 в,

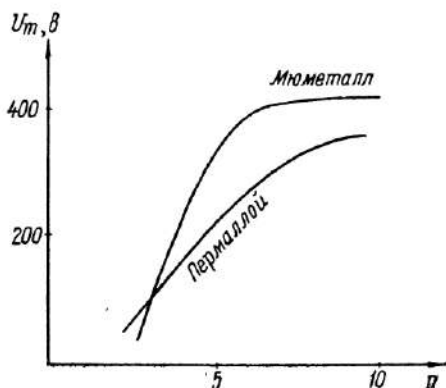


Рис. 2.15. Зависимость амплитуды выходного импульса от числа витков в анодной обмотке.

В заключение этого параграфа приведем описание схемы генератора импульсов переменной длительности, примененной в приборе ГИ-3 [33]. Блок-схема формирующего устройства этого генератора показана на рис. 2.18. Она содержит: *а* — каскад формиро-

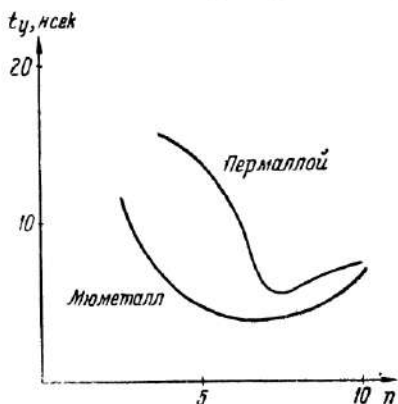


Рис. 2.16. Зависимость времени установления импульсов на выходе блокинг-генератора от числа витков в анодной обмотке.

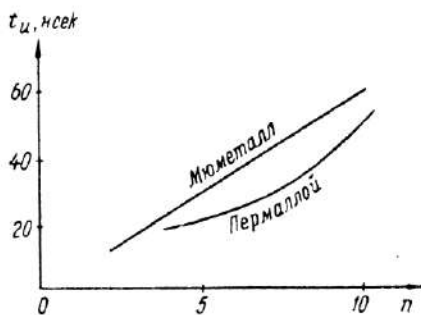


Рис. 2.17. Зависимость длительности импульсов на уровне половины амплитуды от числа витков в анодной обмотке.

вания «запускающих» импульсов, *б* — блокинг-генератор, *в* — каскад формирования «срывающих» импульсов и *г* — схему выдержки. Электрическая схема блока формирования изображена на рис. 2.19 в несколько упрощенном виде. Она состоит из тиратрона, формирующего фронт сигнала,

блокинг-генератора, дающего плоскую вершину импульса, тиратрона, формирующего срез импульса, и схемы задержки, определяющей длительность вырабатываемых импульсов.

Работа этой схемы состоит в следующем. Входной импульс поступает на сетку закрытого тиратрона и отпирает

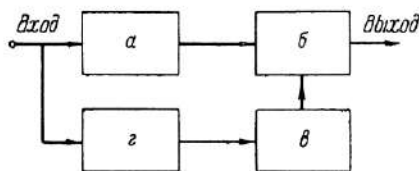


Рис. 2.18. Блок-схема генератора импульсов.

его. Тиратрон вырабатывает новый импульс с крутизной фронта, превышающей крутизну фронта запускающего импульса. Импульс, сформированный в анодной цепи тиратрона, через импульсный трансформатор поступает на сет-

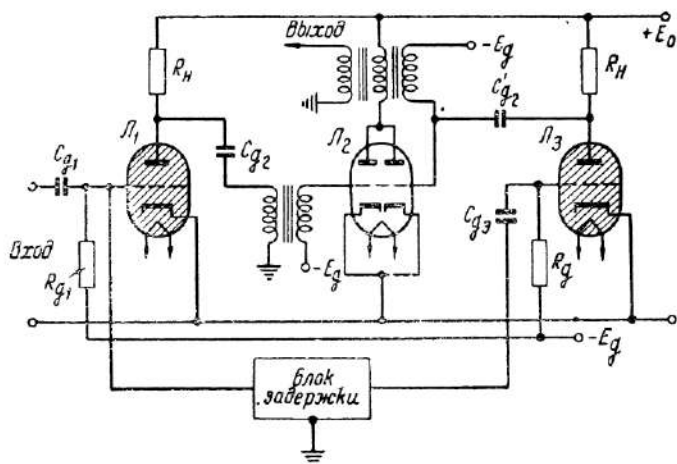


Рис. 2.19. Принципиальная схема генератора импульсов.

ку блокинг-генератора, работающего в заторможенном режиме, и запускает его. Блокинг-генератор вырабатывает в анодной цепи импульс с крутым фронтом. Крутизна этого фронта обеспечивается тем, что сам блокинг-генератор запускается напряжением с очень большой скоростью нарастания. Длительность импульсов, вырабатываемых бло-

кинг-генератором, относительно велика. Однако работа блокинг-генератора преждевременно прекращается. Для срыва колебаний блокинг-генератора используется импульс, поступающий со второго тиратрона.

Импульс, вызвавший зажигание первого тиратрона, через схему задержки поступает на второй тиратрон и зажигает его через интервал времени, равный времени задержки сигнала. Зажигаясь, второй тиратрон создает в анодной цепи большой отрицательный импульс напряжения с крутым фронтом, который поступает на сетку блокинг-генератора. Этот импульс вызывает в схеме блокинг-генератора преждевременное возникновение обратного лавинообразного процесса, в результате которого колебания в блокинг-генераторе срываются и в нагрузочной обмотке его получается прямоугольный импульс напряжения, длительность которого равна времени запаздывания, даваемого схемой задержки.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СХЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Кроме генераторов импульсов малой длительности, использующих в канале обратной связи широкополосные линейные четырехполюсники в виде реостатно-емкостных цепей или трансформаторов, имеются также генераторы, содержащие в канале обратной связи линии задержки. Эти генераторы называются генераторами с запаздывающей обратной связью, так как в них сигнал обратной связи запаздывает на некоторое время при прохождении по линии задержки [34—40].

Задержка сигнала обратной связи имеет место во всех генераторах импульсов — мультивибраторах, блокинг-генераторах и других схемах — и приводит к нежелательным явлениям в виде увеличения длительности фронта генерируемых импульсов, ухудшению условий самовозбуждения схем и т. д. В генераторах с запаздывающей обратной связью задержка вводится специально и она принципиально необходима для нормальной работы схемы. В частности, время задержки сигнала обратной связи определяет период колебаний в регенеративном импульсном генераторе, а в некоторых других схемах создает нужный сдвиг фаз между входным и выходным сигналами для обеспечения условий самовозбуждения.

Генераторы с линиями задержки в канале обратной связи получили пока относительно небольшое распространение в импульсной технике отчасти вследствие их новизны, отчасти вследствие необходимости применения в них линий задержки — устройств значительно более сложных, громоздких и дорогих, чем, например, импульсные трансформаторы.

Однако схемы с запаздывающей обратной связью обладают рядом существенных достоинств по сравнению с другими схемами. Прежде всего нужно отметить, что эти схемы являются наиболее перспективными при переходе ко все более коротким импульсам и высоким частотам повторения. Кроме того, они позволяют решать значительно более широкий круг вопросов импульсной техники, чем какие-либо другие схемы. Схемы с запаздывающей обратной связью бесспорно будут находить все более широкое применение по мере того, как будут создаваться кабели задержки с большим временем задержки на метр и большим волновым сопротивлением.

Можно указать на следующие применения запаздывающей обратной связи в импульсной технике.

1. Генераторы с запаздывающей обратной связью могут весьма эффективно применяться для формирования импульсов наносекундной длительности (порядка единиц наносекунд) с очень высокой частотой повторения, измеряемой десятками мегагерц. В настоящее время никакие другие генераторы импульсов не позволяют получать столь высоких частот повторения.

2. Запаздывающая обратная связь используется в схемах формирования для получения коротких импульсов с крутыми фронтами и срезами и стабильной длительностью, определяемой временем запаздывания обратной связи в линии задержки. Применение линий с переменной задержкой дает возможность в широких пределах и с достаточно высокой точностью регулировать длительность формируемых импульсов. Существенно, что длительность фронта и среза оказывается не зависящей от длительности импульсов.

Эта же схема формирования может использоваться и для укорочения длительности ранее сформированных импульсов.

3. Усилители с запаздывающей обратной связью могут применяться для целей умножения времени задержки. При включении линии задержки в канал обратной связи можно получить схему, в которой выходной импульс будет многократно проходить по одной и той же линии задержки, запаздывая на время задержки с каждым оборотом по замкнутой петле обратной связи. Добавляя к этому устройству обостритель импульсов (для предотвращения размывания импульса при прохождении по линии задержки) и

считающую схему, можно увеличивать время задержки импульса в десятки и сотни раз.

4. Генераторы с запаздывающей обратной связью могут использоваться для определения времени задержки в линиях задержки. Период колебаний таких генераторов равен или кратен времени задержки. Измеряя частоту получаемых колебаний, что может быть осуществлено очень простыми средствами, можно рассчитать затем и время задержки.

1. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрим процесс формирования сигнала в линейной системе с запаздывающей обратной связью, блок-схема которой изображена на рис. 3.1. Составим уравнение, описывающее процессы в этой схеме, подобно тому, как это было сделано для реостатно-емкостных схем.

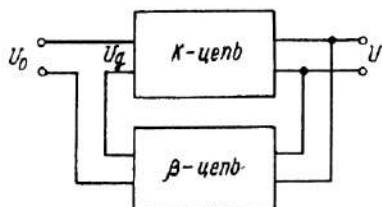


Рис. 3.1. Блок-схема линейной цепи с запаздывающей обратной связью.

Напряжение на сетке первой лампы K -цепи [41, 42]

$$U_g(t) = U_0(t) + \beta U(t - t_3), \quad (3.1)$$

где $U_0(t)$ — напряжение внешнего сигнала, $U(t)$ — выходное напряжение, t_3 — время задержки сигнала в линии задержки и β — коэффициент обратной связи.

Выходное напряжение может быть выражено через напряжение на сетке первой лампы с помощью теоремы свертывания

$$U(t) = \int_0^t H_k(t - \xi) U_g(\xi) d\xi, \quad (3.2)$$

где $H_k(t)$ — импульсная переходная функция K -цепи.

Подставляя выражение (3.2) в уравнение (3.1) получаем интегральное уравнение Вольтерра 2-го рода, отличающееся от полученного ранее в первой главе тем, что в нем отражено явление запаздывания сигнала

$$U_g(t) - \beta \int_0^{t-t_3} H_k(t-t_3-\xi) U_g(\xi) d\xi = U_0(t). \quad (3.3)$$

Поступая далее аналогично тому, как это делалось в первой главе, получим уравнение для переходной характеристики системы

$$A_{05}(t) - \beta \int_0^{t-t_3} H_k(t-t_3-\xi) A_{06}(\xi) d\xi = A_1(t). \quad (3.4)$$

Решение этого уравнения может быть представлено в виде бесконечного ряда

$$A_{06}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \beta^{n-1} A_n[t - (n-1)t_3], \quad (3.5)$$

где A_n , как и ранее, означает переходную характеристику n последовательно соединенных K -цепей.

Ряд, выраженный уравнением (3.5), обладает той особенностью, что все его члены сдвинуты по оси времени один относительно другого на время запаздывания сигнала в цепи обратной связи.

Прежде чем рассматривать работу схем с запаздывающей обратной связью, применяемых в практических устройствах, остановимся на некоторых более простых моделях.

Пусть система состоит из идеализированного линейного усилителя, в канал обратной связи которого включена линия задержки. В такой системе особенности влияния запаздывающей обратной связи на свойства усилителя проявляются наиболее отчетливо, не маскируются различными вторичными явлениями, вызванными несовершенством схемы усилителя.

Помимо этого, анализ переходных процессов в идеализированных схемах с запаздывающей обратной связью интересен и с чисто практической точки зрения. Почти все устройства, использующие запаздывающую обратную связь, проектируются с таким расчетом, чтобы их характеристики были по возможности более близки к идеальным. Таким образом, идеализированные схемы как бы указывают потенциальные возможности реальных схем.

Из выражения (35) сразу видно, что в данном случае переходная характеристика системы с запаздывающей обратной связью является ступенчатой функцией

$$A_{06}(t) = \sum_{p=0}^q \beta^p, \quad (3.6)$$

при

$$qt_s < t < (q+1)t_s$$

$$q=0, 1, 2, 3, \dots$$

При положительной обратной связи характеристика действительно имеет «ступенчатый» вид. Высота «ступенек» является постоянной при факторе обратной связи, равном единице, и уменьшается при $\beta < 1$.

Переходные характеристики системы с положительной обратной связью приведены на рис. 3.2. для различных значений фактора обратной связи. Заметим, что такие же ступенчатые кривые представляют и переходный процесс в длинной линии без потерь, нагруженной на сопротивление, большее волнового ($\beta < 1$), или разомкнутой на конце ($\beta = 1$).

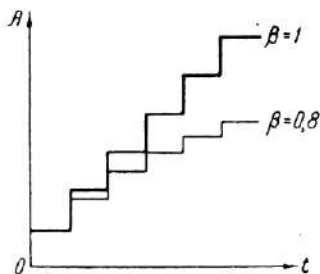


Рис. 3.2. Переходные характеристики усилителя с положительной запаздывающей обратной связью при $\beta = 1$ и $\beta = 0,8$.

При отрицательной обратной связи переходная характеристика принимает несколько иной вид. Вследствие того, что при отрицательной обратной связи ряд (3.5) является знакопеременным и так как $\beta < 1$, ступеньки складываются с разными знаками и переходная

характеристика приобретает вид «прямоугольного колебания» (рис. 3.3). Наиболее интересным является случай, когда фактор обратной связи равен единице. Тогда переходная характеристика превращается в бесконечный ряд прямоугольных импульсов, длительность которых равна интервалу между ними (рис. 3.4). Аналогичные переходные характеристики имеет и отрезок длинной линии без потерь. Случаю $|\beta| < 1$ соответствует нагрузка линии на сопротивление, меньшее волнового, а случаю $|\beta| = 1$ — короткое замыкание линии. Заметим, что на этой особенности переходной характеристики короткозамкнутого отрезка длинной линии основано использование его в качестве укорачивающей цепи, о чем более подробно будет сказано в пятой главе.

При воздействии прямоугольных импульсов на систему с запаздывающей обратной связью, форма импульсов на выходе может быть определена с помощью приведенных ранее характеристик. Прямоугольный импульс может рас-

смагиваться как действие двух толчков напряжения, имеющих разные знаки и сдвинутых по времени один относительно другого на отрезок, определяемый длительностью импульса (рис. 3.5).

Наибольший интерес представляет случай, когда на вход системы с отрицательной запаздывающей обратной

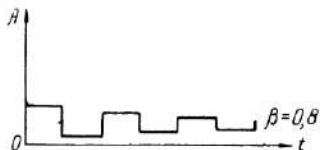


Рис. 3.3. Переходная характеристика усилителя с отрицательной запаздывающей обратной связью.

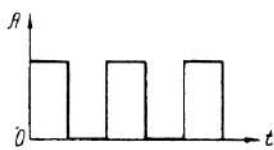


Рис. 3.4. Переходная характеристика усилителя с отрицательной запаздывающей обратной связью при $\beta = 1$.

связью подается прямоугольный импульс, длительность которого больше времени запаздывания, а фактор обратной связи для схемы равен единице.

Форма получающегося на выходе импульса показана на рис. 3.6. Как видно из рисунка, кроме основного импульса,

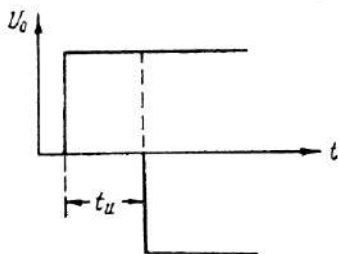


Рис. 3.5. Прямоугольный импульс как результат суперпозиции двух функций включения.

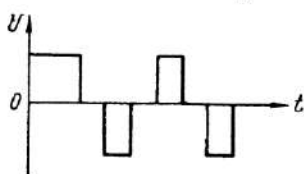


Рис. 3.6. Прохождение прямоугольного импульса через усилитель с отрицательной запаздывающей обратной связью при $t_u > t_s$.

длительность которого равна времени задержки, в схеме получают еще дополнительные импульсы. Практически эти импульсы устраняются путем введения в схему нелинейного элемента. Из рисунка следует также, что срез импульса образован его же фронтом. Это обстоятельство является весьма ценным свойством такой системы, так как позволяет получать импульсы с крутым фронтом и срезом из импульсов с крутым фронтом, но пологим срезом.

Также представляет практический интерес подача на вход системы с запаздывающей обратной связью прямо-

угольного импульса, длительность которого мала по сравнению с временем задержки. В этом случае на выходе системы получается бесконечный ряд импульсов, отстоящих один от другого на расстоянии, равном времени задержки (рис. 3.7). При положительной обратной связи все импульсы имеют одинаковую полярность, а при отри-

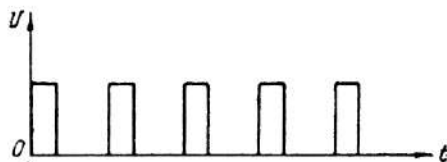


Рис. 3.7. Прохождение прямоугольного импульса через усилитель с положительной запаздывающей обратной связью при $t_n \ll t_z$.

цательной обратной связи полярность импульсов чередуется.

В заключение рассмотрим вопрос о прохождении через систему с запаздывающей обратной связью периодической последовательности прямоугольных импульсов. Если пе-

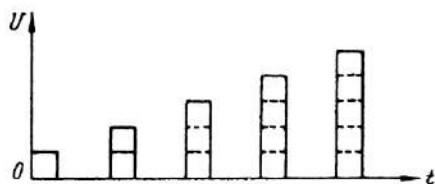


Рис. 3.8. Явление накопления сигналов в схемах с положительной обратной связью когда период повторения сигналов равен времени задержки.

риод повторения импульсов будет равен времени задержки, а обратная связь положительна, то в системе будет происходить суммирование импульсов или, в конечном итоге, их усиление. Процесс суммирования импульсов показан на рис. 3.8. Таким образом, система с запаздывающей обратной связью является системой накопления. Можно показать, что ее частотная характеристика имеет вид характеристики гребенчатого фильтра.

Перейдем теперь к реальной схеме, K -цепь которой имеет переходную характеристику вида

$$A_1(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3.7)$$

где τ — постоянная времени. Такую переходную характеристику имеет, в частности, реостатный усилительный каскад (при условии, что влиянием переходной емкости можно пренебречь).

Переходная характеристика n последовательно соединенных K -цепей может быть найдена на основании интеграла суперпозиции и имеет вид

$$A_n(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{1}{k!} \left(\frac{t}{\tau}\right)^k. \quad (3.8)$$

Тогда переходная характеристика системы с запаздывающей обратной связью

$$A_{об}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} (\pm\beta)^{n-1} \left[1 - e^{-\frac{t-(n-1)t_3}{\tau}} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{1}{k!} \left\{ \frac{t-(n-1)t_3}{\tau} \right\}^k \right]. \quad (3.9)$$

Обратимся к конкретным случаям. При положительной обратной связи переходная характеристика сохраняет в начале свой «ступенчатый» вид, однако каждая последующая «ступенька» все более размывается (рис. 3.9). При отрицательной обратной связи явление запаздывания сказывается в появлении осцилляций на гребне переходной характеристики (рис. 3.10). Период первой осцилляции примерно равен утроенному времени задержки, а величина первого выброса равна разности между $A_1(t_3)$ и стационарным значением переходной характеристики, так как переходная характеристика системы с запаздывающей обратной связью до момента времени $t=t_3$ совпадает с переходной характеристикой K -цепи.

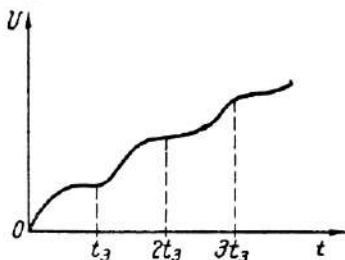


Рис. 3.9. Переходная характеристика усилителя с положительной запаздывающей обратной связью (явление на гребне импульса).

При дальнейшем увеличении времени задержки и при факторе обратной связи, близком к единице, переходная характеристика распадается на ряд отдельных импульсов, которые затем сменяются осциллирующей кривой (рис. 3.11). Длительность каждого импульса, измеренная от начала нарастания до начала спадания, равна време-

ни задержки. При этом нарастание импульсов происходит по закону $A_n(t)$, а спадание — по закону $1 - A_{n+1}(t)$, где n — порядковый номер импульса. Размах импульсов примерно вдвое больше стационарного значения выходного напряжения.

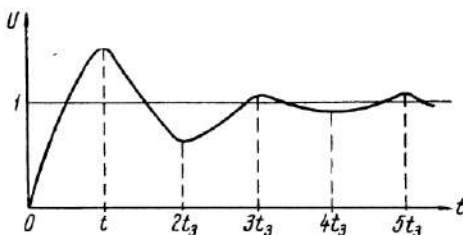


Рис. 3.10. Переходная характеристика усилителя с отрицательной запаздывающей обратной связью (явления на гребне импульса).

При подаче на такую систему прямоугольного импульса, длительность которого больше времени задержки, получается примерно та же картина, что и в идеализированном случае, если переходная характеристика K -цепи достаточно хорошо воспроизводит форму импульса.

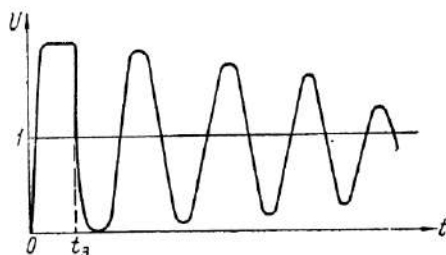


Рис. 3.11. Раздробление сигнала в усилителе с отрицательной запаздывающей обратной связью.

В случае, когда длительность прямоугольного импульса много меньше времени задержки, на выходе системы получается ряд импульсов. При этом первые импульсы сохраняют в большей или меньшей степени свою прямоугольную форму, а последующие постепенно размываются, длительность их фронтов увеличивается, амплитуда падает и постепенно все импульсы сливаются.

Обратимся теперь к случаю, когда переходная характеристика K -цепи имеет вид

$$A_1(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (3.10)$$

Для n последовательно соединенных K -цепей [34]

$$A_n(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} L_{n-1}\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (3.11)$$

где $L_{n-1}(t)$ — полином Лягерра

$$L_n(t) = \sum_{k=0}^n (-1)^k C_n^k \frac{t^k}{k!}, \quad (3.12)$$

$$C_n^k = \frac{n!}{k! (n-k)!},$$

а τ — постоянная времени переходной цепи.

Уравнение переходной характеристики для системы с запаздывающей обратной связью будет иметь вид

$$A_{ос}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} (\pm \beta)^{n-1} e^{-\frac{t-(n-1)t_3}{\tau}} L_{n-1}\left[\frac{t-(n-1)t_3}{\tau}\right]. \quad (3.13)$$

Рассмотрим опять те же случаи, что и ранее. При положительной обратной связи переходная характеристика сохраняет свой ступенчатый вид, но так как «ступеньки» оказываются скошенными, то вся характеристика приобретает специфическую для этого случая форму, показанную на рис. 3.12.

При отрицательной обратной связи форма переходной характеристики принимает вид, напоминающий релаксационное колебание (рис. 3.13). Длительность каждого периода этих колебаний равна удвоенному времени задержки.

Если на схему с запаздывающей обратной связью подается одиночный импульс, длительность которого много меньше времени задержки, то на выходе системы получается серия импульсов, каждый из которых представляет собой переходную характеристику n — последовательно соединенных каналов прямой подачи (где n — порядковый номер импульса). Каждый последующий импульс все более обостряется, так как с каждым прохождением по

замкнутой петле обратной связи переходный процесс на вершине импульса переходит в область меньших времен, т. е. ближе к началу импульса.

В реальных условиях безграничного обострения импульсов не происходит, так как всякая реальная система обладает конечной шириной полосы пропускания в зоне верхних частот. Поэтому в реальных условиях имеют место два идущих навстречу процесса. С одной стороны, импульс обостряется и становится короче за счет переходных процессов в разделительных цепях. С другой стороны, импульс запаздывает и становится менее крутым за счет переходных процессов, вызванных паразитными параметрами схе-

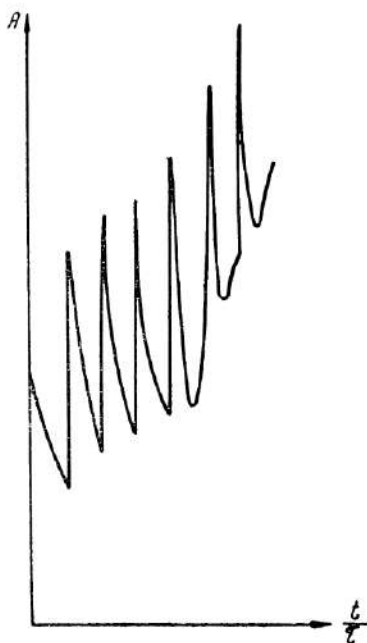


Рис. 3.12. Переходная характеристика усилителя с положительной запаздывающей обратной связью (явление на вершине импульса).

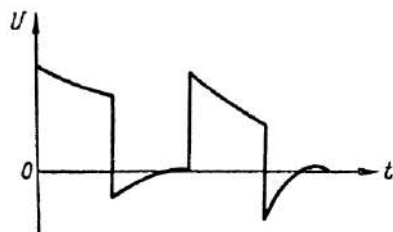


Рис. 3.13. Переходная характеристика усилителя с отрицательной обратной связью (явления на вершине импульса).

мы. Вследствие этого импульс быстро уменьшается по величине уже после нескольких оборотов по замкнутой петле обратной связи.

2. РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ГЕНЕРАТОР

Регенеративный импульсный генератор представляет собой автоколебательную систему с запаздывающей обратной связью. При определенных условиях в ней возможно возбуждение колебаний, имеющих вид кратковременных импульсов, длительность которых определяется парамет-

рами схемы, а период повторения — временем запаздывания обратной связи в линии задержки. Регенеративный импульсный генератор позволяет получать импульсы длительностью в единицы наносекунд при частоте повторения в десятки мегагерц.

Блок-схема регенеративного импульсного генератора приведена на рис. 3.14 и состоит из следующих узлов: 1 — экспандер, 2 — фильтр, 3 — усилитель, 4 — линия задержки, 5 — система автоматической регулировки усиления (АРУ).

Принцип работы регенеративного импульсного генератора заключается в следующем.

Предположим, что вся система блоков, образующих замкнутую петлю обратной связи, линейна и обладает бесконечно широкой полосой пропускания. Тогда импульс, попавший на вход такой системы, может неограниченно долго циркулировать по замкнутой петле обратной связи, давая на выходе периодическую последовательность импульсов, отделенных один от другого интервалом времени, равным времени задержки импульса в линии (предполагается, что другие узлы схемы не обладают задержкой).

В реальных условиях неограниченно долгая циркуляция импульса по замкнутой петле обратной связи невозможна. Причиной этого является ограниченность полосы пропускания системы. Наименьшей полосой пропускания обладает схема междуплампового соединения, связывающего экспандер с усилителем. Это междупламповое соединение показано на рис. 3.14 как фильтр.

Ограниченность полосы пропускания фильтра приводит к тому, что с каждым прохождением по петле форма импульса изменяется, увеличивается длительность импульса и уменьшается его величина, так что после нескольких периодов импульс расплывается и теряется среди флюктуационных шумов.

Для предотвращения уменьшения величины импульса и его расплывания в схему включается экспандер. Экспандер представляет собой нелинейный усилитель, обладающий тем свойством, что его усиление тем больше, чем

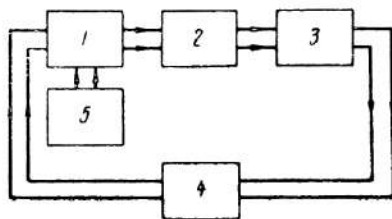


Рис. 3.14. Блок-схема регенеративного импульсного генератора.

больше величина импульса. Экспандер как бы подчеркивает максимум импульса. Тем самым экспандер укорачивает импульс всякий раз, как только он будет расширен фильтром.

Экспандер представляет собой реостатный усилительный каскад, работающий в режиме класса В. Рабочая точка его путем подачи соответствующего отрицательного смещения выбирается на нижнем изгибе ламповой характеристики. В пределах рабочего участка характеристика лампы может быть аппроксимирована выражением

$$I_a = AU_g^\gamma, \quad (3.14)$$

где A — некоторый коэффициент, размерность которого $[a/v^\gamma]$.

Величина γ характеризует степень нелинейности ламповой характеристики и имеет весьма существенное значение, так как определяет (наряду с другими параметрами) длительность генерируемых схемой импульсов.

Так как

$$S = \frac{dI_a}{dU_g},$$

то крутизна характеристики экспандера

$$S_s = AU_g^{\gamma-1}. \quad (3.15)$$

Полагая, что коэффициент усиления экспандера равен произведению крутизны лампы на сопротивление нагрузки

$$K_s = S_s R_a,$$

получаем, что

$$K_s = AR_a U_g^{\gamma-1}, \quad (3.16)$$

т. е., что коэффициент усиления экспандера тем больше, чем больше амплитуда приходящего сигнала.

На рис. 3.15 приведена зависимость коэффициента усиления экспандера от амплитуды U_g для случая, когда степень нелинейности ламповой характеристики равна трем ($\gamma = 3$).

Сигнал на выходе экспандера

$$U_{\text{вых}} = K_s U_g = AR_a U_g^\gamma. \quad (3.17)$$

Таким образом, с точностью до постоянного множителя, сигнал на выходе экспандера равен входному сигналу, возведенному в степень γ .

Обострение сигнала, происходящее в экспандере, иллюстрировано рис. 3.16. На рисунке показаны входной и выходной сигналы для экспандера, степень нелинейности которого равна трем.

Для того чтобы генератор мог вырабатывать импульсы постоянной величины, схема должна автоматически под-

держивать усиление на уровне равном единице. Эту функцию в схеме выполняет система автоматической регулировки усиления, в которой исполь-

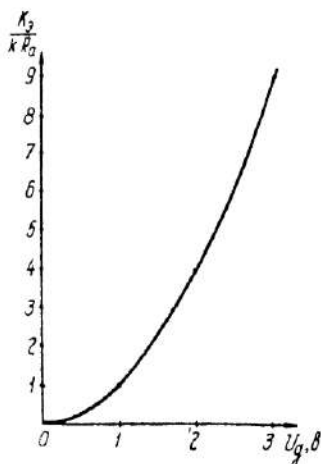


Рис. 3.15. Зависимость коэффициента усиления экспандера от амплитуды входного сигнала.

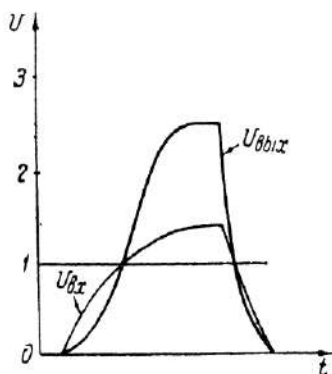


Рис. 3.16. Процесс обострения сигнала в экспандере.

зуется та же лампа, что и в экспандере и представляет собой цепочку $C_k R_k$, включенную в катодную цепь лампы.

Работа этой цепочки происходит следующим образом. Когда величина импульса возрастает, возрастает сила тока, текущего через сопротивление R_k , и, следовательно, возрастает величина дополнительного отрицательного смещения на сетке лампы экспандера. Рабочая точка смещается влево по характеристике, крутизна уменьшается и вследствие этого уменьшается величина импульса. В случае, когда величина импульса уменьшается, система АРУ уменьшает величину дополнительного отрицательного смещения на сетке лампы экспандера, что приводит

к увеличению крутизны и последующему увеличению импульса.

Постоянная времени цепи АРУ выбирается из тех соображений, чтобы дополнительное смещение, остающееся на сетке экспандера после прохождения импульса, уменьшалось заметно только к концу периода колебаний, т. е. к моменту прихода следующего импульса. При таком выборе постоянной времени цепи АРУ усиление схемы остается меньше единицы для всех моментов времени, кроме моментов прохождения вершины импульса. Такой режим работы схемы необходим для того, чтобы в ней не возникали дополнительные импульсы в промежутках между основными импульсами.

Последним элементом схемы является усилитель. Назначение его состоит в обеспечении нужного коэффициента усиления в схеме, компенсации затухания в линии и других потерь энергии сигнала. Кроме того, он создает необходимую инверсию фазы. Регенеративный импульсный генератор в отличие от некоторых других схем с запаздывающей обратной связью содержит K -цепь, сигнал на выходе которой должен находиться в фазе с сигналом на входе.

На основании описанной выше блок-схемы может быть построено несколько различных схем регенеративных импульсных генераторов. На рис. 3.17 приведена схема генератора, предложенная Катлером [43]. Она содержит всего две лампы, фильтром в схеме служит междуламповое соединение, выполненное по тому же типу, что и в реостатном усилителе. Система АРУ состоит из цепи $R_k C_k$. Задержка обратной связи осуществляется с помощью отрезка кабеля.

Катлером был дан анализ работы регенеративного импульсного генератора для случая, когда им вырабатывались радиоимпульсы [43].

Ниже кратко излагается ход этого анализа применительно к генератору видеоимпульсов.

Обозначим сигнал на входе экспандера через $U_1(t)$, а на выходе через $U_2(t)$. Тогда

$$U_2(t) = AU_1^\gamma(t). \quad (3.18)$$

Спектральная функция сигнала на выходе экспандера

$$F_2(\omega) = A \int_{-\infty}^{\infty} U_1^\gamma(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (3.19)$$

Обозначим сигнал на выходе фильтра через $\vec{U}_3(t)$. Если комплексный коэффициент передачи фильтра есть $K(\vec{\omega})$, то спектральная функция сигнала на выходе фильтра

$$F_3(\vec{\omega}) = K(\vec{\omega}) \cdot F_2(\vec{\omega}), \quad (3.20)$$

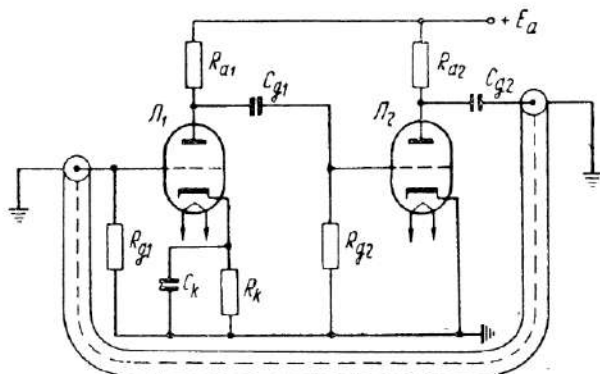


Рис. 3.17. Принципиальная схема регенеративного импульсного генератора.

а сигнал

$$\begin{aligned} U_3(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\vec{\omega}) F_2(\vec{\omega}) e^{j\omega t} d\omega = \\ &= \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\vec{\omega}) e^{j\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} U_1^\gamma(t) e^{-j\omega t} dt. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Полагая, что усилитель обладает идеальной частотной характеристикой и имеет коэффициент передачи K_0 , найдем, что сигнал на выходе усилителя

$$U_4(t) = K_0 U_3(t). \quad (3.22)$$

Этот сигнал, пройдя через линию задержки, создаст на входе экспандера напряжение

$$U_5(t) = K_0 U_3(t - t_3), \quad (3.23)$$

которое в стационарном режиме должно быть равно сигналу $U_1(t)$, т. е.

$$U_1(t) = \frac{AK_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\vec{\omega}) e^{j\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} U_1^\gamma(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (3.24)$$

или

$$U_1(t) - \frac{AK_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega) e^{j\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} U_1^*(t) e^{-j\omega t} dt = 0. \quad (3.25)$$

Решение этого уравнения дает выражение для формы колебаний в регенеративном импульсном генераторе.

Ввиду сложности решения этого уравнения в общем виде Катлер показал, что этому уравнению удовлетворяет частное решение вида

$$U_1(t) = Ee^{-at^2}. \quad (3.26)$$

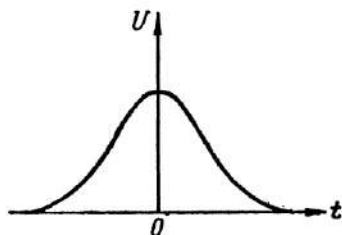


Рис. 3.18. Форма импульса на входе экспандера.

Это есть так называемая гауссова кривая, вид которой показан на рис. 3.18. Константа a , входящая в выражение

(3.26), определяется из уравнения

$$t_n = \frac{2}{\sqrt{a}}, \quad (3.27)$$

где t_n — длительность импульса, измеренная на уровне 1 нп (8,68 дб) от максимального уровня.

Сигнал на выходе экспандера

$$U_2(t) = AE^* e^{-a\gamma t^2}. \quad (3.28)$$

Спектр этого сигнала

$$F_2(\omega) = AE^* \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a\gamma t^2} e^{-j\omega t} dt = AE^* \sqrt{\frac{\pi}{a\gamma}} e^{-\frac{\omega^2}{4a\gamma}}. \quad (3.29)$$

Если фильтр имеет характеристику в виде гауссовой кривой

$$K(\omega) = Be^{-b\omega^2}, \quad (3.30)$$

где b — константа, определяемая из условия

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{b}}, \quad (3.31)$$

причем ω_0 — полоса пропускания фильтра, измеренная на

уровне с ослаблением в 1 $\mu\mu$, то спектр сигнала на выходе фильтра

$$F_s(\omega) = ABE\gamma \sqrt{\frac{\pi}{a\gamma}} e^{-\left(b + \frac{1}{4a\gamma}\right)\omega^2}. \quad (3.32)$$

Сигнал на выходе фильтра определится как

$$U_s(t) = \frac{ABE^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{a\gamma}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(b + \frac{1}{4a\gamma}\right)\omega^2} e^{j\omega t} d\omega, \quad (3.33)$$

после вычисления

$$U_s(t) = \frac{ABE\gamma}{2\sqrt{1+ab\gamma}} e^{-\frac{a\gamma t^2}{1+4ab\gamma}}. \quad (3.34)$$

Сигнал после усиления и прохождения через линию задержки

$$U_s(t) = \frac{ABE\gamma K_0}{2\sqrt{1+ab\gamma}} e^{-\frac{a\gamma(t-t_0)^2}{1+4ab\gamma}}. \quad (3.35)$$

Форма этого сигнала должна совпадать с формой сигнала на входе экспандера, т. е.

$$\frac{ABK_0E\gamma}{2\sqrt{1+ab\gamma}} e^{-\frac{a\gamma t^2}{1+4ab\gamma}} = Ee^{-at^2}. \quad (3.36)$$

Введем в эту формулу длительность импульса и ширину полосы пропускания фильтра, заменив коэффициенты a и b

$$a = \frac{4}{t_n^2}, \quad b = \frac{1}{\omega_0^2}. \quad (3.37)$$

После преобразования получим

$$\frac{ABK_0E\gamma}{2\sqrt{1+\frac{4\gamma}{\omega_0^2 t_n^2}}} e^{-\frac{4\gamma t^2}{t_n^2 + \frac{16\gamma}{\omega_0^2}}} = Ee^{-\frac{4t^2}{t_n^2}}. \quad (3.38)$$

Логарифмируя это выражение

$$\ln \frac{ABK_0E\gamma}{2\sqrt{1+\frac{4\gamma}{\omega_0^2 t_n^2}}} - \frac{4\gamma t^2}{t_n^2 + \frac{16\gamma}{\omega_0^2}} = \ln E - \frac{4t^2}{t_n^2}$$

и приравнявая коэффициенты при равных степенях t , получаем выражение для длительности импульса

$$t_n = \frac{4}{\omega_0} \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (3.39)$$

Из полученной формулы следует, что длительность импульса тем меньше, чем шире полоса пропускания системы. Кроме того, длительность импульса определяется величиной γ . На рис. 3.19 показана зависимость длительности импульса от γ . Как видно из графика, величина коэффициента нелинейности γ оказывает существенное влияние на длительность импульса только при изменении γ от 1 до 2. Период повторения импульсов в схеме регенеративного импульсного генератора равен времени запаздывания сигнала в линии задержки (при условии, что K -цепь обладает пренебрежимо малой задержкой). Более точно

$$T = - \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=0}, \quad (3.40)$$

где $\varphi(\omega)$ — уравнение фазовой характеристики разомкнутой системы (с учетом линии задержки).

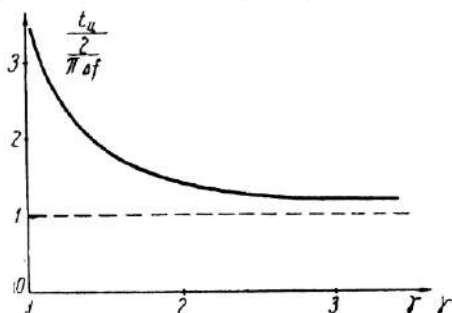


Рис. 3.19. Зависимость длительности генерируемого импульса от коэффициента нелинейности характеристики экспандера.

Определим условие самовозбуждения регенеративного импульсного генератора. Для самовозбуждения генератора необходимо, чтобы коэффициент передачи по замкнутой петле обратной связи был равен единице или больше ее. Общий коэффициент передачи определяется, как видно из ранее изложенного, произведением

$$K_{об} = ABK_0. \quad (3.41)$$

Величина A —коэффициент усиления экспандера, равный приведению крутизны характеристики экспандера в рабочей точке S_p на сопротивление анодной нагрузки R_a (для малых амплитуд нелинейность характеристики экспандера можно не учитывать). Величина B —коэффициент передачи фильтра на так называемых средних частотах. Для фильтра, стоящего в междупламповом соединении схемы генератора, представленного на рис. 3.17., эта величина равна единице. Коэффициент усиления выходного каскада равен произведению крутизны ламповой характеристики S на сопротивление нагрузки. Нагрузкой лампы являются два параллельно включенных сопротивления — сопротивление, стоящее в анодной цепи и равное волновому сопротивлению линии задержки ρ , и входное сопротивление согласованной на конце линии задержки, также равное ρ . Таким образом, условие самовозбуждения регенеративного импульсного генератора имеет вид

$$\frac{1}{2} S_p \rho S R_a \geq 1. \quad (3.42)$$

В этом выражении ρ —заданная величина, определяемая типом выбранного кабеля или линии задержки, S_p —тоже определенная и довольно малая величина, поэтому произведение $S_p \rho$ много меньше единицы. Следовательно, для выполнения условия самовозбуждения необходимо, чтобы произведение $S R_a$ было большим. В свою очередь, увеличение R_a приводит к уменьшению полосы пропускания фильтра и удлинению импульса. Поэтому в схемах регенеративных импульсных генераторов приходится брать лампы с большой крутизной или применять специальные меры для согласования выхода схемы с кабелем.

Ю. А. Рябинин [44] предложил метод расчета амплитуды импульсов, вырабатываемых регенеративным импульсным генератором. Содержание этого метода вкратце заключается в следующем.

Амплитудная характеристика усилителя и экспандера берется в виде

$$U_{\text{вых}} = \alpha U_{\text{вх}}^2 - \beta U_{\text{вх}}^4, \quad (3.43)$$

где α и β —положительные коэффициенты.

Если

$$U_{\text{вх}}(t) = E e^{-at^2}, \quad (3.44)$$

то сигнал после прохождения через усилитель и экспандер (линия задержки считается идеальной)

$$U_{\text{вых}}(t) = \alpha E^2 e^{-2at^2} - \beta E^4 e^{-4at^2}. \quad (3.45)$$

Спектр этого сигнала

$$F_{\text{вых}}^{\rightarrow}(\omega) = \alpha E^2 \sqrt{\frac{\pi}{2a}} e^{-\frac{\omega^2}{8a}} - \beta E^4 \sqrt{\frac{\pi}{4a}} e^{-\frac{\omega^2}{16a}}. \quad (3.46)$$

Полагая, как и раньше, что частотная характеристика фильтра представляет собой гауссову кривую

$$K(\omega) = e^{-b\omega^2} \quad (3.47)$$

получим, что спектр сигнала на выходе фильтра

$$F_{\text{ф}}^{\rightarrow}(\omega) = \alpha E^2 \sqrt{\frac{\pi}{2a}} e^{-\left(b + \frac{1}{8a}\right)\omega^2} - \beta E^4 \sqrt{\frac{\pi}{4a}} e^{-\left(b + \frac{1}{16a}\right)\omega^2}. \quad (3.48)$$

Сам сигнал на выходе фильтра

$$U_{\text{ф}}(t) = \frac{\alpha E^2}{2\sqrt{2ax}} e^{-\chi t^2} - \frac{\beta E^4}{2\sqrt{4a\delta}} e^{-\delta t^2}, \quad (3.49)$$

где

$$\chi = b + \frac{1}{8a}, \quad \delta = b + \frac{1}{16a}. \quad (3.50)$$

В установившемся режиме сигнал на выходе фильтра, прошедший через замкнутую петлю обратной связи и сигнал на входе усилителя должны быть равны между собой, т. е.

$$\frac{\alpha E^2}{2\sqrt{2ax}} e^{-\chi t^2} - \frac{\beta E^4}{2\sqrt{4a\delta}} e^{-\delta t^2} = E e^{-at^2}, \quad (3.51)$$

откуда при $t=0$ следует, что

$$\frac{\alpha E^2}{2\sqrt{2ax}} - \frac{\beta E^4}{2\sqrt{4a\delta}} = E. \quad (3.52)$$

Предположим, что длительность импульса определяется только начальным участком характеристики. Такое предположение вполне оправдывается экспериментальными данными. Более того, для определения длительности импульса возьмем значение коэффициента нелинейности в начале характеристики не 2, как было принято при аппроксимации,

$\alpha \gamma$, т. е. истинное значение этого коэффициента, которое обычно несколько меньше двух. Такая замена повышает точность определения длительности импульса.

В соответствии с данными выше определениями

$$\alpha b = \frac{\gamma - 1}{4\gamma}. \quad (3.53)$$

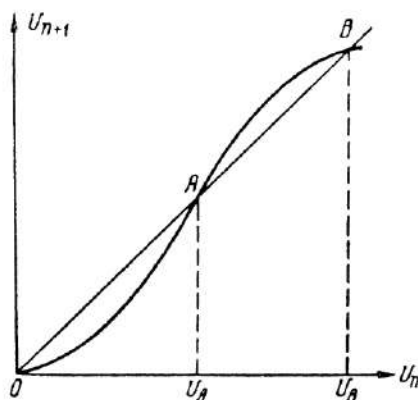


Рис. 3.20. Определение устойчивости амплитуды импульсов.

Подставляя это выражение в формулу (3.52), [получаем уравнение для определения величины импульса

$$\frac{\alpha E}{\sqrt{1 + 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma}}} - \frac{\beta E^3}{\sqrt{1 + 4 \frac{\gamma - 1}{\gamma}}} = 1. \quad (3.54)$$

Это уравнение может быть достаточно просто решено графически. Для этого должна быть построена амплитудная характеристика K -цепи и на том же графике проведена прямая обратной связи. Эта прямая при равенстве масштабов по осям координат проходит под углом 45° из начала координат (так как коэффициент обратной связи равен единице). Пересечение прямой обратной связи с амплитудной характеристикой дает величину импульса. Устойчивость полученной величины импульса определяется методом, известным из радиотехники. Так, показанная на рис. 3.20 величина импульса U_A неустойчива, а величина импульса U_B устойчива.

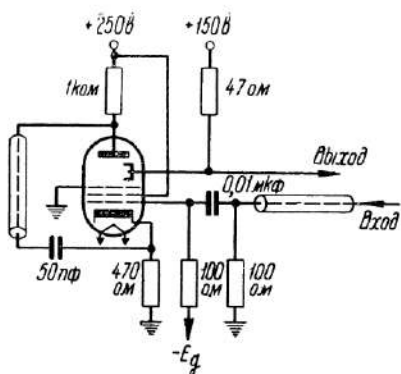


Рис. 3.21. Схема регенеративного импульсного генератора на лампе со вторичной эмиссией.

низировалась от внешнего сигнала с амплитудой 0,01 в, подводимого к сетке лампы экспандера. Форма импульса была близка к колоколообразной.

Бей и Грисамо [18] провели исследование регенеративного импульсного генератора на лампе со вторичной эмиссией EFR-60. Эта схема генерировала импульсы, длительность которых составляла 5 нсек, а частота повторения — 50 МГц. Схема и данные генератора приведены на рис. 3.21. Положительная обратная связь в схеме достигалась подачей напряжения из анодной цепи в катодную. Для задержки обратной связи в эту цепь был включен отрезок коаксиального кабеля длиной 5 м. Запускающее напряжение подавалось на управляющую сетку лампы, а выходной импульс снимался с нагрузки в цепи динода. Амплитуда выходного импульса составляла единицы вольт.

Экспериментальное исследование схемы регенеративного импульсного генератора, проведенное Катлером [43], показало, что эта схема может генерировать импульсы длительностью до 7 нсек на уровне с ослаблением в 1 нп, с частотой повторения в 20 МГц. Амплитуда генерируемых импульсов составляла 2в. В качестве линии задержки использовался кабель с волновым сопротивлением в 150 ом. Автор отмечает, что схема легко синхронизировалась от внешнего сигнала с амплитудой 0,01 в, подводимого к сетке лампы экспандера. Форма импульса была близка к колоколообразной.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ РАЗРЯДНОЙ ЛИНИИ

Получение видеоимпульсов, имеющих очень малую длительность (порядка одной наносекунды и менее) или очень большую амплитуду (до единиц и десятков киловольт), в схемах, описанных в предыдущих главах, представляет большие трудности или оказывается невозможным.

Для решения ряда физических и технических задач желательно иметь импульсы напряжения длительностью порядка наносекунды при амплитуде, плавнорегулируемой от единиц до десятков вольт. Такие импульсы могут быть получены в схемах, использующих формирующие линии в виде систем с распределенными постоянными, и в коммутирующих устройствах, отличающихся весьма малым временем замыкания (специальные реле). В других случаях необходимы импульсы высокого напряжения длительностью порядка наносекунды и более. И в этих случаях может быть успешно применен принцип формирования импульсов с помощью линии и соответствующих коммутаторов (тиратроны, искровые разрядники).

В данной главе рассматриваются основные вопросы формирования наносекундных импульсов с помощью разрядных линий и коммутирующих устройств.

1. ПРИНЦИП ФОРМИРОВАНИЯ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ РАЗРЯДНОЙ ЛИНИИ

В целях получения импульсов прямоугольной формы с крутым фронтом и срезом в импульсной технике находят применение схемы с формирующим двухполюсником.

В этих схемах используется периодический разряд формирующего двухполюсника через активное сопротивление, равное характеристическому сопротивлению двухполюсника. Для заряда двухполюсника используется энергия источника постоянного напряжения, а для периодического разряда применяются электрические и механические коммутаторы (рис. 4.1).

Известно, что импульс тока, возникающий при разряде равномерно заряженного отрезка длинной линии через активное сопротивление, равное волновому сопротивлению, имеет прямоугольную форму. С точки зрения формы импульсов отрезок длинной линии является идеальным формирующим двухполюсником. Однако практическое

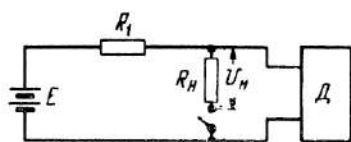


Рис. 4.1. Принципиальная схема генератора импульсов с формирующим двухполюсником.

применение распределенных систем (двухпроводных линий, коаксиальных систем) в качестве формирующих элементов в технике импульсов микросекундного диапазона встречает затруднение из-за больших габаритов таких систем. Так для формирования импульса длительностью в несколько

микросекунд необходимо использовать обычный высокочастотный кабель длиной в несколько сотен метров. Наиболее распространенными в данном диапазоне являются двухполюсники, называемые искусственными линиями и представляющие собой однородную цепную линию, состоящую из ряда ячеек, образованных соединением емкостей и индуктивностей [1, 3, 22].

Такие двухполюсники с сосредоточенными параметрами могут иметь малые габариты, но формируемые с их помощью импульсы заметно отличаются от прямоугольных из-за сравнительно большой длительности фронта и среза импульса и неравномерности его вершины. Поэтому для получения коротких импульсов прямоугольной формы в качестве формирующих двухполюсников могут применяться только системы с распределенными параметрами. В диапазоне наносекундных импульсов габариты таких систем невелики.

В рассматриваемой схеме (рис. 4.1) форма получаемого импульса зависит от характеристик разрядной линии, качества согласования линии с нагрузкой и свойств коммутирующего устройства. В момент замыкания линии на

нагрузку сопротивление, на которое разряжается линия, складывается из сопротивления нагрузки и сопротивления контакта коммутатора. Желательно, чтобы сопротивление контакта было постоянно и близко к нулю. В действительности многие коммутаторы имеют сопротивление контакта, изменяющееся по величине в процессе замыкания. Напряжение на коммутирующем элементе в данном случае изменяется за время коммутации t_k (рис. 4.2) от некоторой величины U'_k до U''_k . Это обстоятельство может привести к отклонению формы получаемого импульса от прямоугольной.

В наносекундном диапазоне важное значение имеет время, за которое осуществляется замыкание контакта, или так называемое время коммутации, а также стабильность коммутации. Эти факторы оказывают влияние на форму фронта импульса и его положение во времени. Нестабильность времени коммутации должна быть значительно меньше заданной длительности фронта.

Коммутирующее устройство должно обеспечить достаточный ток в месте контакта. Для получения на низкоомной нагрузке R_n импульса напряжения с амплитудой порядка ста вольт часто требуется ток коммутации, превышающий 1,5—2 а.

Частота, на которой должен работать коммутатор, определяется заданной частотой следования импульсов. Желательно так же, чтобы коммутатор управлялся внешним запускающим импульсом.

В генераторах наносекундных импульсов находят применение коммутирующие устройства, использующие тиратроны, механические реле, электронные вакуумные лампы и разрядники с искровым промежутком.

Выходной импульс в практически используемых устройствах передается через высокочастотный кабель, который согласован с сопротивлением нагрузки. При необходимости наблюдения формируемого импульса на осциллографе для обеспечения требуемой синхронизации желательно предусмотреть в схеме выход, с которого можно получить импульс запуска развертки осциллографа. Для этой же цели основной импульс необходимо задержать на время,

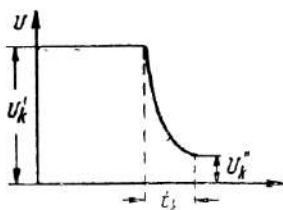


Рис. 4.2. График напряжения на коммутирующем элементе.

требующееся для срабатывания цепей развертки. В этих случаях нагрузочное сопротивление R_n выполняется в виде делителя напряжения с несколькими выходами, каждый из которых соединен с высокочастотным кабелем, имеющим необходимое время задержки импульса, передаваемого через него. Входное сопротивление делителя согласовывается с волновым сопротивлением формирующей линии с учетом сопротивления контакта коммутатора.

При надлежащем выборе формирующей линии и коммутирующего устройства, для обеспечения формы импульса, близкой к прямоугольной (фронт и срез порядка единиц или долей наносекунды и отсутствие искажений на вершине), необходимо также позаботиться об уменьшении паразитных параметров схемы. Последнее обстоятельство обуславливает высокие требования к монтажу схемы.

2. РАЗРЯДНЫЕ ЛИНИИ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ГЕНЕРАТОРАХ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Высокочастотный коаксиальный кабель является простейшим формирующим элементом для генераторов импульсов наносекундного диапазона. Если отрезок кабеля, имеющий длину l и волновое сопротивление ρ , предварительно зарядить от источника постоянного напряжения E , а затем замкнуть на одном конце на активное сопротивление $R_n = \rho$, то в процессе разряда линии на этом сопротивлении образуется импульс напряжения прямоугольной формы. Длительность этого импульса t_n определяется временем двукратного прохождения волны тока вдоль кабеля и может быть выражена зависимостью

$$t_n = \frac{2l}{v} = \frac{2l}{c} \sqrt{\epsilon \mu}, \quad (4.1)$$

где v — скорость распространения электромагнитных волн в кабеле, c — скорость распространения волн в вакууме, ϵ и μ диэлектрическая и магнитная проницаемости материала кабеля.

Так как волна тока в процессе разряда кабеля имеет амплитуду

$$I = \frac{E}{R_n + \rho} = \frac{E}{2\rho},$$

то на сопротивлении нагрузки формируется импульс напряжения с амплитудой

$$U_m = \frac{E}{2}. \quad (4.2)$$

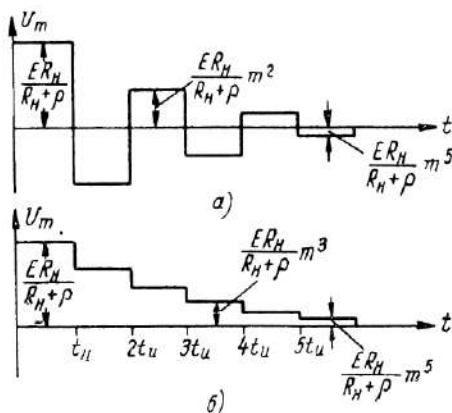


Рис. 4.3. Напряжение на выходе линии при рассогласованной нагрузке.

В генераторах не всегда может быть строго выполнено условие равенства нагрузки R_n и волнового сопротивления кабеля ρ . В процессе эксплуатации генератора отношение $\frac{R_n}{\rho}$ может оказаться несколько больше или меньше единицы.

Отклонение этого отношения от единицы сказывается на процессе формирования импульса и приводит к нарушению его формы. В этих случаях из-за возникающих частичных отражений волн (тока или напряжения) от нагруженного конца кабеля процесс его разряда длится дольше, чем в случае согласованной нагрузки. Форма импульса на нагрузке принимает вид, показанный на рис. 4.3, а и б в зависимости от того, что $\frac{R_n}{\rho} < 1$ или $\frac{R_n}{\rho} > 1$.

Выражение для входного сопротивления линии без потерь длиной l и разомкнутой на конце следующее:

$$Z_{\text{в}}(j\omega) = -j\rho \operatorname{ctg} \frac{\omega}{v} l;$$

на основании выражения (4.1) получаем

$$Z(j\omega) = -j\rho \operatorname{ctg} \frac{\omega t_n}{2}.$$

Пользуясь операционной формой записи, это выражение можно привести к виду

$$Z(p) = \frac{1 + e^{-pt_n}}{1 - e^{-pt_n}},$$

где $p = j\omega$. Найдя затем преобразованную по Лапласу функцию для тока в нагрузке, можно получить выражение для напряжения на нагрузке, представленное в виде импульсов прямоугольной формы длительностью t_n , возникающих последовательно через промежутки t_n . Выражение для амплитуды k -того импульса имеет вид [22]

$$U_k = E \frac{R_n}{R_n + \rho} m^{k-1}, \quad (4.3)$$

где $k=1, 2, 3, \dots$, а m —коэффициент отражения волн

$$m = \frac{\rho - R_n}{\rho + R_n}.$$

Выражение для амплитуды напряжения позволяет определить допустимую величину отношения $\frac{R_n}{\rho}$ по заданному отношению $\frac{U_{m_2}}{U_{m_1}}$, где U_{m_1} —амплитуда первого, а U_{m_2} —амплитуда второго импульса (рис. 4.3). Так если задано, что U_{m_2} должно составлять не более 50% от величины U_{m_1} , то величина отношения $\frac{R_n}{\rho}$ принимает значения 0,90 или 1,102. Сопротивление нагрузки при этом должно быть в пределах $0,9\rho < R_n < 1,1\rho$.

Обычные радиочастотные коаксиальные кабели со сплошным диэлектрическим заполнением из полиэтилена (типа РК-1, РК-2, РК-6, РК-50 и др.) имеют волновое сопротивление от 50 до 157 ом и характеризуются относительно небольшим затуханием. По техническим условиям

отклонение величины волнового сопротивления от номинала составляет 2,5—7,5 ом [45].

Как показывают эксперименты, при формировании импульсов в схеме с разрядной линией условие согласования ее с нагрузкой не является весьма критичным. Изменение нагрузки на один, два ома (при $\rho = 75$ ом) не вызывает заметного искажения формы импульса.

Скорость распространения волн в радиочастотных коаксиальных кабелях и их волновое сопротивление зависят от частоты сигнала. На рис. 4.4 приведен график зависимости скорости v и волнового сопротивления ρ от частоты [45]. Наличие такой зависимости может являться причиной некоторого искажения формы импульса (например, уменьшение крутизны фронта) при генерировании очень коротких импульсов (при $t_n \leq 1$ нсек). Причина таких искажений формы импульса рассматривается в пятой главе.

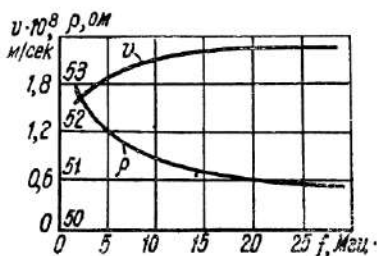


Рис. 4.4. Зависимость скорости v и волнового сопротивления от частоты для высокочастотного коаксиального кабеля с полиэтиленовой изоляцией.

При формировании импульсов длительностью в несколько десятков наносекунд длина формирующего кабеля составляет несколько метров. В целях уменьшения габаритов генератора желательно применять формирующий кабель с большим временем задержки.

Я. С. Ицхоки [46] предложил специальную конструкцию магнитодиэлектрической линии для формирования коротких импульсов. Линия имеет достаточно большое время задержки и значительную величину волнового сопротивления. Это достигнуто увеличением индуктивности линии благодаря специальной конструкции кабеля, отличительной чертой которой является особый способ введения внутрь кабеля магнитодиэлектрика.

Идея конструкции кабеля иллюстрируется рис. 4.5. Центральный токопроводящий стержень (1) окружен цилиндром (2) — «магнитным цилиндром», который собран из достаточно тонких пластинок магнитного материала, отделенных друг от друга изолирующими прослойками. Магнитный цилиндр окружен концентрическим «диэлектрическим цилиндром» (3), который внешней поверхностью

прилегает к наружной проводящей оболочке кабеля (4).

В данном кабеле магнитное поле сосредоточено преимущественно в магнитном цилиндре, а электрическое поле — в диэлектрическом цилиндре. Параметры кабеля приблизительно могут быть выражены формулами

$$L = 2\mu \ln \frac{r_2}{r_1},$$

$$C = \frac{\epsilon}{2 \ln \frac{r_2}{r_2}},$$

где μ и ϵ — проницаемости магнитного и диэлектрического цилиндров. Значения r_1 , r_2 и r_3 показаны на рис. 4.5.

При разряде предварительно заряженного кабеля на сопротивление нагрузки ток в магнитном цилиндре протекает в основном в радиальном направлении и концентрируется затем в центральном стержне. Для этого изоляционные прослойки между пластинами берутся не слишком тонкими, ибо иначе будет иметь место протекание вдоль цилиндра значительного емкостного тока, снижаю-

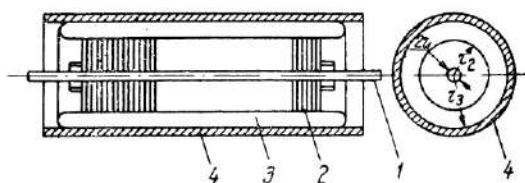


Рис. 4.5. Схематическая конструкция магнитодиэлектрического кабеля.

щего эффект, создаваемый магнитным цилиндром. Токи, обусловленные основной рабочей (поперечной) емкостью диэлектрического цилиндра, также протекают в радиальном направлении к центральному проводнику.

Такая конструкция позволяет увеличить индуктивность кабеля. В опытной конструкции этого кабеля магнитный цилиндр сделан из пластинок кремнистого железа. Диаметр пластинок 30 мм и толщина около 0,2 мм. В качестве прослойки применена бумага толщиной около 0,25 мм. Магнитный цилиндр, плотно стянутый центральным стержнем, помещался внутри алюминиевого цилиндра, с внутренним диаметром в 40 мм, заполненного трансформаторным маслом, образующим диэлектрический цилиндр

кабеля. Действующая в импульсном режиме магнитная проницаемость кабеля оказалась $\mu_{\Delta}=10$, а рабочая емкость $C=2,7$ пф/см. Кабель имеет волновое сопротивление $\rho=120$ ом и время задержки (при двойном пробеге волны вдоль кабеля), равное 68 нсек/м, т.е. почти в семь раз больше времени задержки обычного высокочастотного коаксиального кабеля. Применение лучших магнитных материалов для пластинок магнитного цилиндра должно значительно увеличить действующую магнитную проницаемость кабеля, а следовательно, и увеличить время задержки кабеля.

Экспериментальные исследования [46] показали, что с помощью такой магнитодиэлектрической линии можно формировать импульсы длительностью в несколько десятков наносекунд при относительно крутом фронте и срезе импульса.

Для генераторов, формирующих импульсы длительностью в несколько десятков наносекунд, могут быть также использованы выпускаемые в настоящее время промышленностью высокочастотные кабели с большим временем задержки на единицу длины.

В некоторых практических случаях активное сопротивление нагрузки не может быть взято равным волновому сопротивлению формирующего кабеля. Тогда для согласования могут быть применены или обычные импульсные трансформаторы, или специальные трансформаторы, выполненные в виде длинной линии, расстояние между проводниками которой уменьшается вдоль линии (суживающаяся линия). Однако известно [47—50], что оба типа трансформаторов искажают форму импульса, создавая спад («завал») плоской части импульса.

Хайн [51] предложил в этих случаях применять формирующую линию переменного сечения, импеданс которой уменьшается в сторону разомкнутого конца линии (или конца, соединенного через большое сопротивление R_1 с источником постоянного напряжения). В результате этого формируемый импульс имеет нарастающую вершину (плавный подъем плоской части). За счет этого может быть скомпенсирован спад вершины импульса, вызванный трансформатором.

При формировании импульсов длительностью в доли или единицы наносекунд целесообразно применять в качестве импульсного трансформатора распределенную систему. На рис. 4.6,а приведена схема, где между фор-

мирующей линией (1) и нагрузкой (3) включен трансформатор (2). Формирующая линия и трансформатор являются линиями экспоненциального вида.

В экспоненциальной линии пространство между проводниками имеет такую форму, при которой индуктивность

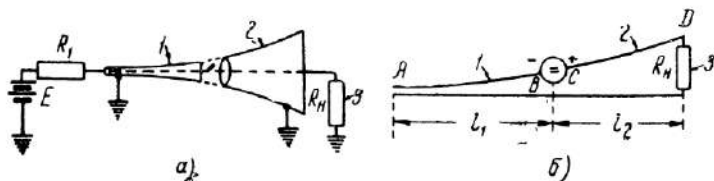


Рис. 4.6. Линия экспоненциального вида:

а — схема формирования импульса с экспоненциальной разрядной линией 1 и экспоненциальным трансформатором 2, б — эквивалентная схема.

и емкость на единицу длины изменяются с расстоянием по закону

$$L_x = L_0 e^{kx},$$

$$C_x = C_0 e^{-kx},$$

где L_0 и C_0 — индуктивность и ёмкость на единицу длины на входе линии, т. е. при $x=0$. Коэффициент k может быть как положительным, так и отрицательным (линия расширяется или сужается с ростом расстояния x).

В случае линии без потерь её характеристическое сопротивление на расстоянии x от входного конца будет

$$\rho = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} e^{kx} = \rho_0 e^{kx}, \quad (4.4)$$

где $\rho_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$. Время задержки линии на единицу длины будет постоянно и равно

$$t_{3_0} = \sqrt{L_0 C_0}.$$

Задержка импульса на расстоянии x от входного конца линии будет

$$t_3 = t_{3_0} x.$$

Конструктивно экспоненциальную линию и трансформатор удобно выполнять в виде коаксиальной линии.

На рис. 4.6,б показана эквивалентная схема заряженной экспоненциальной формирующей линии, соединенной с нагрузкой через трансформатор, выполненный в виде экспоненциальной линии. Нагрузочное сопротивление R_n подбирается равным сопротивлению трансформатора у выходных клемм. Из эквивалентной схемы видно, что напряжение на входе трансформатора (точка С) будет

$$U_c = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} E, \quad (4.5)$$

где Z_1 — входное сопротивление формирующей линии, Z_2 — входное сопротивление трансформатора.

Из теории экспоненциальной линии, применяющейся в качестве формирующего элемента и в качестве трансформатора, известны выражения для входных сопротивлений [47, 49, 51].

Входное сопротивление экспоненциальной формирующей линии имеет следующее выражение:

$$Z_1 = \rho_0 \left[1 + \frac{k_1}{2pt_{3_0}} + 2e^{-2pt_{3_1}} \left(1 - \frac{k_1^2 t_{3_1}}{4pt_{3_0}^2} \right) \right], \quad (4.6)$$

где p — оператор, t_{3_1} — задержка, соответствующая полной длине линии l_1 .

Входное сопротивление трансформатора, согласованного с выходной нагрузкой, следующее:

$$Z_2 = \rho_0 \left[1 + \frac{k_2}{2pt_{3_0}} \left(1 - e^{-2pt_{3_2}} \right) \right]. \quad (4.7)$$

Здесь мы считаем, что обе линии имеют одинаковую задержку на единицу длины $t_{3_0} = \text{const}$.

Подставив значения сопротивлений Z_1 и Z_2 в выражение (4.5) получим для напряжения (в преобразованном по Лапласу виде) на входе трансформатора (в точке С на рис. 4.6,б) следующее выражение:

$$U_c = \left[1 - \frac{k_1}{4pt_{3_0}} - e^{-2pt_{3_1}} \left(1 - \frac{k_1}{2pt_{3_0}} - \frac{k_1^2 t_{3_1}}{4pt_{3_0}^2} \right) + \frac{k_2}{4pt_{3_0}} \left(1 - e^{-2pt_{3_2}} \right) \right] \frac{\bar{E}}{2}. \quad (4.8)$$

За положительное направление движения принято движе-

ние справа налево для формирующей линии и слева направо для трансформатора, а также учтены соответствующие знаки у коэффициентов k_1 и k_2 . Экспоненциальный член с показателем $2pt_{3_2}$ учитывает наличие отражения от выходного конца трансформатора.

Напряжение U_n у клемм выходной нагрузки (в точке D на рис. 4.6,б) может быть найдено, если воспользоваться решением уравнения для экспоненциальной линии [47], применив его в данном случае к экспоненциальному трансформатору. Выходное напряжение U_n будет складываться из прямой волны, распространяющейся от точки C к D ($\vec{U}_n$), и отраженной, проходящей от точки D к C ($\overleftarrow{U}_n$), т. е.

$$\bar{U}_n = \vec{U}_n + \overleftarrow{U}_n = \vec{U}_n (1 + m_n),$$

где m_n — коэффициент отражения по напряжению от выходного конца трансформатора

$$m_n = -\frac{k_2}{4pt_{3_0}}.$$

Выражение для напряжения $\vec{U}_n$ примет вид

$$\vec{U}_n = \vec{U}_0 e^{\frac{k_2 t_{3_2}}{2t_{3_0}}} e^{-2pt_{3_2}} \left(1 - \frac{k_2 t_{3_2}}{8pt_{3_0}^2} \right),$$

где величина $\vec{U}_0$ в нашем случае равна величине $\bar{U}_C$. Тогда выходное напряжение

$$\bar{U}_n :: \left[1 - \frac{k_1}{4pt_{3_0}} - \frac{k_2^2 t_{3_2}}{8pt_{3_0}^2} - e^{-2pt_{3_1}} \left(1 - \frac{k_1}{2pt_{3_0}} - \frac{k_2}{4pt_{3_0}} - \frac{k_1^2 t_{3_1}}{4pt_{3_0}^2} - \frac{k_2^2 t_{3_2}}{8pt_{3_0}^2} \right) \right] \frac{\bar{E}}{2}. \quad (4.9)$$

Здесь опущены множители, определяющие величину коэффициента трансформации напряжения и времени задержки в трансформаторе. В формирующей системе отклонение амплитуды импульса от постоянного значения определяется

вторым и третьим членами выражения (4.9). Эти члены сокращаются, если выполняется условие

$$k_1 = -\frac{k_2^2 t_{3_2}}{2t_{3_0}}.$$

Условие необходимое для компенсации спада („завала“) вершины импульса, таким образом, можно записать в следующем виде:

$$-\frac{k_1}{k_2} = \frac{k_2^2 t_{3_2}}{2t_{3_0}}. \quad (4.10)$$

Напомним, что принято для формирующей линии и трансформатора равенство величин их задержки на единицу длины, т. е. $t_{3_{01}} = t_{3_{02}} = t_{3_0}$.

Трансформатор должен быть сконструирован так, чтобы амплитуда импульса снижалась не более чем на 10%/о в случае, присоединения его к обычной формирующей линии (т. е. к линии постоянного сечения). Тогда, полагая в выражении (4.9) $k_1 = 0$ и производя интегрирование за время от $t=0$ до $t=2t_{3_1}$, получим

$$\frac{k_2^2 t_{3_2} t_{3_1}}{4t_{3_0}^2} = 0,1. \quad (4.11)$$

Таким образом, пользуясь известными значениями R_n , p_0 , t_{3_0} и длительностью импульса $t_n = 2t_{3_1}$, из выражения (4.11) находим k_2 , а значения t_{3_2} и k_1 — из выражения (4.10).

Если формирующая линия и трансформатор имеют одинаковую задержку на единицу длины, то необходимые длины линий задаются соотношениями

$$\frac{t_{3_1}}{t_{3_0}} \text{ и } \frac{t_{3_2}}{t_{3_0}}. \quad (4.12)$$

Рассмотренная система, состоящая из экспоненциальной формирующей линии и трансформатора, позволяет получить на выходной нагрузке импульс, весьма близкий по форме к прямоугольному, хотя сопротивление нагрузки R_n может значительно отличаться от волнового сопротивления формирующей линии.

Вильямс и Шатц [50] провели экспериментальное исследование разработанного ими экспоненциального трансфор-

матора (рис. 4.7). Трансформатор (1) выполнен в виде отрезка металлической трубки постоянного сечения, служащей внешним проводником, внутри которого расположен проводник (2), имеющий форму сплошного металлического цилиндра с переменным радиусом. Закон изменения радиуса внутреннего проводника задается соотношением

$$\frac{r_2}{r_1} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right) e^{kx},$$

где r_1 , r_2 — соответственно радиус внутреннего и внешнего проводников,

x — расстояние от начала линии,

k — положительный коэффициент,

$\frac{R_2}{R_1}$ — отношение радиусов проводников на входе линии.

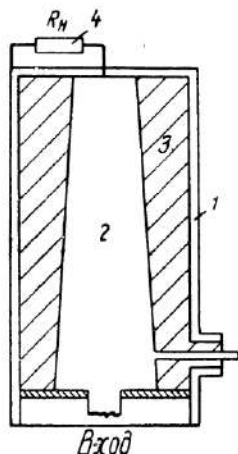


Рис. 4.7. Схематическая конструкция экспоненциального трансформатора:

1 — внешний проводник; 2 — внутренний проводник, 3 — диэлектрик, 4 — нагрузка.

По графикам зависимости выходного напряжения (на согласованной нагрузке) от параметра $\frac{ct}{x}$ для различных значений коэффициента транс-

формации $e^{\frac{kx}{2}}$, задаваясь величиной коэффициента k , можно выбрать длину

трансформатора такой, чтобы искажения прямоугольного импульса не превышали определенной величины. Для уменьшения размеров линии пространство (3) между проводниками заполняется диэлектриком. Однако потери в диэлектрике могут уменьшить амплитуду импульса. Это уменьшение может быть оценено по формуле

$$\frac{U_{вых}}{U_{вх}} = e^{-\pi f \frac{\delta}{v} l},$$

где δ — коэффициент потерь в диэлектрике,

v — скорость распространения волн в диэлектрике,

f — частота,

l — электрическая длина линии.

Наилучшие результаты были получены с двуокисью титана (TiO_2), имеющей малые потери и диэлектрическую проницаемость, равную 99.

Для целей уменьшения габаритов трансформаторов с распределенными параметрами могут быть применены конструкции трансформаторов с внутренним проводником, выполненным в виде спирали. Такая система обладает более значительным замедлением. Кукель и Вильямс [52] разработали конструкцию импульсного трансформатора, имеющего в качестве внутреннего проводника спираль с экспоненциальным шагом. Такой трансформатор описан в пятой главе.

В случае генерирования импульсов высокого напряжения приходится применять формирующие линии, рассчитанные на высокое напряжение, что увеличивает габариты генератора. Можно в этом случае воспользоваться методом, позволяющим использовать линии с пониженным зарядным напряжением и источник питания с напряжением меньшим, чем удвоенное напряжение формируемого импульса [53].

Высокое зарядное напряжение на обычной однородной формирующей линии обуславливается тем, что вся та энергия, которая в течение длительности импульса реализуется на нагрузочном сопротивлении, запасается в сравнительно небольшой статической емкости линии. Увеличение этой емкости при заданной длительности импульса связано с изменением волнового сопротивления линии; ввиду фиксированной величины нагрузки, согласованной с волновым сопротивлением линии, изменение его оказывается невозможным.

Зарядное напряжение линии может быть снижено, если в схему генератора будет включен дополнительный накопитель, аккумулирующий часть запасаемой устройством энергии. Роль такого накопителя может выполнять сосредоточенная емкость. Однако в этом случае нельзя применять однородную формирующую линию, так как включение в схему сосредоточенной емкости изменит сопротивление цепи и генератор утратит свои формирующие свойства.

Применение в этих случаях неоднородных формирующих линий определенного типа дает возможность понизить зарядное напряжение линии и источника питания с сохранением основных свойств генератора.

При соединении с линией дополнительного накопителя в виде емкости C необходимо, чтобы сопротивление этой цепи в месте подключения к коммутатору определялось выражением, характеризующим формирующий двухполюсник, т. е.

$$Z(j\omega) = -jR_n \operatorname{ctg} \frac{\omega t_n}{2}$$

или в операторной форме

$$Z(p) = R_n \operatorname{cth} \frac{pt_n}{2}.$$

Таким образом, формирующая линия должна быть неоднородной.

Нетрудно доказать [53], что в данном случае необходимо применить неоднородную линию параболического типа, волновое сопротивление которой вдоль оси линии изменяется по закону

$$\rho(x) = \rho_0 \left(1 - \frac{x}{k}\right)^2,$$

где x — координата, отсчитываемая от начала линии вдоль ее продольной оси, k — параметр линии, характеризующий скорость изменения ее волнового сопротивления, ρ_0 — волновое сопротивление в начале линии.

Входное сопротивление такой линии (разомкнутой на конце) выражается

$$Z_{\text{вх}}(p) = \rho_0 \left(\operatorname{cth} \frac{pt_n}{2} - \frac{1}{pC_1} \right),$$

где C_1 — емкость, величина которой определяется соотношением

$$C_1 = \frac{k}{v\rho_0},$$

v — скорость распространения волны вдоль линии.

Как видно, входное сопротивление параболической линии отличается от входного сопротивления обычной однородной формирующей линии лишь наличием члена $-\frac{1}{pC_1}$, представляющего собой операторное изображение сопро-

тивления некоторой отрицательной емкости. Следовательно, если составить цепь, в которой последовательно с такой линией будет включена сосредоточенная емкость C , по абсолютной величине равная емкости C_1 , то общее сопротивление этой цепи будет равно

$$Z(p) = p_0 \operatorname{cth} \frac{pt_n}{2},$$

т. е. совпадает с выражением для обычного формирующего двухполюсника.

Таким образом, цепь в виде последовательного соединения линии, волновое сопротивление которой изменяется по параболическому закону, и сосредоточенной емкости может служить разрядной линией в схеме формирования прямоугольных импульсов.

Наличие в таком генераторе дополнительной емкости C позволяет существенно понизить рабочее напряжение на линии. Действительно в процессе заряда схемы напряжение E источника питания оказывается приложенным к цепи, образованной путем последовательного соединения емкости C и статической емкости линии, и после окончания заряда делится между указанными элементами. Выбирая величину емкости C можно обеспечить в той или иной степени понижение зарядного напряжения непосредственно на линии.

При выборе величины емкости C учитывается, что она определяет требуемую скорость уменьшения волнового сопротивления вдоль оси неоднородной линии, т. е. определяет параметр k . Практически емкость C может быть равна статической емкости линии. В этом случае можно применить схему удвоения напряжения, в которой во время заряда цепи емкость C , соединенная параллельно с линией, подключается к источнику напряжения E и заряжается до величины этого напряжения.

Во время же разряда цепи (при формировании импульса) эти элементы оказываются включенными между собой последовательно, ввиду чего общая эквивалентная э. д. с., действующая в разрядной цепи, получается равной удвоенному напряжению источника питания. Это обстоятельство позволяет примерно вдвое (с точностью до падения напряжения на коммутаторе) снизить величину напряжения источника питания.

3. ГЕНЕРАТОРЫ С ТИРАТРОННЫМИ КОММУТАТОРАМИ

Тиратроны находят широкое применение в качестве коммутаторов в генераторах импульсов, использующих разрядные линии.

К достоинствам тиратронов как коммутаторов относятся следующие их свойства:

- возможность управления моментом коммутации и в определенных пределах частотой коммутации;

- малая величина падения напряжения на коммутаторе;

- значительная величина допустимого разрядного тока при относительно невысоких напряжениях;

- возможность работы в довольно широком диапазоне анодных напряжений.

При формировании импульсов наносекундной длительности к тиратрону как коммутатору предъявляются жесткие требования относительно скорости срабатывания. Время коммутации и изменение сопротивления тиратрона в течение этого времени определяют форму фронта и частично плоской вершины импульса. Другими важными требованиями являются стабильность момента коммутации и частота коммутации.

В зависимости от характера процессов ионизации и деионизации в тиратроне он в той или иной степени может удовлетворять указанным требованиям. Значительное число исследований посвящено процессам деионизации и ионизации в тиратронах. В некоторых исследованиях теоретически и экспериментально определялось время ионизации и деионизации. Вопросам времени деионизации первоначально уделялось больше внимания, так как процесс деионизации ограничивает рабочую частоту тиратрона. Длительность ионизации тиратрона считалась весьма малой по сравнению с временем деионизации и длительностью импульсов, а поэтому ею часто пренебрегали.

Процесс деионизации зависит от внутренних факторов, таких как характер газового наполнения, конструкция электродов тиратрона, и от внешних — схема включения тиратрона и режим его работы [54—60].

Известно, что в период деионизации мгновенное значение пробивной прочности тиратрона зависит от величины прошедшего через тиратрон импульса анодного тока, сеточного смещения и сопротивления. С изменением величины анодного напряжения или длительности формируе-

мого импульса процесс деионизации во времени будет протекать несколько различно.

Зависимость пробивного напряжения тиратрона от времени для заданных значений импульса анодного тока, сеточного сопротивления и смещения часто называют кривой восстановления пробивной прочности тиратрона. Возможность работы тиратрона в схеме генератора на той или иной частоте может быть определена положением кривой восстановления пробивной прочности относительно кривой нарастания анодного напряжения. Так, если кривая нарастания анодного напряжения (в координатах U_a, t) не пересекает кривую восстановления пробивной прочности, работа тиратрона на данной частоте возможна, если кривые пересекаются, работа невозможна, так как возникает повторное (преждевременное) зажигание тиратрона.

Иногда для оценки предельной рабочей частоты отдельных тиратронов пользуются соотношением

$$U_a i_a F = \text{const},$$

где U_a — анодное напряжение, i_a — анодный ток тиратрона, F — частота следования импульсов. Значение const различно для различных типов тиратронов.

При работе тиратрона в схеме генератора в различные моменты времени (от импульса к импульсу) к началу зажигания тиратрона состояние газа в нем может несколько отличаться, т. е. процесс деионизации протекает несколько различно. Это обстоятельство приводит к изменению момента зажигания тиратрона при подаче на его сетку одинакового и строго стабильного во времени запускающего импульса, т. е. вызывает нестабильность коммутации, что является существенным недостатком тиратрона.

Применение тиратронов в генераторах коротких импульсов привело к необходимости более детального изучения не только процесса деионизации, но и процесса ионизации, а также стабильности зажигания тиратрона. В работах, посвященных исследованиям деионизации и ионизации тиратронов, рядом авторов высказаны соображения относительно причин, обуславливающих время ионизации [54—64].

Время ионизации иногда делят на два интервала. В течение первого интервала, называемого временем задержки, анодный ток тиратрона изменяется очень медленно, за время второго интервала, называемого временем

коммутации, анодный ток изменяется резко. Продолжительность обоих периодов связана с особенностями ионизации и различна для тиратронов различного типа.

Для тиратронов с отрицательной характеристикой сетки малый электронный ток, возникающий почти одновременно с подачей анодного напряжения, вызывает дуговой разряд лишь через некоторый промежуток времени. Дачный промежуток зависит от времени, необходимого для ускорения электронов, прошедших через сетку, а также времени прохождения ионов от места их образования на участке сетка — анод до участка сетка — катод и от дальнейшего развития этого процесса.

Для тиратронов с положительной характеристикой (водородные тиратроны) не требуется времени для движения ионов из промежутка сетка — анод в пространство сетка — катод, что ускоряет развитие дугового разряда. Процесс развития разряда у тиратронов с положительной характеристикой сетки начинается с формирования разряда в области сетка — катод с последующим формированием дуги в пространстве сетка — анод. Последнее явление возникает не только при необходимой амплитуде пускового импульса на сетке, но и при достаточной его длительности, а также при необходимой амплитуде анодного напряжения. Характеристика зажигания у таких тиратронов определяется связью между сеточным током, при котором происходит формирование дуги на участке сетка — анод, и анодным напряжением.

Первая составная часть предразрядного периода — время развития дуги на участке катод — сетка, — как показали исследования Т. А. Ворончева [56, 64], зависит от скорости нарастания напряжения в сеточной цепи $\frac{dU_g}{dt}$, а также от давления газа в тиратроне. Для водородных тиратронов это время заметно уменьшается, если величина $\frac{dU_g}{dt}$ достигает значений 50—100 в/мксек.

Скорость развития дуги на участке анод — катод обуславливается величиной анодного напряжения, конструкцией электродов, расстоянием между ними и давлением газа. Этот процесс определяет продолжительность второго интервала ионизации, т. е. определяет, по существу, скорость коммутации в схеме с тиратроном.

Отсутствие в настоящее время теоретических данных, позволяющих достаточно точно определять время комму-

тации тиратрона, восполняется экспериментальными исследованиями коммутационных свойств тиратронов, которые стали возможны с развитием скоростной осциллографии.

Так Вудфорд и Вильямс [65] провели экспериментальные исследования времени коммутации миниатюрного

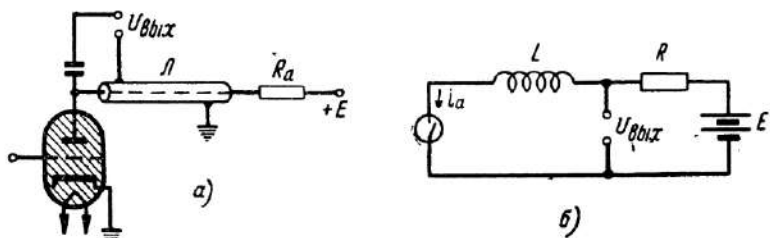


Рис. 4.8. Включения тиратрона:
а — схема, б — эквивалентная схема.

тиратрона типа 5C22' и указали ряд эмпирических зависимостей. На рис. 4.8 приведена схема включения тиратрона и ее эквивалентная схема. В качестве нагрузки рассматривается активное сопротивление или активное сопротивление с индуктивностью.

Время коммутации определяется как интервал $\Delta t'$, за который анодное напряжение упадет до значения $E - a |\Delta U|$ до $E - b |\Delta U|$ (рис 4.9), где E — напряжение источника питания, ΔU — полное изменение анодного напряжения, $0 < a < b < 1$. Практически коэффициенты a и b принимают значения соответственно 0,1 и 0,8 или 0,9. Момент времени t_1 характеризует время запаздывания зажигания тиратрона. Для водородного тиратрона предлагается следующая эмпирическая зависимость:

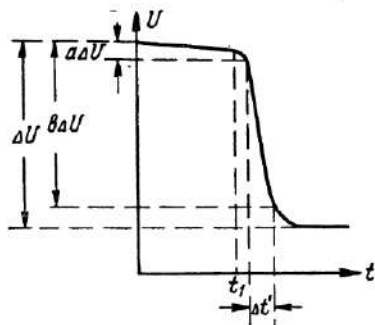


Рис. 4.9. График, поясняющий время коммутации.

$$i_a = i_0 e^{\alpha \int_0^t U dt}$$

или

$$\frac{1}{i_a} \frac{di_a}{dt} = U. \quad (4.13)$$

где U — анодное напряжение, i_a — анодный ток, i_0 и α — константы.

Решение уравнения, составленного для данной цепи (рис. 4.8, б) на основании выражения (4.13), может быть представлено в виде

$$t' = \frac{1}{\beta} \ln \left[\frac{b(1-a)}{a(1-b)} \right] + \tau \ln \left(\frac{1-a}{1-b} \right), \quad (4.14)$$

где $\beta = \alpha E$, $\tau = \frac{L}{R}$. Пользуясь значениями a и b соответственно 0,1 и 0,9 получим выражение

$$t' = \frac{4,4}{\beta} + 2,2\tau.$$

Время коммутации рассматривается в виде двух слагаемых, первое из которых зависит от напряжения анодного питания E и параметра α , а второе определяется данными цепи. Экспериментальным путем с помощью скоростного осциллографа снимается зависимость анодного напряжения от времени. Определяется время коммутации для различных значений напряжения E при постоянных параметрах цепи и затем для различных величин постоянной времени цепи τ при постоянном напряжении E . Одновременно при тех же условиях определяются компоненты по формуле (4.14).

Оказывается, что оба слагаемых выражения (4.14) имеют для тиратрона типа 5С22' величину одного порядка. Это указывает на то, что для сокращения времени коммутации наряду с увеличением анодного напряжения необходимо снижать индуктивность вводов и других паразитных параметров. Константа α определяется конструкцией и размерами тиратрона, типом газового наполнения и давлением в нем и может быть найдена для каждого типа тиратрона в отдельности.

Свойства тиратрона как коммутатора и особенности схем тиратронных генераторов наносекундных импульсов были исследованы К. Н. Птицыным и М. И. Грязновым [66]. Для оценки коммутационных свойств тиратрона рассматриваются характеристики ионизации.

Характеристика ионизации представляет зависимость изменения падения напряжения на известной активной нагрузке от времени. Нагрузка R_H включается последовательно с тиратроном, на который подано напряжение от источника постоянного напряжения с нулевым сопротивлением (рис. 4.10). При этом изменение напряжения на нагрузке $U_H(t)$ однозначно определяет напряжение на тиратроне

$$U_T(t) = E - U_H(t),$$

ток через тиратрон

$$I(t) = \frac{U_H(t)}{R_H}$$

и, следовательно, сопротивление тиратрона как функция времени

$$R_T(t) = \left[\frac{E}{U_H(t)} - 1 \right] R_H.$$

Источником напряжения с нулевым сопротивлением является конденсатор C , величина которого выбирается так, чтобы постоянная времени его разряда

$$\tau_p = C(R_H + R_{T_0})$$

была, по крайней мере, в десять раз больше длительности исследуемого процесса. Здесь R_{T_0} — стационарное значение внутреннего сопротивления тиратрона.

Величина сопротивления в цепи анода R_a берется такой, чтобы за период пусковых импульсов конденсатор C успевал практически полностью зарядиться до напряжения источника питания E . При таком выборе параметров схемы можно считать, что в течение исследуемого процесса напряжение на аноде тиратрона остается постоянным и равным напряжению источника питания.

В схеме для снятия характеристик ионизации (рис. 4.10) практически исключено влияние паразитной емкости анод—земля. Наличие других паразитных параметров не искажает вид получаемых характеристик, так как постоянная времени цепи, образованная за счет наличия паразитных параметров, много меньше времени ионизации.

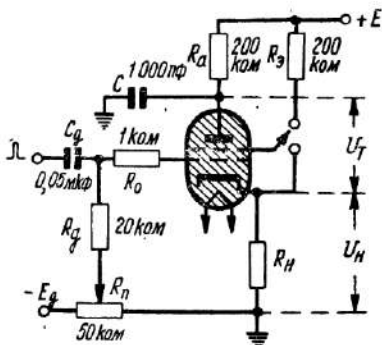


Рис. 4.10. Схема для снятия характеристик ионизации.

Для того чтобы иметь картину ионизации при различных значениях напряжения источника питания характеристики ионизации целесообразно рассматривать в виде зависимости $U_n = U_n(E, t)$. На рис. 4.11 приведены характеристики ионизации пальчикового импульсного тиратрона типа ТГИ1-3/1 при подключении экранной сетки к катоду

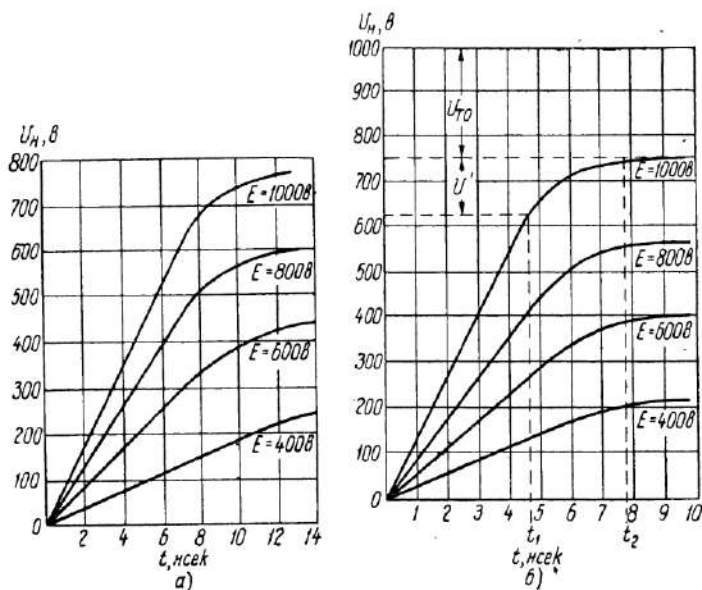


Рис. 4.11. Характеристики ионизации пальчикового импульсного тиратрона типа ТГИ1-3/1:

a — экранная сетка соединена с катодом, *б* — экранная сетка соединена с источником питания через сопротивление R_g .

и к источнику питания. Сравнение характеристик ионизации показывает, что общий ход кривых остается одинаковым в обоих случаях включения экранной сетки, но при включении экранной сетки через сопротивление к источнику питания процесс ионизации протекает значительно быстрее. Напряжение $U_n(t)$ нарастает до своего стационарного значения за время $t_1 + t_2$, называемое полным временем ионизации. При отклонении напряжения накала тиратрона от номинального значения время ионизации изменяется. Повышая напряжение накала, можно уменьшить время ионизации.

Время ионизации тиратрона можно разбить на два промежутка. Первый промежуток соответствует интервалу времени t_1 , в течение которого происходит быстрое нарастание напряжения U_n по закону, близкому к линейному. В течение этого промежутка в тиратронном генераторе происходит в основном формирование фронта импульса. Первый промежуток в дальнейшем будет называться просто временем ионизации.

Второй промежуток соответствует интервалу времени t_2 , когда напряжение $U_n(t)$ нарастает медленно. Этот промежуток влияет на формирование плоской вершины импульса. Как видно из характеристик (рис. 4.11), время ионизации уменьшается с увеличением напряжения E . Прирост напряжения U' за время t_2 остается при различных значениях напряжения E приблизительно одинаковым.

Общий вид характеристик ионизации для различных значений сопротивления нагрузки R_n не меняется, изменяется только величина стационарного значения напряжения на тиратроне $U_{т0}$ и, следовательно, напряжение на нагрузке.

Можно рассматривать два варианта схем формирования коротких импульсов с тиратронным коммутатором. В первом варианте схемы накопителем энергии является конденсатор малой емкости, а во втором — формирующая линия (отрезок коаксиального кабеля).

В первом случае схема генератора полностью совпадает со схемой рис. 4.10, когда экранная сетка имеет положительный потенциал, а величина емкости C выбрана из условия полного ее разряда примерно за время ионизации. При разряде этой емкости на катодной нагрузке тиратрона образуется импульс напряжения, форма которого должна отличаться от прямоугольной (рис. 4.12). С уменьшением величины емкости C длительность импульса сокращается, но при этом будет уменьшаться и амплитуда импульса. Длительность фронта импульса здесь может быть как порядка времени ионизации тиратрона, так и заметно меньше этого времени, ибо разряд малой емкости может длиться меньше времени ионизации.



Рис. 4.12. Импульс, получаемый на нагрузке в схеме с разрядной емкостью.

Зная характеристики ионизации можно найти все параметры генерируемого импульса. Действительно, в интервале времени $0 \leq t \leq t_1$ (где t_1 — первый промежуток времени ионизации) семейство характеристик ионизации можно аппроксимировать линейно нарастающей функцией

$$U_n = (E - U_0) kt,$$

где k — коэффициент, характеризующий скорость нарастания процесса, U_0 — усредненное значение напряжения $U_{T_0} + U'$ (для различных значений напряжения E). Величины k и U_0 определяются из решения системы уравнений

$$U'_n = (E' - U_0) kt',$$

$$U''_n = (E'' - U_0) kt''.$$

Значения U'_n , U''_n , t' , t'' , E' и E'' находятся из характеристик ионизации графическим путем (рис. 4.13). Такая аппроксимация достаточно хорошо совпадает с опытом в

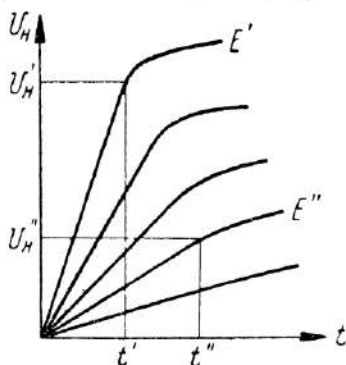


Рис. 4.13. Выбор точек на семействе характеристик ионизации при их аппроксимации.

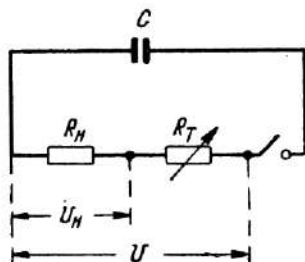


Рис. 4.14. Эквивалентная схема генератора с разрядной емкостью.

интервале напряжений $E'' \leq E \leq E'$ при условии, что $\frac{E'}{E''} \leq \leq 2,5$.

Пользуясь эквивалентной схемой генератора (рис. 4.14), можно записать напряжение на нагрузке

$$U_n(t) = [U(t) - U_0] kt$$

и ток в цепи

$$I(t) = \frac{U_H(t)}{R_H} = \frac{U(t) - U_0}{R_H} kt.$$

Тогда сопротивление тиратрона как функцию времени можно записать:

$$R_T = \frac{U(t) - U_H(t)}{I(t)} = \left(\frac{U(t)}{[U(t) - U_0] kt} - 1 \right) R_H.$$

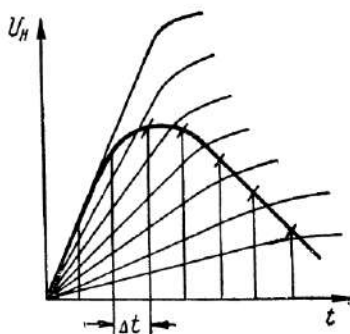
Общее сопротивление цепи

$$R_{\Sigma} = R_H + R_T = R_H \frac{U(t)}{[U(t) - U_0] kt}.$$

Поскольку $U(t)$ есть напряжение на конденсаторе C и $U(0) = E$, то можно записать

$$U(t) = E e^{-\frac{t}{R_{\Sigma} C}} = E e^{-\frac{U(t) - U_0}{U(t) R_H C} kt}.$$

Если найти отсюда выражение для $U(t)$ и воспользоваться выражением для $U_H(t)$, можно построить импульс напряжения, создаваемый на нагрузке с помощью семейства характеристик ионизации, не прибегая к их аппроксимации. Способ построения пояснен на рис. 4.15. Считается, что в начальный момент разряд конденсатора происходит в соответствии с характеристикой ионизации, построенной для напряжения E . Спустя время Δt находим по этой характеристике сопротивление тиратрона



$$R_T(\Delta t) = \frac{E - U_H(t)}{U_H(t)} R_H.$$

Рис. 4.15. Построение импульса, получаемого на нагрузке.

Считая, что разряд в следующем промежутке времени происходит через сопротивление

$$R_{\Sigma}(\Delta t) = R_H + R_T(\Delta t),$$

находим напряжение на конденсаторе спустя время $2\Delta t$

$$U_C(2\Delta t) = E e^{-\frac{\Delta t}{C R_{\Sigma}(\Delta t)}}.$$

Затем путем интерполирования семейства характеристик ионизации находим $U_H(2\Delta t)$ для напряжения $U_C(2\Delta t)$ и сопротивление тиратрона

$$R_T(2\Delta t) = \frac{E - U_H(2\Delta t)}{U_C(2\Delta t)} R_H;$$

отсюда находим

$$R_\Sigma(2\Delta t) = R_H + R_T(2\Delta t)$$

и

$$U_C(3\Delta t) = U_C(2\Delta t) e^{-\frac{\Delta t}{CR_\Sigma(2\Delta t)}}.$$

Продолжая эти вычисления для последующих интервалов времени, получаем ряд точек, по которым строится импульс, создаваемый на нагрузке. При достаточно малом интервале Δt точность такого построения, как показывает сравнение с экспериментом [66], оказывается вполне удовлетворительной.

Рассмотренную схему формирования импульсов целесообразно применять в тех случаях, когда форма импульса может отличаться от прямоугольной, но желательно иметь длительность фронта весьма малой и, в частности, меньше времени ионизации тиратрона, применяющегося в качестве коммутатора.

Конструктивно схема генератора должна быть выполнена так, чтобы величина паразитных параметров была минимальна.

Применяя пальчиковый импульсный тиратрон типа ТГИ1-3/1, в указанной схеме генератора можно получить импульсы длительностью (на уровне 0,5 амплитуды) 2,5—3 нсек при амплитуде 30—50 в. Длительность фронта импульса при этом 1,5—2 нсек., т. е. меньше времени ионизации тиратрона, которое равно 4—5 нсек.

Другим более распространенным вариантом схемы формирования импульсов наносекундной длительности с тиратроном является схема, где накопителем энергии служит отрезок кабеля (рис. 4.16).

Конструктивно генератор выполняется в виде коаксиальной линии, что обеспечивает согласование формирующего кабеля с нагрузкой и позволяет снизить до минимума паразитные параметры схемы (рис. 4.17). В месте разрыва центрального проводника внутри его помещается тиратрон,

причем для выполнения условия согласования $R_k + R_{T_0} = \rho$ в месте включения тиратрона линия выполняется так, чтобы обеспечить скачок волнового сопротивления на величину R_{T_0} за счет разного диаметра центрального проводника. Здесь R_k — сопротивление катодной нагрузки, R_{T_0} — стационарное значение сопротивления тиратрона, ρ — волновое сопротивление формирующей линии.

Для интервала времени $0 \leq t \leq 2t_3$, где t_3 — время задержки формирующей линии, эквивалентная схема генератора представлена на рис. 4.16, б.

Данная схема при условии, что $R_k = R_k + \rho$ оказывается полностью тождественной эквивалентной схеме установки, с помощью которой снимаются характеристики ионизации (рис. 4.10). Поэтому можно утверждать, что для времени $0 \leq t \leq 2t_3$ импульс,

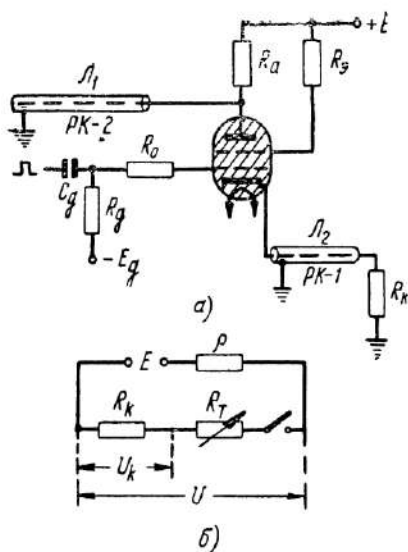


Рис. 4.16. Схема формирования импульсов:

а — схема тиратронного генератора, б — эквивалентная схема.

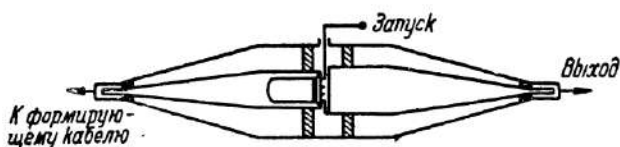


Рис. 4.17. Схематическая конструкция коаксиальной системы генератора.

создаваемый на нагрузке, повторяет характеристику ионизации для данного значения напряжения источника питания E , но в другом масштабе

$$U_k = U_n(t) \frac{R_k}{\rho + R_k} :$$

Срез импульса по форме должен быть таким же как и фронт, что следует из рассмотрения графика (рис. 4.18), иллюстрирующего разряд линии на переменное во времени сопротивление, вследствие чего длительность генерируемого импульса у его основания (на уровне 0,1) превышает удвоенное время задержки линии $2t_z$ на время ионизации. Форма импульса получается близкой к прямоугольной, если удвоенное время задержки линии заметно превышает время ионизации. Вершина импульса, однако,

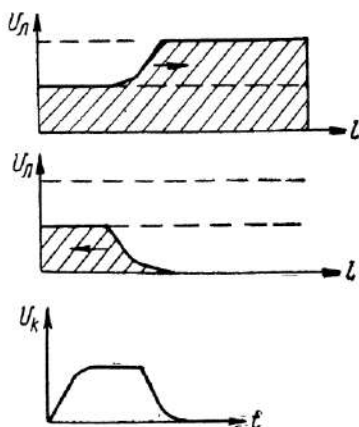


Рис. 4.18. Разряд линии на переменное во времени сопротивление.

имеет в начале плавно нарастающий участок, обусловленный наличием промежутка медленно нарастающего напряжения в характеристике ионизации. Влияние этого участка особенно заметно при низких напряжениях источника питания.

В зависимости от длины формирующей линии в генераторе, работающем на тиратроне ТГИ1-3/1, получаются импульсы с амплитудой до 500 в и длительностью от 15 нсек и более при длительности фронта около 5—6 нсек.

В случае, если длина отрезка формирующего кабеля такова, что удвоенное время его задержки порядка времени ионизации, то получаемый в данном генераторе импульс отличается по форме от прямоугольного, приближаясь к импульсу, получаемому при разряде емкости. Поэтому при генерировании импульсов одного порядка или меньше времени ионизации тиратрона целесообразно применять вместо кабеля емкость.

Недостатки в форме импульса, генерируемого в схемах с формирующей линией и обусловленные свойствами тиратрона как коммутатора, могут быть в некоторой степени устранены путем применения корректирующей емкости.

Если включить дополнительную емкость C_k параллельно формирующей линии, то за счет ее разряда можно в значительной степени улучшить форму плоской вершины импульса и несколько повысить крутизну фронта в верх-

ней части импульса. Форма импульса, получаемого в схеме с корректирующей емкостью, может быть определена из рассмотрения эквивалентной схемы генератора.

Для интервала времени $0 < t < 2t_3$ эквивалентная схема генератора с емкостью C_k , включенной параллельно формирующему кабелю, изображена на рис. 4.19. Поскольку строгий аналитический расчет формы импульса весьма затруднителен, так как зависимость $R_T = R_T(U_{C_k} t)$ аналитически выразить не представляется возможным, то нахождение формы импульса может быть произведено приближенным графоаналитическим способом [66]. Этот способ основан на применении характеристик ионизации, причем принято, что сопротивление тиратрона меняется во времени по закону, определяемому характеристикой ионизации $U_H(E, t)$ для напряжения источника питания E и сопротивления нагрузки $R_H = \rho + R_k$.

Сопротивление тиратрона

$$R_T = \left[\frac{E}{U_H(E, t)} - 1 \right] (\rho + R_k).$$

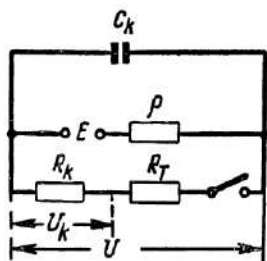


Рис. 4.19. Эквивалентная схема генератора с линией и корректирующей емкостью.

Если разбить весь интервал времени на достаточно малые отрезки Δt , то можно найти значения $U_k(\Delta t)$, $U_k(2\Delta t)$ и т. д. Для этого, рассматривая сначала разряд одной линии, определяются значения $U(\Delta t)$, $U(2\Delta t) \dots$, а затем учитывается разряд емкости C_k и определяются значения $U_{C_k}(\Delta t)$, $U_{C_k}(2\Delta t) \dots$ Затем находят напряжение на нагрузке R_k для различных интервалов времени

$$U_k(\Delta t) = U_{C_k}(\Delta t) \frac{R_k}{R_k + R_T(\Delta t)},$$

$$U_k(2\Delta t) = U_{C_k}(2\Delta t) \frac{R_k}{R_k + R_T(2\Delta t)}.$$

Вычисляя последовательно напряжение U_k в моменты времени $3\Delta t$, $4\Delta t$ и так далее, находят окончательно искомую величину $U_k(2t_3)$.

С уменьшением напряжения E относительная величина нарастающего участка плоской части импульса увеличивается, поэтому для его коррекции требуются большие емкости. На рис. 4.20 показана форма импульсов, получаемых в схеме без корректирующей емкости и при различных значениях корректирующей емкости. Оптимальную величину корректирующей емкости для различных значений напряжения E целесообразно получать экспериментально для данного тиратрона и схемы генератора.

В схеме с пальчиковым генератором ТГИ-3/1, применяя корректирующую емкость можно получить импульсы с амплитудой до 500 в при длительности фронта порядка 3 нсек.

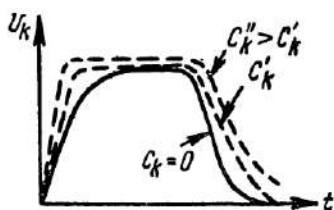


Рис. 4.20. Форма импульса, получаемого в схеме с корректирующей емкостью и без нее.

Применением корректирующей емкости можно также в значительной степени ослабить интегрирующее влияние шунтирующей емкости $C_{ш}$ параллельной нагрузочному сопротивлению R_k . При значительных величинах этой емкости (порядка 100—200 пф) форма импульса существенно

искажается — возрастает длительность фронта импульса, вершина которого имеет не плоский вид, а плавно нарастает и затем спадает. Разряд корректирующей емкости создает условия более быстрого заряда шунтирующей емкости, вследствие чего увеличивается крутизна нарастания фронта импульса и уменьшается неравномерность его вершины.

Оптимальной величиной корректирующей емкости, необходимой для компенсации искажений импульса, вносимых за счет шунтирующей емкости, является значение $C_k \approx \frac{C_{ш}}{2}$ [66]. Корректирующая емкость, таким образом, должна быть примерно равна половине шунтирующей емкости. Эта величина корректирующей емкости может быть взята при любых значениях напряжения источника питания E , если величина шунтирующей емкости не очень мала (более 50 пф.). Применение корректирующей емкости позволяет получить импульсы с крутым фронтом и плоской вершиной на нагрузках, имеющих относительно большую входную емкость.

Наличие емкости, шунтирующей нагрузку, а также применение для целей коррекции емкости, параллельной формирующему кабелю, приводят, однако, к увеличению времени среза импульса. Это обусловлено процессом разряда указанных емкостей через нагрузку по истечении времени $t = 2t_3$. Постоянная времени разряда емкости C_k определяется внутренним сопротивлением открытого тиратрона $R_{т0}$ и сопротивлением нагрузки R_k , т. е. она равна

$$\tau_k = C_k (R_{т0} + R_k).$$

Происходящее за счет разряда этой емкости увеличение длительности импульса, измеряемое на уровне 0,5 амплитуды, будет равно

$$t_k \approx 0,35 \frac{E}{U_m} R_k C_k,$$

где U_m — амплитуда формируемого импульса.

Увеличение длительности импульса, обусловленное разрядом емкости $C_{ш}$, можно найти согласно выражения

$$t_{ш} \approx 0,7 C_{ш} R_k.$$

Для уменьшения времени среза импульса могут быть применены дополнительные элементы, включаемые в схему, генератора. Так может быть применен короткозамкнутый отрезок кабеля, подключаемый параллельно нагрузочному сопротивлению. Время задержки такого кабеля (катодного) $t_{зк}$ должно быть меньше времени задержки формирующего кабеля t_3 . В этом случае через промежуток времени $2t_{зк}$ на нагрузке наряду с основным импульсом возникает импульс, отраженный от замкнутого конца катодного кабеля. Отраженный импульс имеет полярность, противоположную основному (рис. 4.21). В результате в момент времени $2t_{зк}$ наступает срез выходного импульса. В момент $2t_3$, когда действие основного импульса прекращается, на нагрузке появляется импульс отрицательной полярности, обусловленный наличием оставшейся части отраженного импульса.

Применяя короткозамкнутый отрезок кабеля, можно получить импульс со временем среза, равным примерно длительности фронта основного импульса, однако при этом на нагрузке вслед за основным импульсом положительной полярности появляется отрицательный импульс. Поэтому

данный способ целесообразно применять в тех случаях, когда наличие отрицательного импульса допустимо или когда имеется возможность его ограничения.

Изменением длины катодного короткозамкнутого отрезка линии можно также изменять длительность всего выходного импульса в пределах $0 < t < 2t'_{\text{зк}}$, так как в данном случае она определяется удвоенной задержкой катодной линии. Наличие катодной линии несколько изменяет условие согласования. Так для случая схемы рис. 4.16,а,

применяя катодный короткозамкнутый кабель, получим следующее условие согласования:

$$\rho = R_{\text{тo}} + \frac{\rho_{\text{к}}}{2} \text{ при } \rho_{\text{к}} = R_{\text{к}}.$$

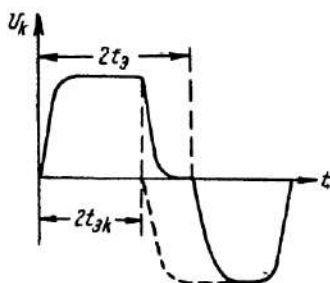


Рис. 4.21. Напряжение на нагрузке при наличии шунтирующего короткозамкнутого отрезка кабеля.

Другим способом коррекции среза импульса является включение дополнительной емкости в цепь катода тиратрона. Если применена небольшая корректирующая емкость $C_{\text{к}}$ (50—80 пф) в анодной цепи для целей коррекции

фронта и плоской части импульса; то ухудшение среза импульса может быть в значительной степени устранено включением емкости C' в катодную цепь (рис. 4.22,а).

Конденсатор C' (сотни пф), подключенный последовательно с нагрузкой, без искажения передает фронт импульса. В силу эффекта дифференцирования, имеющего место в цепи $C'R_{\text{н}}$ ($R_{\text{н}}$ — активное сопротивление выходной цепи, равное 75 ом), срез импульса будет более крутой. Для устранения при этом спада вершины импульса необходимо подобрать оптимальное значение емкостей $C_{\text{к}}$ и C' для данного значения напряжения источника питания E .

Надо отметить, что коррекцию фронта импульса, а также его плоской части возможно осуществить и без применения емкости, соединенной параллельно с формирующей линией. Для этого достаточно подключить емкость C'' параллельно тиратрону (рис. 4.22,б). Ток разряда этой емкости несколько улучшает характеристику ионизации тиратрона, и, таким образом, компенсируется более пологая часть фронта импульса у его вершины. Срез импульса при

этом не искажается и дополнительных элементов коррекции не требуется. В случае применения тиратрона типа ТГИ1-3/1 емкость C'' берут порядка 20—30 пф. Если емкость взять больше, то начнет сказываться ее шунтирующее действие и крутизна фронта импульса уменьшается, т.е. постоянная времени цепи разряда емкости $C''R_a$ превышает время ионизации тиратрона.

Как выше указывалось, при формировании импульсов наносекундной длительности, кроме требований к форме импульсов, предъявляются жесткие требования к стабиль-

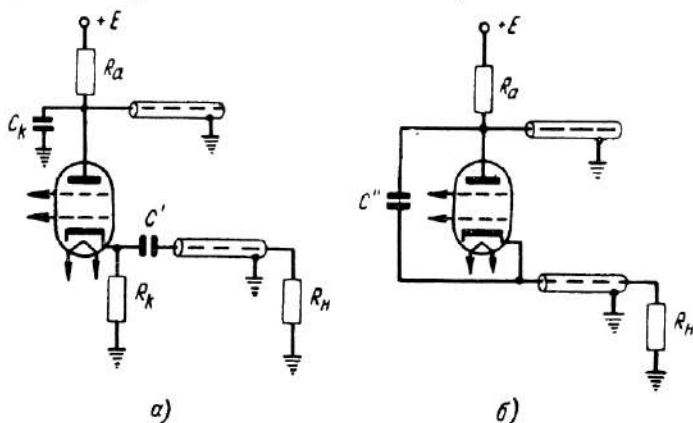


Рис. 4.22. Схемы включения корректирующих емкостей.

ности момента возникновения импульсов. В генераторах, использующих в качестве коммутатора тиратрон, эта стабильность обуславливается стабильностью срабатывания тиратрона.

Исследования стабильности момента зажигания тиратрона [62, 67] показали, что периодическая нестабильность зажигания тиратрона или «дрожание» запуска схемы генератора может изменяться в больших пределах, но в лучших случаях может быть снижена до десятых долей наносекунды. Следует различать два вида факторов, влияющих на момент открывания тиратрона, а следовательно, и на стабильность запуска схемы — внешние и внутренние.

Внутренние факторы зависят от конструкции тиратрона (от характера газового наполнения и конструкции электродов). Для многих маломощных тиратронов (ТГ1-0,1/0,3, ТГ1-0,3/1,3, ТГИ1-3/1 и др.) абсолютная величина временной нестабильности, обусловленная внутренними фак-

торами, имеет весьма малую величину по сравнению со временем ионизации, поэтому можно считать, что стабильность их запуска главным образом зависит от внешних факторов.

Для получения стабильной работы схемы внешние факторы должны удовлетворять следующим условиям: все напряжения источников питания должны быть постоянны во времени, для чего следует применять хорошо стабилизированные источники питания, пусковой импульс должен иметь достаточную амплитуду, значительную скорость нарастания фронта и необходимую длительность.

Выполняя требования, предъявляемые к внешним условиям работы тиратрона, можно значительно снизить периодическую нестабильность запуска генератора с тиратроном. Так, для падьчикового импульсного тиратрона ТГИ1-3/1 при наличии стабилизированного напряжения питания и пускового импульса с амплитудой 120—150 в, длительностью несколько микросекунд и скоростью нарастания фронта не менее 200 в/мксек нестабильность запуска может быть снижена до десятых долей наносекунды, т. е. до величины порядка 10^{-10} сек.

При эксплуатации генераторов на тиратронах, кроме явления нестабильности запуска, необходимо учитывать запаздывание запуска, вызванное запаздыванием момента зажигания тиратрона относительно момента подачи пускового импульса. Это запаздывание, зависящее от характера газового наполнения тиратрона и режима работы схемы (величина анодного напряжения, амплитуда и крутизна фронта пускового импульса, напряжение сеточного смещения и др.), имеет величину порядка десятой доли микросекунды и может быть несколько меньше или больше этой величины.

Одним из недостатков схем генераторов на тиратронах является сравнительно низкая частота следования формируемых импульсов. Как указывалось, частота следования определяется длительностью процесса деионизации тиратрона, которая и определяет время восстановления управляемости тиратрона. Поэтому схемы на тиратронах работают вполне устойчиво обычно до частоты 5—10 кГц. Наименьшим временем деионизации обладают тиратроны с водородным наполнением. На некоторых типах водородных тиратронов можно выполнить схемы генераторов, работающих на частотах до 30—40 кГц. Максимальная частота следования импульсов в генераторах на тиратронах

может быть различной в зависимости от схемы включения тиратрона и режима его работы.

Повышение частоты генератора, использующего тиратрон в качестве коммутатора, может быть осуществлено за счет дополнения обычной схемы генератора элементами, способствующими более быстрому заряду формирующей линии. Для этой цели может быть использована схема с применением диода, фиксирующего анодное напряжение тиратрона на определенном уровне, допустимом для данного типа тиратрона, при заряде формирующей линии от источника с более высоким напряжением или зарядная цепь с дросселем [56].

Применение, например, дросселя, образующего апериодическую цепь с емкостью формирующего кабеля и зарядным сопротивлением (величина которого берется в данном случае меньше чем в обычной схеме), позволяет значительно ускорить процесс заряда кабеля. В этом случае вначале рост анодного напряжения тиратрона несколько задерживается во времени так, что кривая нарастания анодного напряжения не пересекает кривую восстановления пробивной прочности тиратрона, и тем самым исключается преждевременное (повторное) зажигание тиратрона. Затем происходит быстрый заряд формирующей линии (при напряжении, которое может превысить напряжение источника питания). Так, например, применение такого дополнительного устройства в обычной схеме генератора (рис. 4.16) на пальчиковом тиратроне ТГИ1-3/1 позволяет получить устойчивую работу на частотах до 10—15 кГц.

При заданной длительности импульса частота их следования может быть повышена и путем применения более сложных специальных схем. Одна из таких схем приведена на рис. 4.23. Схема собрана на малогабаритном тиратроне типа 2Д21 [68]. Для ускорения деионизации тиратрона после окончания формирования импульса на экранную сетку тиратрона подается отрицательное напряжение. Заряд формирующей линии происходит вначале медленно через зарядное сопротивление большой величины, а после окончания процесса деионизации заряд линии резко ускоряется путем подачи на линию напряжения через специальную цепь. В схеме, кроме тиратрона, имеется ряд дополнительных ламп.

Лампа L_3 открыта в течение большей части времени рабочего цикла, благодаря чему напряжение на ее аноде

поддерживается несколько меньшим, чем напряжение на аноде тиратрона в момент окончания процесса формирования импульса. В результате напряжение на аноде тиратрона после формирования импульса медленно нарастает за счет заряда линии через большое сопротивление. Через промежуток времени, достаточный для полной деионизации тиратрона (в данной схеме через 70 мксек), на сетку лампы L_3 подается импульс напряжения отрицательной полярности, длительностью порядка 20 мксек, запирающий

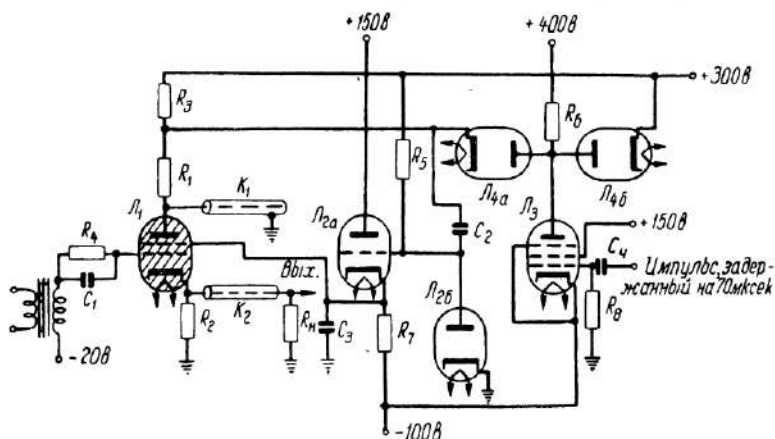


Рис. 4.23. Схема генератора импульсов с повышенной частотой следования.

лампу. Напряжение на аноде лампы L_3 возрастает вследствие действия диода L_{4a} до напряжения 300 в, которое оказывается практически полностью приложенным к аноду тиратрона, так как сопротивлением диода L_{4a} можно пренебречь. Формирующая линия при этом быстро заряжается (за время порядка 20 мксек).

В момент окончания действия отрицательного импульса на сетку лампы L_3 она открывается и напряжение на аноде снова падает до небольшой величины. Таким образом схема оказывается готовой для формирования нового импульса через 90 мксек, т. е. обеспечивает максимальную частоту порядка 10 кГц. Лампа L_{2a} служит для уменьшения времени деионизации тиратрона, которое достигается посредством образования на экранной сетке тиратрона отрицательного импульса напряжения сразу после окончания формирования импульса.

Повышение частоты срабатывания тиратрона может быть достигнуто путем воздействия магнитного поля. При помещении тиратрона в магнитное поле необходимой величины, ориентированное соответствующим образом относительно электродов тиратрона, можно несколько изменить ход процесса деионизации и ускорить восстановление управляющего действия сетки тиратрона. Так, в случае

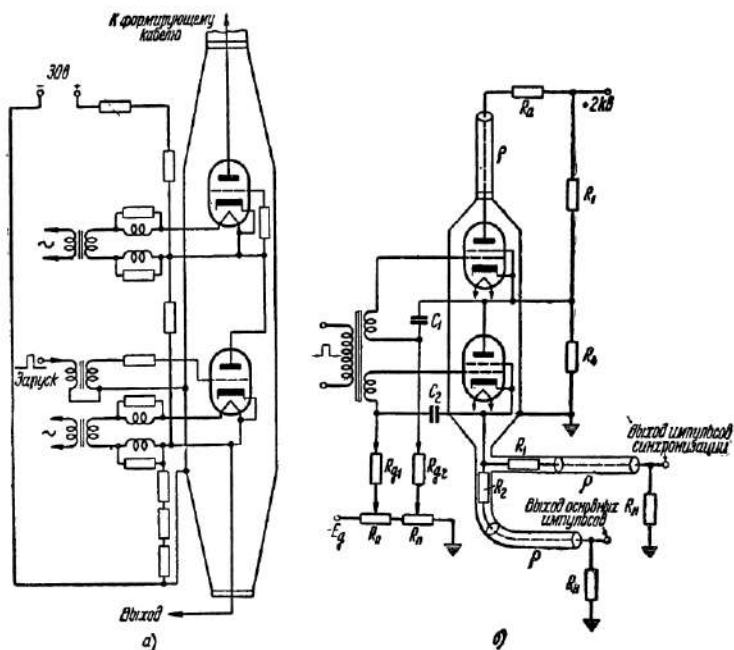


Рис. 4.24. Схемы генераторов с двумя тиратронами.

тиратрона типа ТГИ1-3/1 таким путем удастся повысить частоту от 70 до 100 кГц.

В некоторых случаях желательно иметь короткие импульсы высокого напряжения. В этих целях могут быть применены высоковольтные тиратроны. Однако при наличии тиратронов, имеющих хорошие коммутационные свойства (малое время ионизации, стабильность запуска и др.), но рассчитанных на работу при относительно невысоком напряжении, могут быть применены схемы, в которых коммутирующим элементом являются два последовательно соединенных тиратрона (рис. 4.24).

Последовательное соединение тиратронов позволяет использовать источник питания с напряжением, в два раза превышающим рабочее анодное напряжение одного тиратрона. В этой схеме импульс запуска подается на сетку первого тиратрона. Перепад напряжения, возникающий на аноде первого тиратрона при его зажигании, передается на второй тиратрон, что приводит к зажиганию этого тиратрона и возникновению разряда формирующей линии. Применение двух тиратронов позволяет получить импульсы при той же примерно длительности фронта, что и в схеме с одним таким же тиратроном, но в два раза большей амплитуды. В таких генераторах, собранных на двух пальчиковых тиратронах типа ТГИ1-3/1 (рис. 4.24,б), можно сформировать импульсы длительностью 10—15 нсек и более при амплитуде около киловольта.

Однако в таких схемах в некоторых случаях на выходе наряду с основным импульсом наблюдается дополнительный импульс, опережающий основной. Возникновение дополнительного импульса связано с разрядом паразитных емкостей в цепи анода первого тиратрона. В целях устранения этого недостатка импульс запуска может подаваться через импульсный трансформатор, имеющий две вторичные обмотки, одновременно на сетки обоих тиратронов. Для регулировки моментов зажигания тиратронов в цепях их сеток последовательно со вторичными обмотками трансформатора включаются переменные сопротивления, которые вместе с входными емкостями тиратронов образуют цепи задержки запуска тиратронов. Изменяя постоянную времени такой цепи, можно регулировать зажигание каждого тиратрона и обеспечить одновременное их зажигание.

В целях предотвращения искажения формы импульса в этих генераторах, как и в генераторах с одним тиратроном, необходимо принять меры к уменьшению паразитных параметров схемы. Для этой цели конструктивно генератор выполняется в виде коаксиальной системы. Эта система представляет собой специальный контейнер, конструкция которого одинакова с описанной выше конструкцией такой системы, применяемой в генераторе с одним тиратроном (рис. 4.17).

В ряде случаев требуется наряду с основным импульсом иметь на отдельном выходе другой импульс, смещенный во времени относительно первого. Так, для синхронизации другого аппарата или для запуска осциллографа,

на котором должен наблюдаться основной импульс, необходим второй импульс, опережающий основной и имеющий меньшую амплитуду. В таких случаях на выходе генератора применяется разветвитель импульсов, представляющий согласованный с формирующей линией делитель с несколькими выходами.

Для смещения импульсов во времени на выходе применяются отрезки кабелей различной длины. В схеме рис. 4.24,б предусмотрено получение на выходе, кроме основного импульса высокого напряжения, также и импульса напряжением 50 в, который опережает основной импульс.

Если можно пренебречь сопротивлением замкнутого коммутатора, то эквивалентная схема разветвителя может быть представлена в виде параллельного соединения ветвей с сопротивлением $R_1 + \rho$ и сопротивлением $R_2 + \rho$, где R_1 и R_2 — сопротивления в ветвях делителя, ρ — волновое сопротивление отрезков кабелей, подключенных на выходе и имеющих в данном случае волновое сопротивление, равное волновому сопротивлению формирующего кабеля.

Если амплитуда импульса синхронизации на выходе имеет величину $U_{m_1} = \frac{U_n}{n}$, где U_n — напряжение на общей нагрузке, n — коэффициент деления напряжения, то в соответствии с эквивалентной схемой разветвителя имеют место соотношения

$$U_{m_1} = \frac{\rho}{R_1 + \rho} U_n,$$

$$R_1 = \rho(n - 1).$$

Условия согласования цепи имеют вид

$$\frac{(\rho + R_1)(\rho + R_2)}{(\rho + R_1) + (\rho + R_2)} = \rho.$$

Пользуясь выражением для R_1 , определяем величину сопротивления R_2

$$R_2 = \frac{\rho}{n - 1}$$

и напряжение основного импульса U_{m_2} примет вид

$$U_{m_2} = \frac{U_n \rho}{R_2 + \rho} = \frac{U_n (n - 1)}{n}.$$

Для приведенной выше схемы генератора импульс синхро-

низации равен 50 в , коэффициент деления равен 21 , $U_n = 1000 \text{ в}$, а напряжение основного импульса равно 950 в .

В схеме рис. 4.24,а применены высоковольтные тиратроны типа 5С22; импульсы, формируемые этой схемой, могут иметь амплитуду от 5 до 25 кв и длительность фронта — около 2 нсек [69].

Все рассмотренные выше генераторы на тиратронах формируют импульсы, длительность которых может изме-

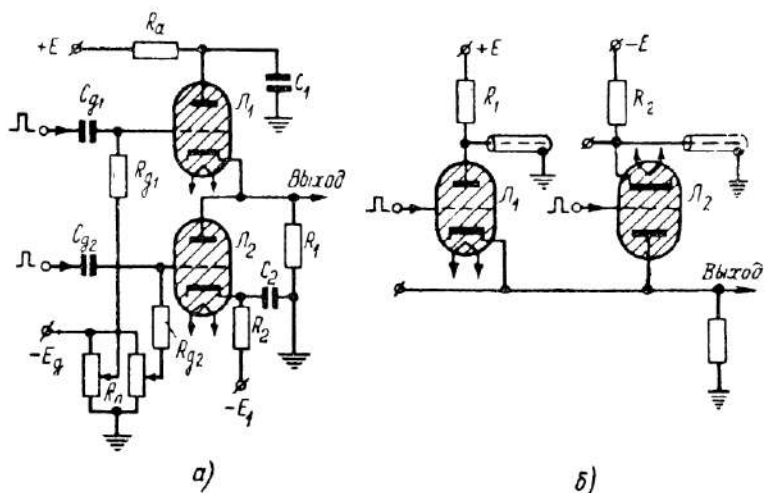


Рис. 4.25. Тиратронные схемы генераторов, формирующих импульсы с плавной регулировкой их длительности.

няться путем переключения отрезков формирующего кабеля, имеющих различную длину. Плавная регулировка длительности импульсов в этих схемах возможна только в том случае, если длина формирующей линии регулируется плавно. Схема генератора, в которой возможна плавная регулировка длительности импульса в больших пределах, может быть осуществлена, если использовать два тиратрона, работающих на общую нагрузку [70—72].

Одна из таких схем приведена на рис. 4.25,а [70]. В исходном состоянии оба тиратрона заперты за счет сеточного смещения. Если на сетку одного из тиратронов, например на сетку тиратрона $\mathcal{L}_1$, подан положительный пусковой импульс, то конденсатор C_1 начинает разряжаться через тиратрон и сопротивление нагрузки R_1 . На сопротивлении R_1 создается положительный перепад напряжения,

образующий фронт импульса с амплитудой U_{m_1} . Если затем подать положительный импульс на сетку тиратрона $\mathcal{L}_2$, то начнется разряд конденсатора C_2 через тиратрон и сопротивление R_1 , что создает на этом сопротивлении перепад напряжения отрицательной полярности с амплитудой U_{m_2} . Если подобрать параметры схемы так, чтобы напряжение U_{m_1} и U_{m_2} были равны, то амплитуды положительного и отрицательного импульсов на нагрузке R_1 будут одинаковы и в момент возникновения отрицательного перепада напряжения наступает срез импульса на выходе генератора. Регулируя моменты поступления импульсов запуска на сетки тиратронов $\mathcal{L}_1$ и $\mathcal{L}_2$, можно плавно изменять длительность формируемого импульса. В зависимости от того, какой из тиратронов откроется первым, можно получать на выходе импульс положительной или отрицательной полярности. При одновременном зажигании тиратронов генератор импульсов не вырабатывает.

Если запаздывание запуска тиратронов $\mathcal{L}_1$ и $\mathcal{L}_2$ относительно момента подачи на них пускового импульса соответственно равно $t_{з_1}$ и $t_{з_2}$, то длительность формируемого импульса определяется выражением

$$t_{\text{и}} = t' + t_{з_1} - t_{з_2},$$

где t' — время задержки подачи пускового импульса на тиратрон $\mathcal{L}_2$ относительно момента подачи на тиратрон $\mathcal{L}_1$. Если оба тиратрона однотипны и работают в одинаковом режиме, то можно считать $t_{з_1} = t_{з_2}$, и тогда длительность формируемого импульса $t_{\text{и}}$ определяется только разностью времени в моментах подачи импульсов на сетки тиратронов.

Запуск обоих тиратронов может производиться от одного пускового импульса, поступающего одновременно, но момент отпирания тиратронов регулируется величиной напряжения смещения подводимого к их сеткам. Стабильность длительности формируемого импульса здесь существенно зависит от стабильности зажигания тиратронов. Плавная регулировка длительности импульсов осуществляется в больших пределах с перекрыванием в несколько раз.

Данная схема может применяться также при исследованиях явлений, при наличии которых необходимо определить очередность двух сигналов по времени (режим анти-совпадений).

Применение в подобной схеме (рис. 4.25,б) двух пальчиковых тиратронов ТГИ1-3/1 и отрезков кабелей в качестве накопителей энергии позволяет формировать импульсы, длительность которых плавно регулируется в пределах от 15 до 100 нсек [71].

В качестве схем запуска описанных выше генераторов с тиратронами могут применяться различные импульсные генераторы микросекундного диапазона. Генерируемый этими схемами импульс запуска должен удовлетворять требованиям стабильного запуска того тиратрона, который применяется в запускаемом генераторе наносекундных импульсов. Он должен иметь достаточную амплитуду, длительность и необходимую крутизну фронта. Пусковая схема должна работать весьма стабильно. В качестве схем генераторов пусковых импульсов применяются схемы на тиратронах, блокинг-генераторы; вырабатываемые схемой импульсы подаются на тиратрон, обычно, через катодный повторитель.

4. ГЕНЕРАТОРЫ С РЕЛЕ

Одним из существенных недостатков тиратрона как коммутатора для генераторов наносекундных импульсов является недостаточная скорость коммутации, ограниченная длительностью процесса ионизации тиратрона. Длительность фронта формируемых импульсов при этом имеет порядок единиц наносекунд. В тех случаях, когда необходимо получить импульс, имеющий длительность фронта менее наносекунды, приходится применять коммутатор другого типа. К таким коммутаторам относятся электро-механические реле.

Электро-механические реле, имеющие весьма малую длительность коммутации, незначительное и достаточно постоянное сопротивление контакта, находят применение в качестве коммутирующих устройств генераторов весьма коротких импульсов. В схемах генераторов с реле можно получить импульсы, имеющие минимальную длительность фронта и среза.

В схемах генераторов используются как обычные электромагнитные реле, применяющиеся в автоматике и технике связи (поляризованные реле открытого типа и вакуумные) [73], так и реле, специально сконструированные для работы в схемах формирования коротких импульсов [74].

Время коммутации схемы с механическим реле значи-

тельно меньше, чем схемы на тиратронах. Реле осуществляет коммутацию путем периодического соприкосновения якоря и неподвижного контакта. Движение якоря происходит под действием переменного магнитного поля, создаваемого током в обмотке, соединенной с источником питания реле (с генератором напряжения звуковой частоты). Поэтому устойчивая работа электромеханического реле определяется как конструкцией механической системы, так и особенностями электрической цепи. Одни реле устойчиво работают в весьма ограниченной области частот, другие в более широкой области. Рабочая частота реле обусловлена резонансной частотой его механической колебательной системы. Сопротивление коммутации и постоянство его величины обусловлены конструкцией контактов реле. Величина тока, коммутируемого в контактах реле, в большинстве случаев значительно меньше величины тока в тиратроне.

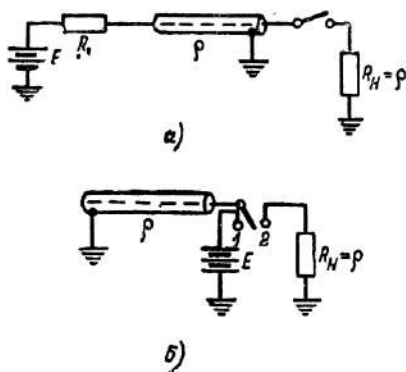


Рис. 4.26. Способы включения поляризованного реле.

При использовании обычного поляризованного реле в генераторах коротких импульсов возможны два способа его включения (рис. 4.26). В первом случае (рис. 4.26,а) формирующая линия заряжается через сопротивление R_1 , которое постоянно соединено с линией и источником питания, а разряд линии начинается с момента замыкания якоря реле на контакт. Во втором случае (рис. 4.26,б) заряд линии осуществляется непосредственно от источника питания при замыкании якоря, соединенного с центральным проводником линии, на первый (зарядный) контакт, а разряд начинается с момента замыкания на второй (разрядный) контакт реле.

В конструкциях генераторов с реле так же, как и в генераторах с тиратронами обычно предусматривается выход основного импульса и вспомогательного, предназначенного для запуска и синхронизации других схем, совместно с которыми используется данный генератор.

Применение генераторов, использующих поляризованные реле, показывает, что с их помощью возможно формировать импульсы, длительность фронта которых порядка наносекунды. Однако форма импульсов в ряде случаев может быть искажена как за счет недостатков самих реле (несовершенство контактов), так и за счет монтажа схемы генератора.

При формировании импульсов с длительностью фронта порядка одной наносекунды и менее монтаж должен быть выполнен особенно тщательно.

Для того чтобы избежать значительных размеров паразитных параметров в схеме, использующей обычное реле, необходимо изменение монтажа реле, сводящееся к устранению излишних деталей в месте подключения кабелей (формирующего и выходного). После улучшения монтажа, например, в схеме с поляризованным реле типа ТРЛС-43а можно получить на нагрузке, равной 75 ом, устойчивые импульсы напряжения от долей вольта до 120 в [75]. Длительность фронта импульса несколько больше 1 нсек и определяется, главным образом, паразитными параметрами схемы. Реле работает устойчиво в диапазоне 50—600 гц.

В схеме генератора с вакуумным реле типа РКВ на сопротивлении нагрузки 75 ом могут быть получены устойчивые импульсы с амплитудой от милливольт до 50 в, длительность фронта импульса около 1 нсек, а минимальная длительность импульса (на уровне 0,5 амплитуды) порядка 1,5—2 нсек. При повышении напряжения источника питания, подключаемого к формирующей линии, амплитуда импульсов возрастает, но устойчивость работы схемы нарушается, возникает искрение в контактах.

Как указывалось, при работе с обычными поляризованными реле форма импульсов может быть искажена благодаря недостаткам в конструкции контактов. За счет возможных многократных соприкосновений контакта и якоря в момент замыкания реле (за счет «дребезжания») нарастание фронта импульса иногда оказывается не плавным, а фронт принимает зубчатый вид, при этом начало плоской части импульса также искажается. Устранение этого недостатка иногда достигается путем выбора режима работы реле (амплитуды и частоты напряжения источника, питающего обмотку реле), а также изменением величины постоянного напряжения, подаваемого к контактам от формирующей линии.

Схема включения реле, показанная на рис. 4.26,б, может способствовать уменьшению таких искажений при формировании импульсов минимальной длительности. Здесь при повторных соприкосновениях якоря с разрядным контактом 2 он не доходит до зарядного контакта 1 и линия в это время дополнительно не заряжается. В схеме включения реле, показанной на рис. 4.26,а для этой же цели необходимо брать зарядное сопротивление R_1 возможно большей величины, если частота следования импульсов это допускает.

Для уменьшения паразитных параметров монтажа генератора применяются реле, специально сконструированные для схем генераторов наносекундных импульсов [51] и приспособленные для монтажа в коаксиальной схеме (рис. 4.27). Такое реле выполняется в виде медного цилиндра, служащего внешним проводником коаксиальной системы, внутри которого крепится на изоляторах внутренний проводник (стальной, покрытый серебром), состоящий из двух частей — неподвижной и подвижной (крепится на тонкой стальной пластинке). Обе части внутреннего проводника имеют платиновые контакты, рассчитанные на пропускание тока значительной величины. Подвижный контакт приводится в движение и совершает колебания на своей резонансной частоте (100—150 гц) под действием магнитного поля катушки, расположенной на внешнем проводнике реле.

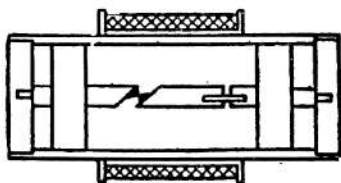


Рис. 4.27. Механическое реле для коаксиальной системы.

Размеры внешнего и внутреннего проводников реле выбраны так, что волновое сопротивление системы реле соответствует волновому сопротивлению кабеля, присоединенного к обоим концам реле. С помощью реле данного типа можно получить импульсы с амплитудой более 100 в на нагрузке 75 ом при длительности фронта 0,6—0,8 нсек. При больших амплитудах импульса наступает искрение контактов, однако работа реле может продолжаться, если амплитуду колебаний пластинки так уменьшить, чтобы контакты механически не замыкались, а коммутация при этом осуществлялась через искру. В таком режиме реле достаточно устойчиво работает при напряжении на линии до 600 в.

Так как во всех реле, имеющих механические твердые контакты, возможно многократное соприкосновение контактов при их замыкании («дребезжание»), приводящее к искажению формы импульса, то для устранения этого недостатка предложены реле со смачиваемыми контактами. В таких реле коммутация осуществляется путем соприкосновения двух смачиваемых контактов или одного твердого контакта с жидкой проводящей средой. В качестве жидкой среды используется ртуть.

Простейшая конструкция реле с одним твердым контактом показана на рис. 4.28 [76]. Внутри стеклянной капсулы в каплю ртути периодически погружается платиновая игла, приваренная к свободному концу вибрирующей стальной пластинки.

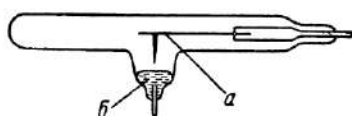


Рис. 4.28. Капсула ртутного реле с одним жестким контактом:
а — якорь, б — ртуть.

Пластика приводится в колебательное движение магнитным полем катушки реле, расположенной на медном цилиндре, в котором помещается стеклянная капсула.

Такая конструкция в значительной степени устраняет многократные соприкосновения контактов в момент их замыкания благодаря смачиванию иглы ртутью. Для повышения надежности работы реле капсула может быть заполнена водородом, что препятствует окислению ртути и, следовательно, ее загрязнению вследствие возможного искрения в месте контакта. Для уменьшения влияния паразитных параметров присоединение концов кабелей производится непосредственно к выводам, сделанным из капсулы. Горизонтальный вывод является продолжением держателя вибрирующей пластинки, а вертикальный вывод имеет постоянный контакт с каплей ртути в капсуле. Наружная оплетка кабелей соединяется с медным цилиндром, в котором помещена капсула.

В схеме с таким реле получают импульсы, имеющие длительность фронта порядка 1 нсек и менее. Амплитуда импульса может плавно регулироваться от долей вольта до 50 в и остается весьма стабильной во время работы при условии, что напряжение источника питания стабильно. Частота повторения импульсов определяется резонансной частотой колебаний пластинки реле. Устойчивость работы реле зависит от степени ухода частоты напряже-

ния источника питания обмотки реле от резонансной частоты. При отклонении частоты источника питания от резонансной амплитуда колебаний пластинки уменьшается и игла перестает касаться ртути.

Ртутное реле более сложной конструкции, которое нашло применение в ряде генераторов наносекундных импульсов, изображено на рис. 4.29 [74]. В стеклянной колбе, нижняя часть которой заполнена ртутью, смонтированы контакты. Один контакт в виде длинного пружинящего якоря, сделанного из ферромагнитного материала, имеет капилляры, по которым поднимается ртуть. Второй контакт неподвижен и сделан в виде платинового шарика, прикрепленного к небольшому полюсному наконечнику, впаянному в верхней части колбы.

Поступающая к месту соединения ртуть смачивает оба контакта и при замыкании образуется надежное соединение. Якорь прикасается к контакту в точке, близкой к центру системы, что ограничивает силу толчка, отбрасывающего якорь до такой величины амплитуды, значение которой недостаточно для нарушения ртутного моста, образующегося при замыкании якоря на контакт. Таким образом, полностью устраняется дребезжание контактов при замыкании реле.

Якорь приводится в движение переменным магнитным полем, создаваемым током в катушке, расположенной на медном цилиндре, в котором помещается колба. В целях повышения надежности работы реле пространство внутри колбы заполняется водородом под давлением в 10 атм. Реле включается в схему генератора как часть коаксиальной системы, что требует согласования отдельных ее участков.

В генераторе с таким реле можно получить устойчивые импульсы напряжения с амплитудой до 50 в. Дальнейшее увеличение амплитуды импульса может привести к нарушению работы реле, в результате возможного испарения ртути в месте контакта.

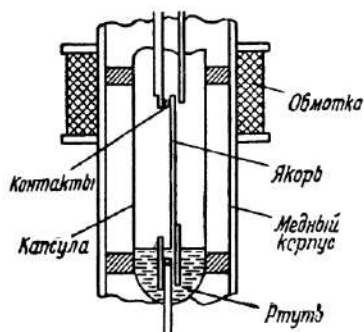


Рис. 4.29. Ртутное реле со смачиваемыми контактами.

Другой оригинальной конструкцией ртутного реле с одним твердым контактом является реле, разработанное П. С. Селезевым, Л. Н. Тюльниковым и А. В. Моисеевым [77]. В стеклянной колбе 1 (рис. 4.30) имеется якорь 2 в виде вибрирующей стальной пластинки. На свободном конце пластинки укреплен плоский платиновый наконечник 3 (первый контакт реле). В нижней части колба имеет сужение. Оно сделано для того, чтобы вместе со стеклянной трубочкой 4, помещенной на конце нижнего молибденового вывода, образовать капилляр. В результате этого ртуть, заполняющая нижнюю часть колбы, держится в капилляре на одном уровне и уравнивает ртутный столбик в центральной трубке. На конце этой трубки ртуть образует выпуклый мениск 5 (второй контакт реле). При вибрации якоря платиновый наконечник каждый период, касаясь капли ртути, срезает ее и, таким образом, осуществляется коммутация без дополнительных соприкосновений контактов (без «дребезжания»). Капля ртути затем восстанавливается за счет ртути, поступающей из трубки. Пространство внутри колбы заполняется водородом под давлением около 10 атм. В верхней и нижней части колбы имеются молибденовые выводы, соединенные соответственно с якорем и ртутью. Колба помещается в медный цилиндр, на котором расположена катушка реле. Для предварительного подмагничивания якоря снаружи катушки помещен постоянный магнит.

В генераторе, использующем такое реле [31], получают импульсы, имеющие длительность фронта порядка 0,5—0,8 нсек и амплитуду, регулируемую от 0,1 до 120 в. Частота повторения определяется резонансной частотой колебаний якоря и равна 400 гц.

Дорн [78] разработал ртутный коммутатор вращающегося типа, позволяющий получать в генераторе импульсы с частотой следования до 12 кгц. Коммутатор состоит из неподвижной части в виде кольца, сделанного из изоляционного материала с рядом малых контактов, расположенных на внутренней поверхности кольца (рис. 4.31), и вращающегося общего контакта, не показанного на рисунке. Вращающимся контактом является струя рту-

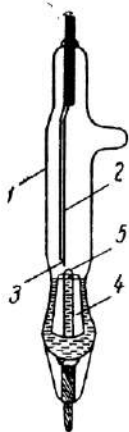


Рис. 4.30. Колба реле с одним жестким контактом и ртутной каплей (второй контакт).

ти, выпрыскиваемая из сопла с помощью центробежного насоса. Ртуть попадает на неподвижные контакты, расположенные в определенной последовательности, а затем падает обратно в резервуар. К ртутному резервуару и каждому контакту подведен проводник. Отводы от контактов имеют малую длину и присоединены к общей коаксиальной системе. Центральный контакт коммутатора вращается со скоростью до 150 об/сек. При наличии 81 контакта частота следования импульсов с таким коммутатором может достигать 12 000 гц. Амплитуда генерируемых импульсов составляет 50 в на нагрузке 50 ом. Длительность фронта импульса менее 2 нсек. Если формирующая линия успевает разрядиться прежде, чем ртутная струя сойдет с контакта, то при разрыве контакта исключается искрение. Испытания коммутатора показали, что возможны появления небольших импульсных помех, связанных, по-видимому, с наличием брызг ртути или с шумом мотора центробежного насоса.

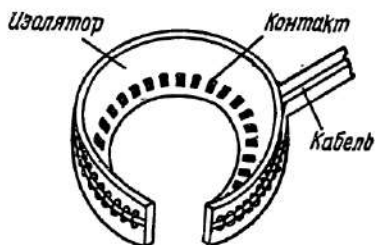


Рис. 4.31. Схематическое устройство вращающегося ртутного коммутатора (статор).

С помощью такого коммутатора в генераторе могут быть получены импульсы либо одной полярности (рис. 4.32,а), либо чередующиеся импульсы положительной и отрицательной полярностей. В последнем случае применяется коммутатор с несколькими сегментами, а генератор содержит несколько формирующих линий. Один из примеров такой схемы включения коммутатора приведен на рис. 4.32,б.

Схемы генераторов с реле достаточно просты. На рис. 4.33 приведена схема такого генератора [79], позволяющая получить одновременно три импульса, сдвинутых во времени друг относительно друга.

При разомкнутом реле формирующий кабель заряжается через сопротивление R_1 , а с момента замыкания реле он разряжается на согласованную нагрузку. Нагрузка складывается из сопротивлений R_2, R_3, R_4, R_5 и сопротивлений выходных кабелей, замкнутых на активные сопротивления, равные их волновым сопротивлениям. В данной схеме условие согласования формирующего кабеля с на-

грузкой выполняется, если сопротивления делителя имеют величину

$$R_2 = R_3 = R_4 = R_5 = \frac{\rho}{2},$$

где ρ — волновое сопротивление кабеля. При этом амплитуды выходных импульсов равны

$$U_1 = U_2 = U_3 = \frac{E}{6},$$

где E — напряжение источника питания.

Возможно применение согласованного делителя, на выходе которого импульсы имеют различную амплитуду (как указано в § 3 для случая тиратронного генератора). Если

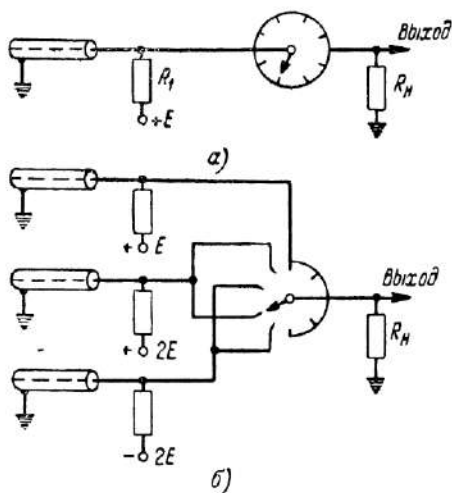


Рис. 4.32. Схемы включения вращающегося коммутатора.

один из выходов не используется, то он должен оставаться нагруженным на сопротивление, равное волновому сопротивлению кабеля данного выхода.

Амплитуда импульсов в схемах с реле весьма стабильна по величине, при этом ее стабильность определяется стабильностью напряжения источника питания, подключаемого к формирующей линии. В данной схеме амплитуда выходных импульсов регулируется путем изменения на-

пряжения источника питания, что производится с помощью переключений ступенчатого делителя и плавной регулировки потенциометром. Диапазон изменения амплитуды от одного милливольт до десятков вольт.

В этом генераторе применено ртутное реле со смачиваемыми контактами (рис. 4.29), работающее на частоте 120 гц. Длительность фронта генерируемого импульса порядка 0,2 нсек. Длительность фронта и среза тем меньше, чем качественнее выполнен монтаж и согласование от-

ществить синхронизацию работы генератора внешним импульсом. Релейные генераторы имеют низкую частоту следования импульсов.

В целях устранения некоторых из перечисленных недостатков Л. Н. Тюльниковым [31] предложена схема с автоматической стабилизацией частоты генератора, питающего обмотку реле. Блок-схема такого генератора приведена на рис. 4.34. Как видно из этой схемы, здесь применяется замкнутая петля, образующая своеобразную цепь обратной связи электромеханической системы, включающей блок формирования, основным элементом которого является реле, и блок генератора, питающего обмотку реле. Эта замкнутая цепь обеспечивает синхронизацию частоты ге-



Рис. 4.34. Блок-схема генератора с автоматической стабилизацией частоты напряжения питания обмотки реле.

нератора, питающего реле, механической колебательной системой самого реле. Таким образом, устраняется возможность ухода частоты этого генератора относительно резонансной частоты якоря реле. В простейшем случае данная схема может состоять из блока формирования с реле, цепи задержки и одного каскада усиления. Если амплитуда напряжения исходного импульса, формируемого с помощью разрядной линии, реле и нагрузки, достаточна, то после прохождения импульсом фазовращающей цепи (цепи задержки и усилителя) в обмотке реле может поддерживаться ток необходимой величины и имеющий частоту, равную частоте механической колебательной системы реле. Это объясняется тем, что моменты поступления энергии в обмотку реле определяются моментами срабатывания самого реле и временем прохождения сигнала по цепи обратной связи. При правильном подборе фазы (регулируемой с помощью цепи задержки) и амплитуды (определяемой величиной усиления) напряжения, поступающего через цепь обратной связи к обмотке реле, достигается устойчивая работа реле.

В случае, если в блоке формирования наносекундных импульсов их амплитуда принимает малые значения (десятые или сотые доли вольта), то необходимо включить в цепь обратной связи еще каскад предварительного усиления.

До настоящего времени остаются неустраненными такие недостатки генераторов с ртутными реле, как низкая частота повторения (не считая реле вращающегося типа, которое имеет значительные паразитные параметры) и небольшая предельная амплитуда импульсов, равная 100—150 в.

5. ГЕНЕРАТОРЫ С КОММУТАЦИЕЙ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМПАХ

Рассмотренные выше генераторы с разрядной линией основаны на свойствах формирующего двухполюсника при наличии перепада напряжения.

При формировании наносекундных импульсов находят также применение генераторы, работа которых основана на свойствах формирующего двухполюсника при наличии

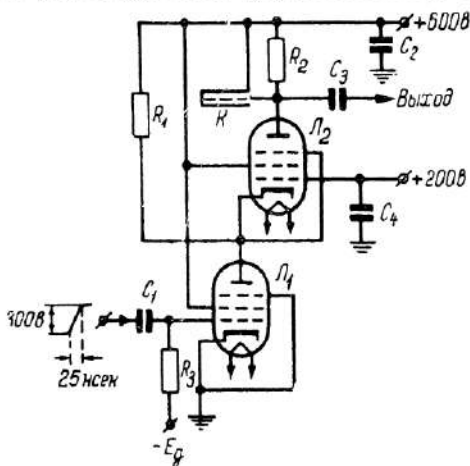


Рис. 4.35. Схема генератора с коммутацией на электронной лампе.

необходимого при этом перепада тока. В качестве источника перепада тока используется, например, схема на пентоде. Генераторы, имеющие электронные лампы в качестве коммутатора, позволяют получать импульсы с частотой следования значительно большей, чем в генераторах с тиратронами и реле.

На рис. 4.35 приведена схема генератора с формирующей линией и пентодом типа EF55, обеспечивающим требуемый перепад тока [80]. В исходном состоянии обе лам-

пы заперты и ток в нагрузке R_2 отсутствует. Пусковой импульс положительной полярности с крутым фронтом, полученный от блокинг-генератора, подается на сетку первого пентода $\mathcal{L}_1$ (две лампы, соединены параллельно). За время, в течение которого ток в лампе $\mathcal{L}_1$ достигает максимума, равного нескольким амперам, паразитные емкости, имеющиеся в цепи анода лампы $\mathcal{L}_1$ и катода лампы $\mathcal{L}_2$, успевают разрядиться от 600 в примерно до 200 в, что соответствует положительному напряжению на управляющей сетке второй лампы.

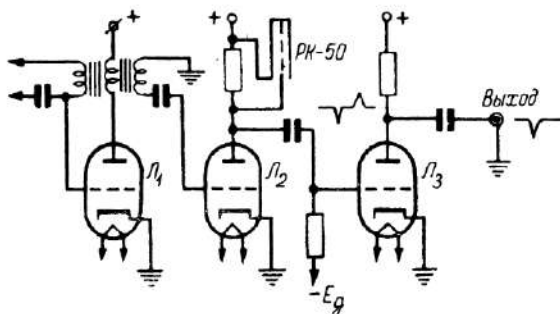


Рис. 4.36. Схема генератора коротких импульсов треугольной формы.

В результате отрицательного перепада напряжения, создающегося на катоде второй лампы $\mathcal{L}_2$, она открывается и через сопротивление R_2 протекает ток постоянной величины (порядка 2 а). Отрицательный перепад напряжения, возникающий при этом на аноде лампы $\mathcal{L}_2$, передается вдоль отрезка кабеля, короткозамкнутого на конце. После отражения от конца линии этот перепад возвращается с противоположной фазой, в результате чего формируется срез импульса. Таким образом, на аноде лампы $\mathcal{L}_2$ создается короткий импульс, длительность которого определяется длиной отрезка кабеля. Длительность фронта и среза импульса зависит от длительности перепада напряжения, подаваемого на линию, которая определяется скоростью срабатывания схемы на пентоде $\mathcal{L}_2$. Длительность фронта выходного импульса в этой схеме равна нескольким наносекундам. Генератор может работать с частотой повторения импульсов до 100 кГц.

Ю. Н. Прозоровским [81] предложена схема генератора коротких импульсов треугольной формы. Генератор состоит из формирующего двухполюсника, каскада, создаю-

щего перепад тока, и ограничителя (рис. 4.36). В случае применения пентода в качестве генератора тока фронт перепада тока линеен лишь в средней его части, а начало и конец искажены за счет влияния паразитных емкостей. Искажение фронта у вершины импульса в данной схеме исключается, так как формирующая линия имеет время задержки сигнала меньше, чем длительность фронта перепада тока. Применение же ограничения снизу позволяет устранить искажение фронта в начальной его части. В результате в генераторе формируются импульсы чисто треугольной формы.

Пусковой импульс положительной полярности подается на вход блокинг-генератора на лампу L_1 , который генерирует импульсы с крутым фронтом 4000 в/мксек. Этот импульс подводится к управляющей сетке лампы L_2 , работающей в режиме генератора перепада тока. Вместо пентода здесь применен генераторный УВБ триода LV-13, работающий с малой нагрузкой при анодном напряжении 800—1000 в. При таком режиме данный триод может работать в качестве генератора тока. Анодный ток лампы в импульсе равен $2a$, что позволяет получить достаточно мощный генератор коротких импульсов.

Анодной нагрузкой лампы L_2 является отрезок кабеля РК-50 (волновое сопротивление 157 ом) и омическое сопротивление, равное 150 ом. В анодной цепи лампы L_2 формируются два треугольных импульса отрицательной и положительной полярностей соответствующих фронту и срезу импульса, отпирающего лампу. Отрицательный и нижняя часть положительного импульсов отсекаются в ограничительном каскаде L_3 . Верхняя часть положительного импульса при этом дополнительно усиливается лампой ограничителя.

Выходной импульс отрицательной полярности имеет правильную треугольную форму и скорость нарастания фронта порядка 30 000 в/мксек. Длительность импульса может регулироваться путем изменения смещения на сетке лампы L_3 от 3 до 19 нсек. Амплитуда импульса на нагрузке в 150 ом при этом изменяется соответственно от 50 до 600 в. Частота повторения импульсов может быть получена до нескольких сотен кГц.

Схема генератора может быть видоизменена для получения импульсов положительной полярности. В этом случае ограничительный каскад необходимо перевести в режим катодного повторителя, однако крутизна фронта

при этом падает до 4 000 в/мксек. Применение в данном генераторе ламп приемного типа, например, 6П9 (в триодном включении) позволяет получить импульсы с амплитудой не более 30—50 в.

Генераторы наносекундных импульсов, использующие электронные лампы в качестве коммутирующих устройств, предъявляют жесткие требования к пусковому импульсу. Крутизна фронта пускового импульса должна быть весьма большой. При формировании в таких генераторах импульсов с весьма малой длительностью фронта порядка наносекунды возникает затруднение, связанное с появлением паразитных всплесков до и после основного импульса, вызванных просачиванием через емкость C_{ag} выходной лампы вспомогательных импульсов из предыдущих частей схемы.

6. ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОГО НАПЯЖЕНИЯ В СХЕМАХ С ИСКРОВЫМИ РАЗРЯДНИКАМИ

При напряжении, превышающем 100 в, в контактах большинства механических и ртутных реле наблюдается возникновение искры, которая и определяет момент начала разряда формирующей линии. При искрении контактов в большинстве случаев нарушается стабильность работы коммутаторов, а также возможно и повреждение коммутатора.

В схемах с тиратронами, рассчитанными на высокое напряжение, можно получить импульсы с амплитудой порядка единиц и десятков киловольт, но минимальная длительность фронта импульса ограничивается временем ионизации тиратрона.

Для формирования импульсов высокого напряжения с весьма малой длительностью фронта в схемах генераторов наносекундных импульсов в качестве коммутирующего элемента применяется искровой разрядник.

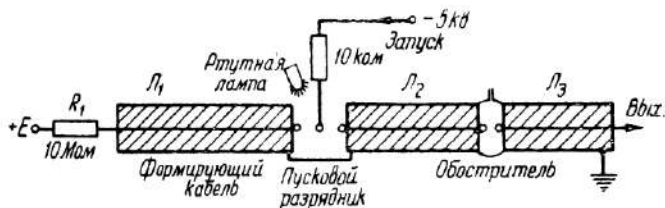
Рядом исследователей [82—88] установлено, что скорость пробоя искрового промежутка при атмосферном давлении возрастает с увеличением приложенного к электродам напряжения. Если приложенное напряжение значительно превышает пробивное для данного промежутка, то время основного пробоя (время коммутации) может быть меньше одной наносекунды.

Ценное свойство искрового разрядника заключается в возможности пропускания им весьма больших токов. Кроме того, применение в разряднике добавочного третье-

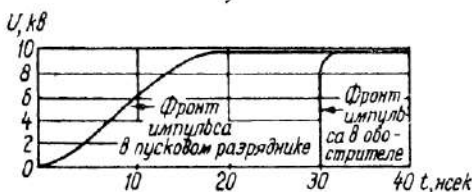
го электрода позволяет создать коммутатор, управляемый пусковым импульсом.

Используя указанные свойства пробоя искрового промежутка, Флетчер [87] разработал и исследовал два варианта схемы генератора наносекундных импульсов, с помощью которого получены импульсы высокого напряжения с длительностью фронта 0,3 и 0,4 нсек.

На рис. 4.37,а приведена схема, поясняющая работу генератора. Здесь формирующий кабель L_1 заряжается



а)



б)

Рис. 4.37. Схема генератора с двумя искровыми промежутками.

через сопротивление R_1 от источника с напряжением E , равным 20 кВ. Центральный проводник этого кабеля соединен с одним из электродов пускового промежутка, который состоит из двух участков. Первый участок длиной l образован левым и средним электродами в виде шаров, размещенных точно по направлению центрального проводника. Второй участок длиной $\frac{l}{4}$ образован средним и правым электродами.

Напряжение E , подводимое к первому участку пускового промежутка, меньше пробивного напряжения. Поэтому пробой первого участка наступает лишь при подаче на средний электрод отрицательного пускового импульса, в результате которого средний электрод заряжается до на-

пряжения *E*. Второй участок, имеющий меньшую длину, сказывается под напряжением, превышающим пробивное напряжение примерно на 400%, что приводит к быстрому пробоем этого участка.

Формируемый в пусковом промежутке импульс поступает на кабель L_2 . Длительность фронта этого импульса порядка 20 *нсек*. Такая длительность не связана со свойствами второго участка пускового промежутка, она обусловливается тем, что в начале пробоя ток на первом участке не может достигнуть необходимого значения из-за большого сопротивления пускового генератора (на этом сопротивлении падает значительная часть напряжения) и имеет величину порядка двух ампер. После пробоя второго участка сопротивление промежутка определяется малой величиной волновых сопротивлений кабелей L_1 и L_2 и ток достигает величины 200 *a*.

В целях обострения импульса применяется второй искровой промежуток, так называемый обостритель, который отделен от пускового промежутка кабелем L_2 . Возникший в пусковом промежутке импульс через разделительный кабель поступает к разряднику с весьма коротким промежутком, который оказывается под напряжением, значительно превышающим пробивное. Пробой протекает очень быстро, но по времени он запаздывает относительно момента прихода импульса. Запаздывание начала пробоя свойственно каждому искровому промежутку. Если запаздывание длится более 20 *нсек*, то пологая начальная часть импульса, поступающего в обостритель, успевает пройти (рис. 4.37,б) и тогда фронт импульса, формируемого в обострителе, определяется скоростью пробоя в нем. Для получения необходимого времени запаздывания начала пробоя в обострителе пространство заполняется азотом под высоким давлением. Для ускорения пробоя (уменьшения времени коммутации) искровой промежуток беруг равным 0,025 *мм*.

В таком генераторе получают импульсы с амплитудой 10 *кв* при длительности фронта 0,3 *нсек*. Запаздывание начала пробоя обострителя не является строго стабильным, что объясняется особенностями процессов в газе, заполняющем промежуток, и зависит от ряда факторов: длительности пробоя, частоты повторения, свойства газа и др. Поэтому бывает трудно обеспечить стабильное и необходимое по величине запаздывание разряда в обострителе.

Другой вариант схемы такого генератора исключает ряд этих недостатков. Генератор имеет один искровой промежуток, пространство которого заполнено азотом под высоким давлением. Обострение формируемого импульса происходит в том же промежутке благодаря применению высокочастотного конденсатора, подключаемого к электродам разрядника (рис. 4.38). Здесь ρ — волновое сопротивление кабелей. Если разрядник поджигался бы мгновенно,

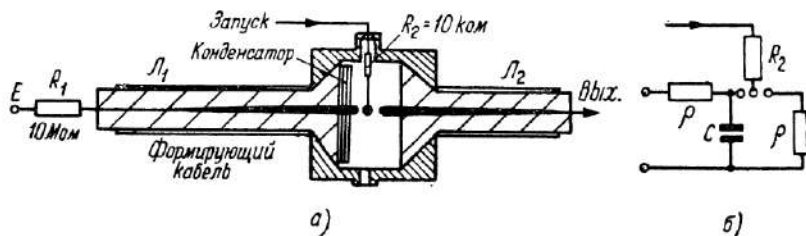


Рис. 4.38. Генератор с искровым промежутком.

а — схематическое устройство, б — эквивалентная схема разрядной камеры.

то напряжение, подаваемое к выходному кабелю, было бы равно

$$\frac{E}{2} \left(1 + e^{-\frac{2t}{\rho C}} \right)$$

и вызвало бы всплеск, который спадал с постоянной времени $\frac{\rho C}{2}$. Если эта постоянная времени порядка времени нарастания импульса в разряднике без обостряющей цепи, то в случае разрядника с обостряющей цепью можно получить импульсы с крутым фронтом без искажений. После точной регулировки длины обоих участков искрового промежутка и подбора величины обостряющей емкости генератор будет работать надежно. Данная схема формирует импульсы с амплитудой до 20 кВ при длительности фронта 0,4 нсек.

Для ускорения процесса коммутации в схемах с искровыми разрядниками к ним желательно подводить первичные импульсы с амплитудой, превышающей пробивное напряжение разрядника, и имеющие длительность фронта, близкую к длительности образования пробоя в данном разряднике.

На рис. 4.39 приведена схема генератора [87], в которой напряжение, превышающее пробивное для основного раз-

рядника 3, подается от специальной цепи, формирующей импульс высокого напряжения с помощью разрядника 2, который, в свою очередь, пробивается под действием ультрафиолетового света пускового промежутка 1. Здесь искровой промежуток 3 немного длиннее, чем промежуток 2. На промежуток 2 подано напряжение на 50—100 в меньше пробивного (пробивное 2500 в). Когда пусковой промежуток 1 пробивается, наступает пробой промежутка 2, в результате чего удваивается напряжение на основном промежутке 3. Предварительно заряженная линия K_2 разряжается, и на выходе формируется импульс высокого

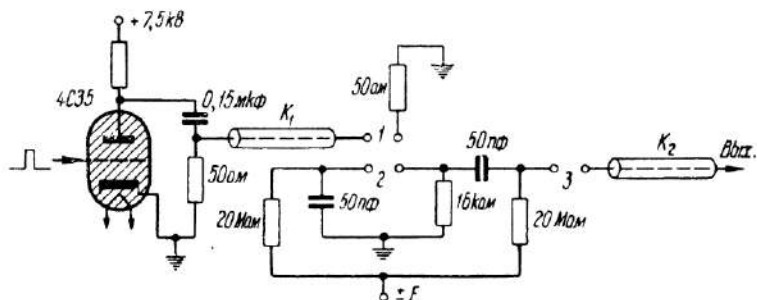


Рис. 4.39. Схема генератора с тремя разрядниками.

напряжения длительностью в несколько наносекунд при длительности фронта около 1,5 нсек.

Хэд [69] разработал схему так называемого генератора импульсов дельта-функции, являющегося генератором коротких импульсов высокого напряжения, имеющих остроугольную форму. В отличие от рассмотренных схем с разрядниками в данном генераторе в качестве источника первичных импульсов высокого напряжения применен тиратронный генератор, а искровой промежуток используется как обостритель импульсов.

Тиратронный генератор собран на двух последовательно соединенных тиратронах типа 5C22, рассчитанных на работу с высоким напряжением и обеспечивающих значительный ток в импульсе (до 500 а). Принцип работы и достоинства такого генератора, работающего на двух тиратронах, рассмотрены в § 3 данной главы. Тиратронная схема запускается импульсом с амплитудой в 200—500 в при длительности фронта 5 нсек. На выходе этого генератора получаются импульсы напряжения с амплитудой до

25 кВ, длительностью 80 нсек при длительности фронта 1,75 нсек.

Первичный импульс от тиратронного генератора через разделительную линию поступает на коаксиальную систему основной части генератора дельтовидных импульсов. Коаксиальная система содержит искровой промежуток и дифференцирующий участок, выполненный в виде короткозамкнутого отрезка линии, образующего Т-образное соединение с основной коаксиальной линией. В коаксиальной системе происходит обострение и затем укорочение импульса высокого напряжения.

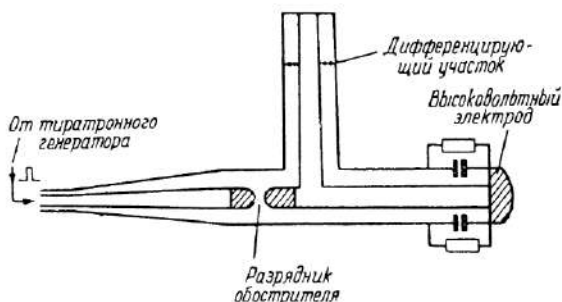


Рис. 4.40. Коаксиальная система генератора дельтовидных импульсов.

На рис. 4.40 схематически показано устройство коаксиальной системы, содержащей обостритель и укорачивающий участок. Искровой промежуток обострителя образован электродами, расположенными в разрыве центрального проводника коаксиальной системы. Длина промежутка регулируется до некоторой оптимальной величины. На выходе системы монтируется распределенная нагрузка сопротивлением в 50 ом. Волновое сопротивление линии также равно 50 ом. Для сохранения формы импульса после его обострения и укорачивания вся коаксиальная система тщательно согласовывается.

Импульс прямоугольной формы от тиратронного генератора (рис. 4.41,а) подается через кабель к коаксиальной системе генератора дельтовидных импульсов и вызывает пробой искрового промежутка. После прохождения искрового промежутка крутизна фронта импульса возрастает и длительность фронта становится равной 0,6 нсек (рис. 4.41,б). Проходя далее вдоль линии, импульс поступает к месту Т-образного соединения линии с укорачи-

вающим участком. При правильной регулировке длины короткозамкнутого укорачивающего участка, импульс, пройдя Т-образное соединение, значительно укорачивается и сохраняется только начальная его часть, длительностью около 2,5 нсек. В результате на выходе генератора формируется импульс остроконечной или так называемой дельтовидной формы (рис. 4.41, в). У этого импульса высокого напряжения, имеющего весьма крутой фронт, отсутствуют нежелательная осцилляция и выбросы напряжения. Нестабильность момента возникновения выходного импульса

менее 1 нсек и связана с нестабильностью пробоя искрового промежутка и зажигания тиратрона.

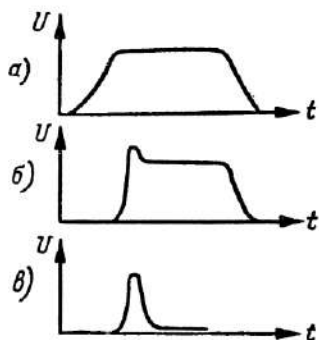


Рис. 4.41. Осциллограммы импульсов в генераторе дельтовидных импульсов.

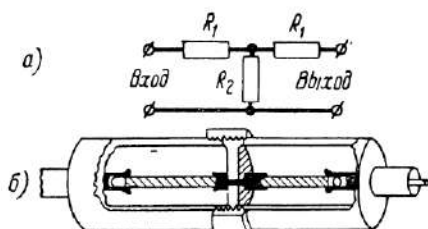


Рис. 4.42. Схематическая конструкция делителя напряжения для наносекундного диапазона.

При работе с генераторами коротких импульсов высокого напряжения в случае необходимости получения одновременно и импульсов значительно меньшего напряжения (например, для целей синхронизации) могут быть применены специальные делители напряжения, согласованные с коаксиальной системой генератора.

В качестве делителей напряжения могут быть применены как цепи с сосредоточенными параметрами, так и, главным образом, цепи с распределенными параметрами. Используя Т-образную цепь делителя (рис. 4.42, а) Эллиот [89] предложил простую конструкцию делителя, имеющего малые паразитные параметры (рис. 4.42, б).

Внутри цилиндрического экрана расположен центральный стержень из керамики. В качестве элементов сопротивлений R_1 (последовательная ветвь делителя) использованы сопротивления, представляющие собой слой из углеродистого вещества, нанесенный на центральный изоляционный стержень, а в качестве элемента сопротивле-

ния R_2 (параллельная ветвь делителя) — слой, нанесенный на диск из керамики, который имеет контакт с центральным стержнем. На диск углеродистый слой нанесен с одной стороны для того, чтобы избежать паразитной емкости. Для устранения влияния вихревых токов на величину сопротивления делителя, толщина углеродистого слоя берется весьма малой. Такая конструкция позволяет получить хорошую переходную характеристику делителя (время нарастания менее одной наносекунды).

На рис. 4.43 изображен делитель с распределенной системой [88]. В основе делителя лежит простейшая система деления (рис. 4.43,а), где последовательный и параллельный элементы сопротивления R_1 и R_2 образуются входными сопротивлениями двух

концентрически расположенных коаксиальных линий (рис. 4.43,б). Линия с малым сопротивлением R_2 представляет собой цилиндрическую трубку из керамики (двуокиси титана, диэлектрическая проницаемость ко-

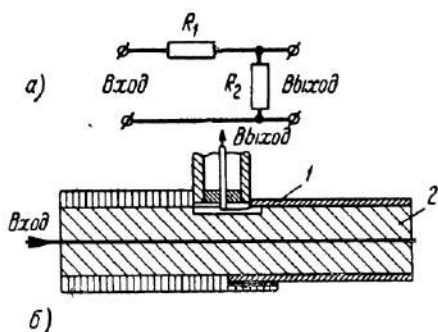


Рис. 4.43. Делитель напряжения в виде двух линий:

1 — линия из двуокиси титана, 2 — полиэтиленовый кабель.

торого не зависит от частоты вплоть до 30 000 МГц) с нанесенными тонкими слоями серебра на наружной и внутренней поверхности. Второй линией, расположенной внутри первой, является кабель 2 с полиэтиленовой изоляцией. Выходной отвод берется с внутреннего проводника первой линии через отверстие в керамике. Место отвода подбирается так, чтобы соответствующие участки линии были согласованы и выходной импульс был без искажений. Искажения импульса не превышают 10% при крутых перепадах, длящихся всего 0,3 или 0,4 нсек.

Достаточно хорошие характеристики имеет делитель, выполненный в виде линии, обладающей большим затуханием, и представляющий собой конструкцию, применяющуюся в качестве нагрузочного сопротивления в технике сверхвысоких частот. Практическое применение находит выпускающееся промышленностью нагрузочное сопротив-

ление типа НС-1, являющееся одновременно и делителем. В данной конструкции (рис. 4.44) взято цилиндрическое сопротивление типа УНУ, сделанное в виде углеродистого покрытия, нанесенного на керамический стержень, и имеющее рабочую длину 10 см при диаметре 2,5 см. Сопротивление помещено в алюминиевый экран переменного сечения, диаметр которого изменяется по экспоненциальному закону. Слой углеродистого покрытия имеет одинаковую толщину вдоль стержня. Толщина слоя мала и поэтому можно не учитывать влияние скин-эффекта вплоть до ча-

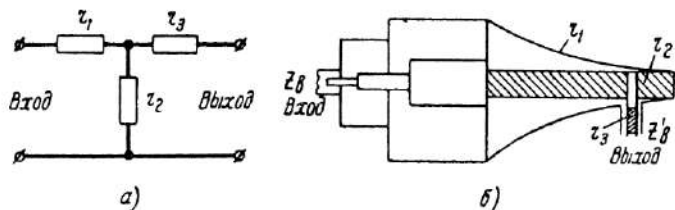


Рис. 4.44. Схематическая конструкция делителя типа НС-1.

стот, превышающих 1000 Мгц. В конструкции предусмотрен отвод делителя, рассчитанного на ослабление в 20 дБ при мощности до 10 вт. Отвод выполнен с таким расчетом, чтобы коэффициент деления по мощности $n=80$.

Расчет коэффициента деления производится по формуле

$$n = \frac{(r_2 + r_3 + Z'_B)^2 Z_B}{r_2^2 Z'_B} = \frac{(r_2 + r_3 + \rho)^2}{r_2^2};$$

обозначения видны на рис. 4.44. Волновое сопротивление входа и выхода делителя $Z_B = Z'_B = \rho$ и равно 75 ом. Сопротивления $r_1 = r_3 = 58$ ом, а сопротивление $r_2 = 17$ ом. В качестве сопротивления r_3 используется сопротивление типа УНУ-0,25 величиной 58 ом, помещенное в экран диаметром 7 мм. Переход от линии с экспоненциальным экраном к линии стандартных размеров с волновым сопротивлением 75 ом, например к кабелю РК-1, выполнен в виде двухступенчатого перехода. Данный делитель имеет коэффициент стоячей волны не более 1,1,

ГЛАВА ПЯТАЯ

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Преобразование импульсов является одной из задач импульсной техники. В результате преобразования происходит изменение временного положения импульсов, их величины или формы. Преобразование является также методом формирования импульсов наносекундной длительности.

Характер изменений, которые претерпевает сигнал в преобразователе, определяется типом преобразователя. Наиболее важными типами преобразователей являются линии задержки, трансформаторы, ограничители амплитуды и цепи для изменения длительности импульсов.

Линии задержки находят широкое применение в схемах формирования импульсов наносекундной длительности так же, как и в импульсных схемах микросекундного диапазона. В зависимости от характера устройства, в которых линии задержки применяются, последние могут быть использованы для различных целей.

В гл. 4 были рассмотрены линии, используемые в качестве формирующих элементов генераторов.

Линии, выполняя функцию задержки импульсов во времени, могут являться составной частью основного каскада импульсного генератора (как в схеме регенеративного импульсного генератора, рассмотренного в гл. 3) или создают на выходе генератора необходимую задержку полученного импульса без искажения его формы. В других случаях линии задержки применяются для получения заданного временного интервала между двумя и более импульсами, а также для задержки импульсов запуска,

при этом сохранение формы импульса не является обязательной.

Линии задержки наносекундных импульсов должны обеспечивать большую крутизну фронта импульса и высокую стабильность его положения во времени. Поэтому такие линии выполняются в большинстве случаев в виде систем с распределенными постоянными.

Трансформаторы в схемах генераторов импульсов наносекундной длительности применяются для изменения величины или полярности напряжения, согласования импедансов, для обеспечения жесткой связи между анодными и сеточными цепями, как, например, в блокинг-генераторе, и для других целей. Трансформаторы выполняются либо в виде миниатюрных конструкций с сердечниками из ферромагнитных материалов и обмотками, содержащими по несколько витков провода, либо в виде систем с распределенными постоянными — линий с переменными по длине параметрами.

В схемах формирования наносекундных импульсов используются также укорачивающие цепи. Такие цепи применяются для получения импульсов малой длительности из импульсов относительно большой длительности, но обладающих достаточно крутым фронтом в случаях, когда сам генератор не может формировать кратковременные импульсы. Уменьшение длительности импульсов с помощью укорачивающих цепей представляет собой один из распространенных методов формирования коротких импульсов. В качестве укорачивающих цепей применяются емкостные и индуктивные дифференцирующие цепи, трансформаторы с насыщенным железным сердечником и, часто, отрезки длинных линий.

В качестве элементов схем формирования импульсов малой длительности применяются и ограничители. С помощью ограничителей устраняются ненужные сигналы положительной и отрицательной полярностей, пульсации на вершинах импульсов и т. п. Ограничители часто используются для формирования плоской вершины импульса. Ограничители-усилители представляют собой устройства, которые не только могут изменять величину импульса по амплитуде, но и могут уменьшать длительность самого импульса и его форму. В качестве ограничителей используются схемы на кристаллических диодах, а также схемы на электронных лампах, работающих в режиме перераспределения катодного тока.

В данной главе рассмотрены основные вопросы работы важнейших типов преобразователей в диапазоне наносекундных импульсов.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

Рассмотрим систему задержки, основанную на принципе пропускания импульсов через длинную передающую линию с заданным временем распространения. В зависимости от величины требуемых задержек и длительности импульсов применяются различные в конструктивном отношении линии задержки. Линии задержки могут иметь как постоянную величину времени задержки, так и плавно регулируемую.

Электромагнитные линии задержки наносекундного диапазона выполняются в виде высокочастотных линий передачи. Они характеризуются волновым сопротивлением

$$\rho = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}},$$

где L_0 и C_0 — индуктивность и ёмкость на единицу длины, и временем задержки

$$t_s = t_{s_0} l = \sqrt{L_0 C_0} l,$$

где $t_{s_0} = \sqrt{L_0 C_0}$ — время задержки на единицу длины, l — длина линии.

В качестве наиболее простой линии задержки, обладающей достаточно хорошими данными, широко применяется радиочастотный коаксиальный кабель. Время задержки в кабеле может быть определено по формуле

$$t_s = 0,33 \cdot 10^{-10} l \sqrt{\varepsilon} \text{ сек}, \quad (5.1)$$

где l — длина отрезка кабеля в метрах, ε — диэлектрическая проницаемость изоляции между внутренним и внешним проводниками кабеля. Наиболее распространенным диэлектриком в обычных высокочастотных коаксиальных кабелях (РК-1, РК-2, РК-3, РК-6 и др.) является полиэтилен, имеющий диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = 2,25$, что дает задержку 5 нсек/м.

Для целей задержки разработаны специальные кабели, которые характеризуются меньшей скоростью распространения сигнала. Внутренний проводник такого кабеля

выполнен в виде спирали (рис. 5.1). В этой конструкции искусственно увеличена индуктивность на единицу длины кабеля, что приводит к увеличению времени задержки. В настоящее время промышленностью выпускаются кабели задержки (РКЗ-400, РКЗ-401), имеющие волновое сопротивление порядка 400 ом и задержку — 100 и 500 нсек/м.

Спиральные линии задержки выполняются также в виде спирального проводника, расположенного внутри цилиндрического экрана или в виде спирали из изолированного проводника, намотанного на проводящий цилиндр.

Рассмотрим свойства обычного высокочастотного коаксиального кабеля, работающего в качестве линии за-

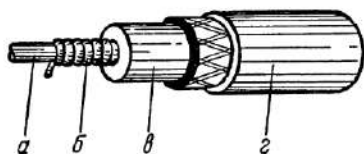


Рис. 5.1. Коаксиальный кабель со спиральным внутренним проводником:

а — изоляционный стержень; б — спиральный проводник; в — изоляция, г — металлическая оплетка.

держки. Отрезок такого кабеля длиной в несколько десятков метров, как известно, передает прямоугольные импульсы микросекундной длительности без заметного искажения их формы. Только при передаче импульсов вдоль кабеля значительной длины (сотни метров и километры) наблюдается искажение их формы. Иначе обстоит дело

при передаче вдоль кабеля импульсов наносекундной длительности. Импульсы с весьма малой длительностью фронта (доли наносекунды) могут быть заметно искажены даже при передаче их через короткие отрезки кабеля.

Для оценки искажения видеоимпульсов при передаче их вдоль высокочастотного кабеля рассмотрим сначала искажение фронта напряжения на выходе отрезка кабеля длиной l (в случае согласованной нагрузки) при подаче на его вход в момент $t=0$ единичного перепада напряжения.

Для области высоких частот коэффициент распространения волны γ вдоль кабеля может быть выражен формулой [90]

$$\gamma(j\omega) = j\omega \sqrt{L_0 C_0} + b \sqrt{j\omega} \quad (5.2)$$

и

$$b = \frac{1}{4\pi} \cdot \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} \sqrt{\mu \rho_s} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad (5.3)$$

где L_0 и C_0 — индуктивность и ёмкость на единицу длины,

μ , ρ_s — магнитная проницаемость и удельное сопротивление материала внутреннего сплошного и внешнего полого проводника кабеля, r_1 , r_2 — соответственно радиус внутреннего и внешнего проводников.

Если ввести комплексный коэффициент передачи напряжения вдоль кабеля, то можно найти напряжение U в некоторой точке кабеля, находящейся на расстоянии l от его начала. Как следует из теоретических исследований неустановившихся процессов в коаксиальном кабеле, при подаче в момент $t=0$ на вход кабеля единичного перепада напряжения, фронт напряжения $U(l, t)$ в некоторой точке кабеля может быть оценен следующим выражением, представленным через функцию Крампа [91—93]:

$$U(l, t) :: \left[1 - \Phi\left(\frac{bl}{2\sqrt{t'}}\right) \right] = 1 - \Phi(x), \quad (5.4)$$

где $t' = t - \frac{l}{v}$, $v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$ — скорость распространения волн в кабеле, $\Phi(x)$ — функция Крампа. Для малых значений переменной x функция $\Phi(x)$ может быть выражена следующим образом, что справедливо для нашего случая:

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(x - \frac{x^3}{113} + \frac{x^5}{215} - \dots \right). \quad (5.5)$$

Выражение (5.4), определяющее функцию $U(t', l)$, справедливо для всех значений $t' > 0$. При $t' < 0$ получаем выражение

$$1 - \Phi\left(\frac{bl}{2\sqrt{t'}}\right) = 0$$

и, следовательно, $U(t', l) = 0$ при $t < \frac{l}{v}$.

Отсюда можно заключить, что импульс в виде единичного перепада напряжения, поданный на вход кабеля в момент $t=0$, появляется в точке кабеля, находящейся на расстоянии l от входа, не мгновенно, а через промежуток времени $t = \frac{l}{v} = t_s$, который и называем временем задержки.

В момент $t = \frac{l}{v}$ напряжение $U(t, l)$ равно нулю, так как $\Phi(\infty) = 1$, а затем постепенно возрастает с увеличением времени t и в предельном случае принимает зна-

чение, равное единице (так как не учитывается ослабление импульса за счет утечки в кабеле), т. е.

$$U(t, l)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 1.$$

Более точное выражение для расчета искажений импульса с весьма крутым фронтом должно быть получено с учетом потерь в диэлектрике кабеля. Однако для приближенных расчетов можно пользоваться выражением (5.4). Экспериментальные исследования [91], проведенные в условиях передачи импульсов с недостаточно крутыми фронтами, показывают, что форма напряжения в коакси-

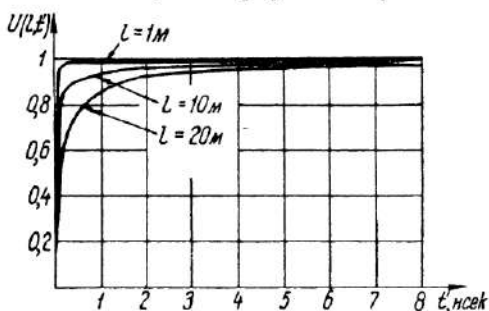


Рис. 5.2. Искажения формы импульса в отрезке кабеля типа РК-1, имеющего различную длину.

альном кабеле в общих чертах соответствует графику, представляющему формулу (5.4).

Увеличение времени нарастания фронта импульса может быть объяснено своеобразным проявлением поверхностного эффекта. Амплитуды гармонических составляющих спектра импульса убывают с увеличением частоты. Это явление становится более заметным по мере увеличения пути прохождения импульса в кабеле.

Расчеты для кабеля РК-1 дают следующие значения величин, входящих в формулу (5.2): $\sqrt{L_0 C_0} = 5 \cdot 10^{-9} \frac{\text{сек}}{\text{м}}$, $b \cong 5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{сек}^{1/2}}{\text{м}}$. Пользуясь значениями функции Крампа для данной величины b и различных значений l и t' , можно получить график для фронта импульса напряжения в кабеле $U(t', l)$ при подаче на его вход импульса в виде единичного перепада напряжения. На рис. 5.2 приведены такие графики для отрезков кабеля типа РК-1 длиной 1, 10 и 20 м. Как видно из графиков, кабель длиной 10 м уже вносит искажения фронта импульса, если на входе импульс

имел длительность фронта порядка 0,1 нсек. Эти искажения должны быть еще больше, если учесть потери в диэлектрике кабеля.

Если воспользоваться методом наложения в указанных выше расчетах, то можно выяснить и характер искажений среза импульса прямоугольной формы при передаче его через кабель. Такие расчеты показывают [92, 93], что срез импульса значительно растягивается во времени, если длина кабеля велика (рис. 5.3). В результате форма импульса на выходе линии задержки может заметно искажаться. Это обстоятельство усложняет осуществление значительной задержки импульсов длительностью порядка наносекунды и менее. Если длительность импульсов составляет несколько десятков наносекунд, то для задержки импульсов возможно применение огресска кабеля длиной в десятки метров.

Для получения времени задержки порядка микросекунд применяются спиральные линии задержки (рис. 5.1), характеризующиеся большим временем задержки на единицу длины.

Из теоретических исследований коаксиальной спиральной линии известны выражения для определения индуктивности и емкости на единицу длины линии как для области низких, так и высоких частот [94, 95, 96]. Значительная величина индуктивности таких линий и определяет большое время задержки на единицу длины.

Эффективная индуктивность зависит от частоты колебаний, передаваемых по линии, и уменьшается с ростом их частоты. На более высоких частотах токи в различных витках спирали отличаются по фазе, вследствие чего суммарный магнитный поток уменьшается. Расстояние между витками с данным сдвигом фаз уменьшается пропорционально увеличению частоты. Взаимная индуктивность двух витков с ростом частоты, наконец, может изменить знак. В связи с этим эффективная индуктивность спирали уменьшается.

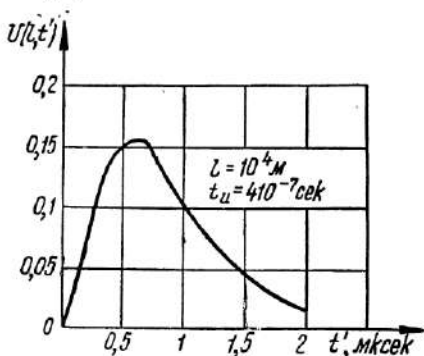


Рис. 5.3. Импульс на выходе кабеля значительной длины.

Заметное снижение индуктивности имеет место на частотах, при которых длина волны вдоль оси спирали становится соизмеримой с диаметром спирали. Зависимость индуктивности от частоты может быть выражена формулой [95]

$$\frac{L_0}{L_{\text{он}}} = 2J_1\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)K_1\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right), \quad (5.6)$$

где $L_{\text{он}}$ — индуктивность на низких частотах,
 $J_1(x)$ и $K_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода,
 d — диаметр спирали,
 λ — длина волны в спирали вдоль её оси.

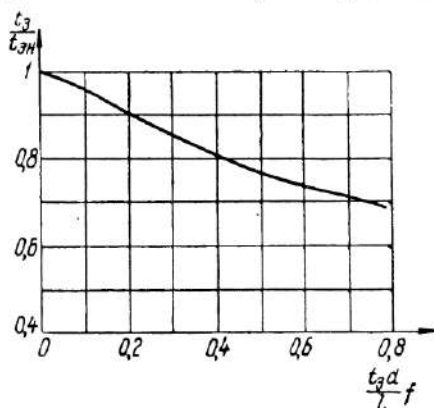


Рис. 5.4. Зависимость времени задержки от частоты.

При условии $\frac{\pi d}{\lambda} < 1$ приближенно можно написать [96]

$$\frac{L_0}{L_{\text{он}}} \approx 1 - 25 \left(\frac{d}{2\lambda}\right)^2. \quad (5.7)$$

Время задержки линии t_3 поэтому также будет уменьшаться с ростом частоты. На рис. 5.4 приведена зависимость времени задержки от частоты для спиральной линии задержки в виде отношения $\frac{t_3}{t_{3н}}$, где $t_{3н}$ — время задержки на низких частотах. По оси абсцисс отложено произведение $\frac{t_3 d}{l_0} f$, где l_0 — расстояние между витками спирали, при этом шкала получается в относительных единицах.

При прохождении импульсов по спиральной линии задержки их форма на выходе линии определяется в большей степени наличием фазовых искажений, чем амплитудных (вызванных зависимостью затухания от частоты). Фазовые искажения являются фактором, ограничивающим передачу коротких импульсов по линии и могут служить критерием в оценке качества спиральной линии задержки.

Можно считать, что граничными являются те высокочастотные составляющие, которые вызывают фазовое отклонение (при данной длине линии) на $1/2$ рад больше, чем фазовое отклонение, получающееся из условия линейной фазовой характеристики [97].

Допустим, что время задержки на единицу длины $t_{з_0}$ на высокой частоте ω отличается от времени задержки $t_{з_{он}}$ на низкой частоте. Фазовая погрешность на частоте ω на выходе линии длиной l не должна превышать $1/2$ рад в том случае, если эта частота не превышает допустимой граничной частоты. Тогда, пренебрегая потерями в активном сопротивлении линии, можно записать равенство

$$\omega_{\text{макс}} l (t_{з_0} - t_{з_{он}}) = \pm \frac{1}{2}. \quad (5.8)$$

Предположим, что емкость C_0 не зависит от частоты, а индуктивность L_0 определенным образом зависит от частоты и, если учесть, что $t_{з_0} = \sqrt{L_0 C_0}$, то выражение (5.8) приводится к виду

$$\omega_{\text{макс}} l t_{з_{он}} \left(\sqrt{\frac{L_0}{L_{он}}} - 1 \right) = \pm \frac{1}{2}. \quad (5.9)$$

Если изменение индуктивности линии связано с описанным выше явлением, то в формуле (5.9) отношение $\frac{L_0}{L_{он}}$ можно заменить выражением (5.7), тогда

$$\omega_{\text{макс}} t_{з_{он}} \left(\frac{ld^2}{4} \right)^{1/3} \approx 3$$

при условии

$$\omega_{\text{макс}} t_{з_{он}} \frac{d}{2} < \frac{1}{2}.$$

Отсюда для частоты $\omega_{\text{макс}}$ получаем следующее выражение:

$$\omega_{\text{макс}} \approx \frac{3}{t_{\text{зон}} l} \left(\frac{2l}{d} \right)^{3/2}. \quad (5.10)$$

С помощью формулы (5.10) определяется наибольшая допустимая частота сигнала, при передаче его по линии с задержкой $t_{\text{з}} = t_{\text{з0}} l$ при заданном отношении длины спирали к ее диаметру.

При передаче по такой линии импульсов прямоугольной формы с длительностью фронта порядка 30 нсек наблюдается искажение фронта в виде закругления в верхней части уже при задержке начиная с 0,6 мксек, что соответствует длине линии около трех метров [98].

Использование спиральных линий для задержки импульсов наносекундной длительности требует улучшения их характеристик. Один из способов коррекции фазовых характеристик основан на применении добавочной емкости, шунтирующей спираль. В результате коррекции эффективная индуктивность линии возрастает с увеличением частоты.

Линия с корректирующей емкостью устроена следующим образом. Внутренний изоляционный стержень покрывается тонким проводящим слоем. Этот слой разрезается вдоль линии на несколько одинаковых полос. Все полосы, кроме одной, заземляются. Незаземленная полоса делится на ряд пластинок с определенным зазором. Весь проводящий слой покрывается тонким слоем изоляции, а затем наматывается спираль.

Между заземленными и незаземленными корректирующими пластинками образуется емкость. Величина этой шунтирующей емкости может изменяться путем соответствующего выбора ширины и длины корректирующих пластинок, а также и толщины изоляции. В соответствии с этим форма фазовой характеристики линии задержки может в известной степени видоизменяться. На высоких частотах время задержки увеличивается с возрастанием шунтирующей емкости.

При определенных значениях частоты наблюдается взаимная компенсация потенциалов, наведенных на корректирующей пластинке током, протекающим в различных витках спирали. Это приводит к появлению максимумов на частотной характеристике линии задержки. Для сглаживания формы частотной характеристики необходи-

мо применение значительного числа корректирующих пластинок. Наименьшее число пластинок определяется выражением [97]

$$N = 2t_3 f_m, \quad (5.11)$$

где f_m — частота, до значения которой частотная характеристика получается равномерной.

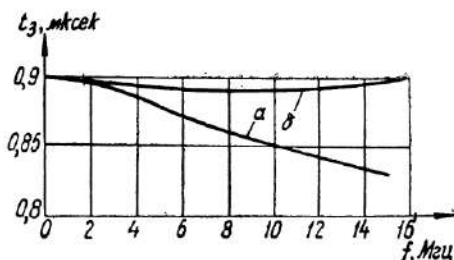


Рис. 5.5. Зависимость времени задержки от частоты для линии:
а — без коррекции, б — с коррекцией.

На [рис. 5.5] приведены характеристики спиральной линии задержки ($t_3 = 0,9 \text{ мксек}$) без коррекции и с коррекцией (применены 48 корректирующих пластинок) [97].

В общей теории спиральной линии задержки с шунтирующими ёмкостями даны соотношения для определения оптимальных значений шунтирующих ёмкостей и соответствующих размеров пластинок.

Пусть между двумя витками спирали, находящимися на расстоянии x друг от друга, имеется шунтирующая ёмкость $C'(x)$. Введем ёмкость линии на единицу длины относительно земли C_0 и будем далее рассматривать зависи-

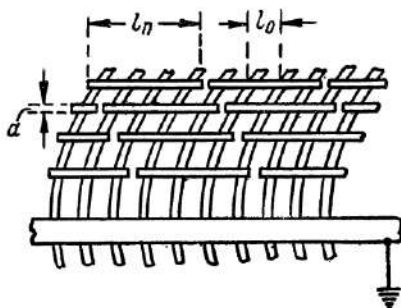


Рис. 5.6. Распределение шунтирующих пластинок вдоль спирали.

мость $C(x) = \frac{C'(x)}{C_0}$. Задача коррекции фазовых искажений сводится к выбору функции $C(x)$, соответствующей условию

постоянства фазовой скорости в линии для различных частот.

Исследования показали, что одним из целесообразных распределений пластинок шунтирующей ёмкости вдоль витков спирали является расположение их, изображенное на рис. 5.6 [99]. Для этого случая функция $C(x)$ имеет выражение

$$C(x) = \frac{aC_n}{l_0^2 C_0} \left[1 - \frac{x}{l_n} \right] = \frac{g}{l_n} \left[1 - \frac{x}{l_n} \right], \quad (5.12)$$

где a — ширина шунтирующей пластинки,

g — отношение общей ёмкости спирали относительно шунтирующих пластинок к ёмкости спирали относительно земли при длине спирали, равной ее диаметру,

C_n — ёмкость между одним витком спирали и пластинкой,

l_n — длина шунтирующей пластинки,

l_0 — шаг спирали.

Управляемыми параметрами шунтирующей пластинки являются g и l_n . Для выбора этих величин можно пользоваться графиком функции $F(z)$ рис. 5.7, являющейся преобразованием Фурье функции $C(x)$. Для выбранной зависимости (5.12) эта функция имеет вид

$$F(z) = g \left[1 - \frac{\sin^2 \frac{l_n z}{d}}{\left(\frac{l_n z}{d} \right)^2} \right], \quad (5.13)$$

где $z = \frac{\pi f d}{v}$ — фазовая за-

держка для отрезка линии длиной, равной радиусу спирали, v — фазовая скорость в линии при частоте f . Изменение параметров g и l_n в выраже-

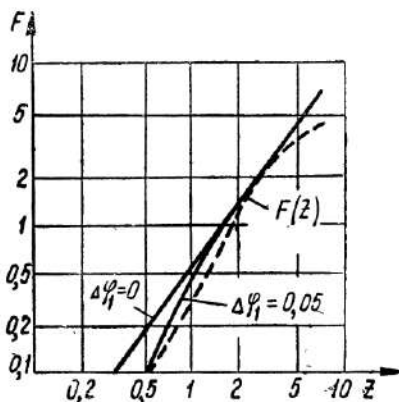


Рис. 5.7. График функции $F(z)$.

нии (5.13) сказывается на изменении масштаба по оси ординат и оси абсцисс в графике функции $F(z)$, где по координатным осям отложены величины в логарифмическом масштабе [99].

Путем приближения функции $F(z)$ к графику, соответствующему идеальной фазовой коррекции ($\Delta\varphi_1 = 0$), определяются параметры шунтирующих пластин при данной полосе частот пропускания линии

$$\hat{f}_m = \frac{z_m}{\pi d \sqrt{L_{\text{он}} C}}, \quad (5.14)$$

где $L_{\text{он}}$ — индуктивность линии на единицу длины при низкой частоте, z_m — фазовая задержка при частоте $\hat{f}_m$. При допустимой величине фазовых искажений $\Delta\varphi_1 = 0,05 \text{ рад}$ ($\Delta\varphi_1$ — фазовые искажения отрезка линии длиной, равной её радиусу) оптимальными величинами являются $g = 3,5$ и $\frac{l_{\text{п}}}{d} = 0,55$.

Искажения импульса за счет выброса на вершине может быть оценено по величине этого выброса, определяемого по формуле [99]

$$\Delta U = \frac{J_1(\Delta\varphi)}{J_0(\Delta\varphi)}, \quad (5.15)$$

где $J(\Delta\varphi)$ — функция Бесселя первого порядка, $\Delta\varphi$ — фазовое искажение при некоторой длине линии l , т. е.

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 \frac{2l}{d}.$$

При расчетах линии необходимо учитывать основную характеристику линии — произведение времени задержки на ширину полосы пропускания линии. Время задержки линии длиной l на низких частотах $t_{\text{зн}} = l \sqrt{L_{\text{он}} C}$, а полоса пропускания определяется выражением (5.14), следовательно, произведение времени задержки на ширину полосы пропускания будет иметь вид

$$\frac{z_m \Delta\varphi}{2\pi \Delta\varphi_1}. \quad (5.16)$$

Пользуясь данными формулами и графиками, можно рассчитать спиральную линию задержки для заданной полосы пропускания частот при условии, что расположение шунтирующих пластинок соответствует приведенному на рис. 5.6.

Спиральная линия задержки обычно работает в условиях согласованной нагрузки. Иногда на выходе спиральной линии должна быть согласована с обычным коаксиаль-

ным кабелем. Точное согласование спиральной линии задержки на ее выходе представляет определенную трудность. Индуктивность на единицу длины в спиральной линии при недостаточно хорошей коррекции падает в направлении конца линии по сравнению с начальным ее участком. Если отражения недопустимы, то волновое сопротивление линии должно оставаться неизменным по всей ее длине. Для этой цели необходимо применять специальные переходы между спиральной линией и линией другого типа. В технике электронных приборов СВЧ, использующих замедляющие системы в виде спиральной линии, разработаны конструкции переходов от спиральной линии к обычному коаксиальному кабелю и к нагрузке [100]. Эти конструкции могут быть применены и в устройствах наносекундной техники, использующих спиральные линии задержки.

В целях получения большого времени задержки импульсов наносекундной длительности, кроме спиральных линий, могут быть применены кабели специальной конструкции, имеющие относительно большую задержку на единицу длины. Таким, например, является кабель, конструкция которого предложена Я. С. Ицхоки и описана в § 2, гл. 4. С развитием ферритов появились линии задержки с магнитными сердечниками, имеющие небольшие потери и допускающие передачу импульсов, длительность которых порядка десятков наносекунд [101].

При необходимости плавной регулировки величины задержки применяются линии с переменной задержкой. Если величина задержки и пределы ее регулировки малы, целесообразно применять при задержке наносекундного импульса воздушные коаксиальные линии, длина которых может плавно изменяться благодаря наличию скользящих соединений (плунжеров) [102]. При необходимости регулировки задержки в значительных пределах могут быть применены спиральные линии со скользящими контактами вдоль витков спирали [103]. Однако последний тип линии пригоден для задержки импульсов, длительностью несколько десятков наносекунд и более, так как трудно обеспечить при этом необходимую полосу пропускания линии.

Появившиеся спиральные линии задержки с сердечником из ферромагнитного материала позволяют в ряде случаев осуществлять плавную регулировку, основанную на ином принципе [104].

Если сердечник линии (сделанной в виде кабеля), изготовлен из магнитного материала, поддающегося намагничиванию внешним полем, то этим путем можно менять характеристику линии через внешний экран без физического контакта со спиралью, что устраняет ряд недостатков линий со скользящим контактом.

В данном случае, если выразить индуктивность катушки с магнитным сердечником через соотношение

$$L = w \frac{d\Phi}{di},$$

где w — число витков, Φ — магнитный поток в нелинейном сердечнике, i — ток в катушке (спирали), сделав некоторые подстановки $\Phi = BS$ и $i = \frac{Hs_m}{w}$, где B — магнитная индукция, H — намагничивающая сила, можно далее получить

$$L = \frac{d(BS)}{d\left(\frac{H}{w} s_m\right)} = \frac{S w^2}{s_m} \frac{dB}{dH}. \quad (5.17)$$

Из приведенного соотношения видно, что индуктивность катушки линии является функцией крутизны зависимости B от H . Вводя постоянную составляющую магнитного поля, воздействующего на сердечник при помощи подмагничивания постоянным током или наложения внешнего поля постоянного магнита, можно менять наклон кривой намагничивания для переменного тока и, следовательно, менять параметры линии задержки, т. е. величину задержки.

Из рассмотренных типов электромагнитных линий задержки для получения неискаженной задержки импульсов наносекундной длительности наиболее пригодными являются в настоящее время высокочастотные коаксиальные кабели и воздушные коаксиальные линии, допускающие неискаженную передачу импульсов, имеющих длительность порядка наносекунды при длительности фронта менее одной наносекунды. Применение спиральных линий допустимо, если длительность импульса равна нескольким десяткам наносекунд и более.

Для целей задержки коротких импульсов запуска, где сохранение формы импульса не обязательно, а важно сохранение достаточно крутого фронта импульса, находят

применение все рассмотренные здесь типы линий задержки; выбор их необходимо производить в зависимости от заданной точности задержки, т. е. от требований к крутизне фронта импульса после его задержки.

2. ИМПУЛЬСНЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПОСТОЯННЫМИ

Во второй главе были описаны миниатюрные импульсные трансформаторы, используемые в блокинг-генераторах наносекундных импульсов. Эти трансформаторы, однако, имеют ряд недостатков и не могут считаться перспективными в связи с тенденцией ко все большему укорочению длительности импульсов. Во-первых, миниатюрные трансформаторы не обеспечивают нужной широкополосности из-за наличия паразитных емкостей и индуктивностей рассеяния, приводящих к значительным искажениям формы импульса. Во-вторых, такие трансформаторы непригодны для трансформации высоких напряжений из-за малого расстояния между обмотками. Поэтому представляет большой интерес исследование возможностей использования распределенных систем для трансформации импульсов наносекундной длительности.

В качестве трансформаторов кратковременных импульсов может быть использована длинная линия, параметры которой изменяются вдоль длины по какому-либо закону. Наиболее часто применяют в качестве трансформаторов линии, расстояние между проводниками которой изменяется по экспоненте. Такая линия может использоваться для повышения или понижения переменного напряжения, согласования импедансов и других целей. Длина линии при заданной величине коэффициента трансформации будет тем больше, чем ниже частота трансформируемого напряжения. При передаче прямоугольных видеоимпульсов по линии с переменными параметрами неизбежно будет происходить искажение формы импульсов, а именно — спадание напряжения во время прохождения плоской части. В силу этого трансформаторы с распределенными постоянными невозможно применять для трансформации относительно длинных импульсов из-за чрезмерных искажений вершины импульсов или чрезмерно большой длины линии. При трансформации импульсов длительностью в единицы наносекунд при допустимой величине завала плоской части импульсов длина линии получается конструктивно осуществимой.

В 1950—1951 гг. Шварцем и Вильямсом [49] [50] были исследованы импульсные трансформаторы в виде экспоненциальной линии. Хотя испытания таких трансформаторов показали удовлетворительные результаты, все же они были практически неудобными из-за большой длины. Для уменьшения габаритов трансформаторов с распределенными постоянными было предложено изготавливать их в виде спиральной линии с переменным шагом. Конструкция двух таких трансформаторов была описана Кукелем и Вильямсом в 1954 г. [52]. Ниже вкратце излагается содержание этой работы.

Трансформатор с распределенными постоянными представляет собой трубку из изоляционного материала, обладающего малой диэлектрической постоянной и малыми потерями, на которую нанесена спираль с переменным шагом. Спираль окружена металлическим экраном, который образует внешний проводник. И спираль и экран должны быть выполнены из материала с малым омическим сопротивлением с тем, чтобы по возможности уменьшить потери в трансформаторе. На рис. 5.8 показано сечение трансформатора с распределенными постоянными. На этом рисунке R_1 — радиус спирали, R_2 — внутренний радиус экрана, r — радиус провода спирали. Эти величины являются основными конструктивными параметрами трансформатора.

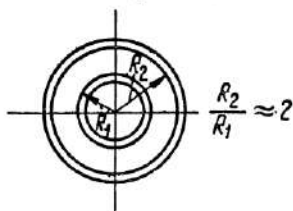


Рис. 5.8. Сечение спирального импульсного трансформатора.

При изготовлении трансформатора из материалов с малыми потерями можно считать, что свойства трансформатора характеризуются только погонной емкостью и погонной индуктивностью, которые определяют волновое сопротивление линии. Кукель и Вильямс дают следующую формулу для волнового сопротивления спиральной линии с переменным шагом для случая, когда отношение радиуса спирали к ее шагу больше единицы

$$Z_{\text{вх}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{R_1}{\tau \sqrt{k}}} \sqrt{\frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 \right] \ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (5.18)$$

Здесь μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства,

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость свободного пространства,

k — относительная диэлектрическая проницаемость изоляции, заполняющей пространство между спиралью и экраном,

$1/\tau$ — число витков спирали на единицу длины.

Кукель и Вильямс показали, что оптимальной величиной отношения внутреннего радиуса экрана к радиусу спирали является 2,06. Таким образом, в оптимальном варианте

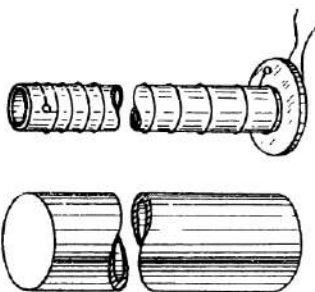


Рис. 5.9. Конструкция спирального трансформатора.

$$Z_{\text{вх}} = 0,44 A \frac{R_1}{\tau_{\text{вх}}}, \quad (5.19)$$

где

$$A = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{1}{V k}}.$$

Задавшись величиной входного сопротивления и радиусом спирали, из формулы (5.19) можно найти шаг спирали на входе трансформатора. Выходное

сопротивление спирали связано с входным через коэффициент трансформации n

$$Z_{\text{вых}} = n^2 Z_{\text{вх}}. \quad (5.20)$$

Можно задаться либо коэффициентом трансформации n , либо выходным сопротивлением, после чего по формуле

$$\tau_{\text{вых}} = 0,44 A \frac{R_1}{Z_{\text{вых}}} = \frac{\tau_{\text{вх}}}{n^2} \quad (5.21)$$

вычисляется шаг спирали на выходе.

Уровень изменения полного сопротивления на виток γ определяет величину искажения вершины импульса. Обычно этой величиной задаются в пределах от 1 до 5%. Зная полное изменение сопротивления по длине спирали, равное квадрату коэффициента трансформации, легко найти число витков.

Аксиальная длина спиральной линии из N витков находится по формуле

$$l_0 = \tau_{\text{вх}} \left[\frac{1 - e^{-2\pi R_1 \gamma N}}{e^{2\pi R_1 \gamma} - 1} \right]. \quad (5.22)$$

Приведенные выше формулы позволяют провести технический расчет трансформатора с распределенными постоянными.

В упоминавшейся выше работе Кукеля и Вильямса [52] описывается конструкция двух импульсных трансформаторов с распределенными постоянными. Один из них имел спираль, изготовленную из проволоки, а другой — из ленты переменной ширины. Внешний вид одного из трансформаторов показан на рис. 5.9. Трансформаторы

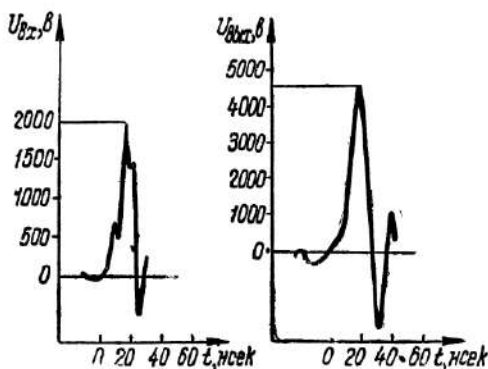


Рис. 5.10. Осциллограммы входного и выходного импульсов.

были конструктивно соединены с водородными тиратронами. Данные этих трансформаторов видны из приводимой ниже табл. 5.1. На рис. 5.10 представлены осциллограм-

Таблица 5.1

	Проволочная линия	Ленточная линия
Радиус спирали, мм	19,45	22,3
Радиус экрана, мм	37,23	37,23
Диаметр провода, мм	1,62	—
Толщина ленты, мм	—	0,07
Просвет ленточной спирали, мм	—	0,25
Аксиальная длина, м	1,74	2,22
Отношение аксиальной длины к длине проводника спирали	1/14,4	1/14,2
Число витков	210	230
Изменение уровня полного сопротивления на виток в %	1	0,9
Входной уровень полного сопротивления, ом	290	145
Выходной уровень полного сопротивления, ом	1 590	1 070

мы импульсов на входе и выходе трансформатора, которые свидетельствуют о его широкополосности. Длительность импульсов на входе у основания равна примерно 14 нсек, а длительность импульсов на выходе — около 19 нсек. Размах положительного импульса на входе составляет 3500 в, а на выходе — 8600 в.

Как видно из таблицы, проволочные и ленточные спирали, используемые в качестве трансформаторов, имеют примерно одинаковые показатели. Отличие состоит в том, что трансформаторы с ленточными спиралями более удобны для получения низких уровней полного сопротивления.

3. УКОРОЧЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ

Для укорочения длительности импульсов используются различные электрические цепи, обладающие тем свойством, что они с той или иной степенью точности воспроизводят на выходе производную от входного сигнала.

Наиболее простой укорачивающей цепью является ёмкостная дифференцирующая цепь, изображенная на рис. 5.11

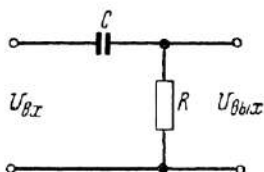


Рис. 5.11. Ёмкостная дифференцирующая цепь.

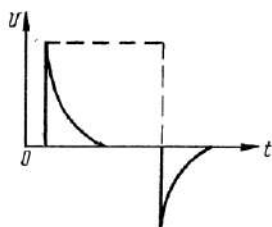


Рис. 5.12. Импульсы на выходе дифференцирующей цепи.

и состоящая из конденсатора небольшой емкости C и сопротивления R . При подаче на ее вход идеального прямоугольного импульса с амплитудой E , на выходе цепи получаются два экспоненциальных импульса, амплитуда которых так же равна E , а длительность, измеренная на уровне 5%, составляет $3RC$ (рис. 5.12).

Для получения импульсов малой длительности необходимо брать малые параметры дифференцирующей цепи. Так, для получения импульса длительностью 6 нсек нужно взять постоянную времени, равную 2 нсек; это можно получить при $C=40$ пф и $R=50$ ом. Такие значения параметров практически вполне приемлемы, однако при этом

для получения импульсов достаточной величины выходная лампа, работающая на дифференцирующую цепь, должна обеспечивать большую величину выходного тока.

В реальных условиях получение весьма коротких импульсов осложняется двумя обстоятельствами: конечной скоростью нарастания входного сигнала и наличием паразитных параметров в схеме дифференцирующей цепи.

Полагая, что входное напряжение нарастает по экспоненте

$$U_{\text{вх}}(t) = E(1 - e^{-\frac{t}{\eta}}), \quad (5.23)$$

где E — установившееся значение входного сигнала, а η — величина, характеризующая крутизну нарастания сигнала,

можно найти форму сигнала на выходе по известной переходной характеристике дифференцирующей цепи. Эта характеристика имеет вид

$$A(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (5.24)$$

где $\tau = RC$. С помощью интеграла суперпозиции легко определить выходной сигнал, который выражается уравнением [1]

$$U_{\text{вых}} = E \frac{\tau}{\eta - \tau} (e^{-\frac{t}{\eta}} - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (5.25)$$

Форма сигнала на выходе дифференцирующей цепи показана на рис. 5.13. Он отличается от экспоненциального импульса, рассмотренного ранее, тем, что имеет конечную длительность фронта и меньшую амплитуду.

Длительность фронта выходного импульса, если определять ее по времени достижения максимума, будет выражаться как

$$t_{\phi} = \frac{\tau\eta}{\tau - \eta} \ln \frac{\tau}{\eta}, \quad (5.26)$$

а амплитуда импульса

$$U_{\text{вых max}} = E \frac{\tau}{\eta - \tau} \left[\left(\frac{\eta}{\tau} \right)^{-\frac{\tau}{\eta - \tau}} - \left(\frac{\eta}{\tau} \right)^{-\frac{\tau}{\eta - \tau}} \right]. \quad (5.27)$$

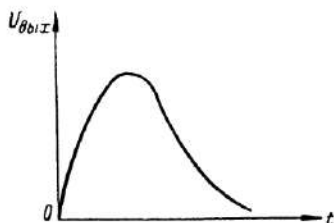


Рис. 5.13. Сигнал на выходе дифференцирующей цепи при учете конечной скорости нарастания сигнала на входе.

Из приведенных формул следует, что для получения коротких импульсов с достаточно большой амплитудой необходимо подавать на вход дифференцирующей цепи импульсы, эквивалентная постоянная времени которых η в несколько раз меньше постоянной времени дифференцирующей цепи.

Кроме влияния конечной скорости нарастания входного сигнала на форму импульсов на выходе дифференцирующей цепи, существенное влияние оказывают паразитные параметры схемы. Полная эквивалентная схема дифференцирующей цепи с учетом паразитных параметров приведена на рис. 5.14. На этом рисунке E — источник входного

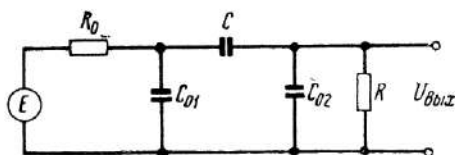


Рис. 5.14. Эквивалентная схема дифференцирующей цепи.

напряжения, R_0 — его выходное сопротивление, C_{01} — выходная емкость источника, C_{02} — емкость нагрузки (например, входная емкость следующей лампы), C и R — параметры дифференцирующей цепи.

Переходные процессы в дифференцирующей цепи с учетом паразитных параметров были исследованы Л. А. Мееровичем [1], который получил выражение для переходной характеристики этой цепи

$$A(t) = EM \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right), \quad (5.28)$$

где

$$M = \frac{1}{R_0 C_2} \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1}. \quad (5.29)$$

В написанных выше выражениях τ_1 и τ_2 — постоянные времени, которые могут быть определены по приближенным формулам

$$\tau_1 \approx R_0 C_2 \frac{1}{1 + \frac{R_0}{R} + \frac{C_2}{C'}}, \quad (5.30)$$

$$\tau_2 \approx RC' \left(1 + \frac{R_0}{R} + \frac{C_2}{C'} \right),$$

где

$$C' = \frac{C^2}{C + C_{01}}, \quad C_2 = C_{02} + \frac{C_{01}C}{C_{01} + C}.$$

Погрешность этих формул меньше $10^0/0$ в том случае, если какое-либо из отношений R_0/R или C_2/C' будет меньше 0,5.

Вид переходной характеристики дифференцирующей цепи с учетом паразитных параметров приведен на рис. 5.15 для трех значений отношения τ_2/τ_1 [1]. Максимальное значение импульса на выходе дифференцирующей цепи можно определить по приближенной формуле

$$U_{\text{вых } m} \approx \frac{EZ_m}{1 + \frac{R_0}{R} + \frac{C_2}{C'}}, \quad (5.31)$$

где Z_m дается графиком, приведенным на рис. 5.16.

Другим видом укорачивающей цепи является индуктивная дифференцирующая цепь, изображенная на рис. 5.17,а. При подаче в такую цепь идеального прямоугольного им-

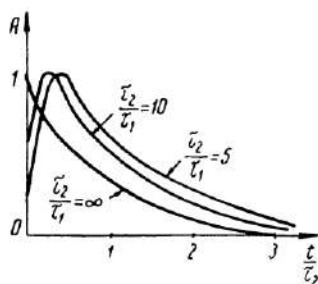


Рис. 5.15. Переходные характеристики реальной дифференцирующей цепи.

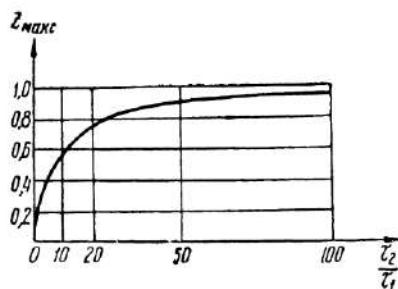


Рис. 5.16. Зависимость коэффициента Z_m от отношения $\frac{\tau_2}{\tau_1}$.

пульса, на выходе ее получают такие же импульсы, как и на выходе емкостной дифференцирующей цепи. Однако при учете паразитных параметров индуктивная дифференцирующая цепь обладает рядом особенностей.

В практических схемах, одна из которых приведена на рис. 5, 17,б, индуктивность дифференцирующей цепи совместно с паразитной емкостью образует колебательный контур. Для получения коротких импульсов используется

критический режим работы контура. В этом случае напряжение на контуре изменяется по закону

$$U(t) = \frac{I}{C_0} e^{-\alpha t}, \quad (5.32)$$

где I — величина перепада тока в контуре, равная току короткого замыкания лампы, C_0 — паразитная емкость, $\alpha = \frac{R}{2L}$, где R — полное сопротивление активных потерь в контуре. Форма напряжения на контуре показана на

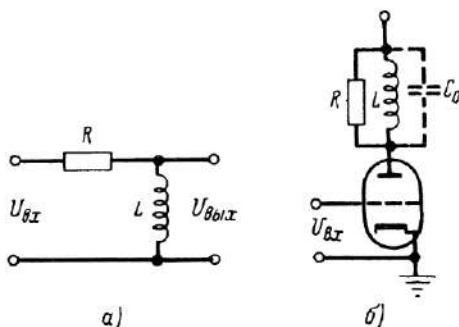


Рис. 5.17. Индуктивная дифференцирующая цепь.

рис. 5.18. Максимальное значение напряжение на выходе приобретает при

$$t_1 = \sqrt{LC_0}. \quad (5.33)$$

Эта величина

$$U_{\text{макс}} \approx 0,74 I \sqrt{\frac{L}{C_0}}. \quad (5.34)$$

Индуктивная дифференцирующая цепь имеет ряд преимуществ по сравнению с емкостной. Она позволяет получать импульсы достаточно большой амплитуды, даже превышающей величину напряжения источника питания.

Для укорочения импульсов наносекундной длительности широкое применение получили системы с распределенными постоянными — так называемые распределенные обострители.

В простейшем случае в качестве распределенного обострителя используется короткозамкнутый отрезок кабеля. При подаче на вход кабеля идеального прямоугольного импульса в кабеле начинает распространяться электромаг-

нитная волна, которая, дойдя до короткозамкнутого конца, отражается от него в противофазе и спустя некоторый промежуток времени возвращается ко входу. Так как коэффициент отражения волны от короткозамкнутого конца линии равен минус единице, то при отсутствии запаздывания отраженный сигнал полностью нейтрализовал бы первоначальный сигнал, поданный на вход устройства. В действительности отраженный сигнал запаздывает на время

$$t_3 = \frac{2l}{v}, \quad (5.35)$$

где l — длина отрезка линии, v — скорость распространения электромагнитной волны в линии. Вследствие запаздывания отраженного сигнала компенсация входного сигнала отраженным начинается спустя время t_3 . В конечном итоге, при подаче на вход короткозамкнутой длинной линии идеального прямоугольного импульса, длительность которого t_n больше времени задержки сигнала в линии t_3 , получаются два прямоугольных импульса, длительность которых равна t_3 , а амплитуда равна амплитуде входного сигнала. Первый импульс при этом имеет положительную полярность, а второй — отрицательную (рис. 5.19).

Проводя сравнение распределенного обострителя с дифференцирующей цепью, можно сделать следующий вывод.

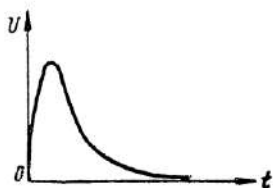


Рис. 5.18. Сигнал на выходе индуктивной дифференцирующей цепи.

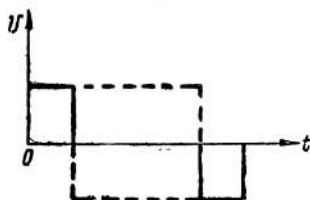


Рис. 5.19. Дифференцирование сигнала в отрезке длинной линии.

Дифференцирующая цепь при подаче на нее идеального прямоугольного импульса укорачивает его и при этом изменяет форму импульса. Она не сохраняет плоской вершины импульса, срез импульса после дифференцирования получается значительно менее крутым, чем фронт. По существу, дифференцирующая цепь передает только фронт импульса. Распределенный обостритель сохраняет форму по-

данного на него прямоугольного импульса, уменьшая лишь его длительность.

Подавая на вход распределенного обострителя сигнал с конечной скоростью нарастания фронта

$$U_{вх}(t) = E \left(1 - e^{-\frac{t}{\eta}} \right), \quad (5.36)$$

получим после укорочения импульс, который от момента нарастания напряжения до момента спада (т. е. в течение времени t_3) будет описываться уравнением (5.36). Если эквивалентная постоянная времени $\eta < \frac{t_3}{5}$, то можно считать, что входное напряжение за время t_3 полностью установилось. Тогда срез импульса будет выражен уравнением

$$U_c(t) = E e^{-\frac{(t-t_3)}{\eta}} \quad (t \geq t_3). \quad (5.37)$$

Если входное напряжение нельзя считать установившимся за время t_3 , то срез импульса будет описываться уравнением

$$\begin{aligned} U_c(t) &= E \left(1 - e^{-\frac{t}{\eta}} \right) + E \left(e^{-\frac{(t-t_3)}{\eta}} - 1 \right) = \\ &= E e^{-\frac{t}{\eta}} \left(e^{\frac{t_3}{\eta}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (5.38)$$

В обоих случаях сигнал, укорачиваемый распределенным обострителем до момента времени t_3 , имеет форму входного сигнала, а срез образуется путем вычитания из входного сигнала его фронтальной части. На рис. 5.20 показан процесс укорочения сигнала для двух случаев: *а* — когда входное напряжение успевает установиться за время t_3 и *б* — когда входное напряжение не успевает установиться за время t_3 .

Весьма интересно, что при подаче на вход распределенного обострителя импульса с крутым фронтом и пологим срезом, он не только укорачивает импульс, но и улучшает его форму, делая срез импульса тоже крутым. Пример укорочения импульса такой формы показан на рис. 5.21.

Распределенный обостритель включается в анодную цепь лампы обычно так, как показано на рис. 5.22. Сопротивление анодной нагрузки лампы берется равным волновому сопротивлению кабеля. Если интересоваться только процессами, происходящими в течение времени от нуля

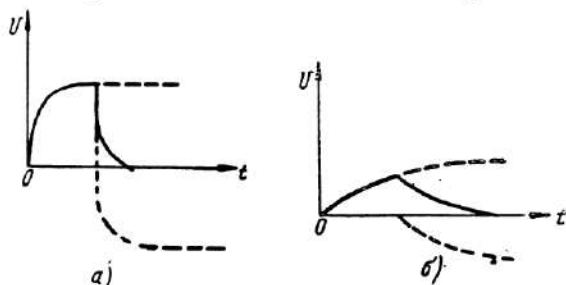


Рис. 5.20. Преобразования сигнала с конечной скоростью нарастания.

до t_a , то эквивалентная схема будет выглядеть так, как показано на рис. 5.23а.

На этой схеме R_0 — выходное сопротивление лампы, R_H — сопротивление нагрузки, C_0 — паразитная емкость,

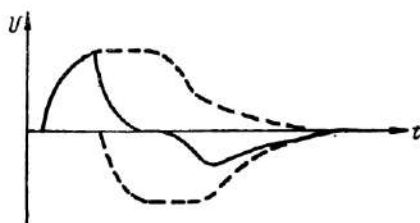


Рис. 5.21. Улучшение формы импульса в результате дифференцирования на отрезке длинной линии.

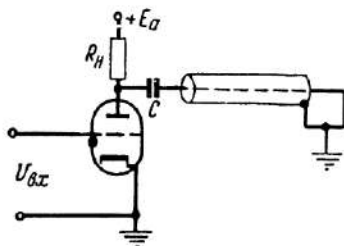


Рис. 5.22. Включение распределенного обострителя в анодную цепь лампы.

шунтирующая нагрузку и ρ — волновое сопротивление кабеля. Для моментов времени от нуля до t_H кабель ведет себя как бесконечно длинная линия, так как сигнал распространяется по кабелю, не отражаясь от его конца. Входное же сопротивление бесконечно длинной линии равно ее волновому сопротивлению.

На основании теоремы Тевенина эквивалентная схема может быть преобразована и приведена к виду, показан-
12—1250

ному на рис. 5.23,б. Так как $R_0 \gg \rho$, то выходное сопротивление эквивалентного генератора примерно равно $\frac{\rho}{2}$. Э. д. с. эквивалентного генератора

$$E' \approx E \frac{\rho}{2R_0}. \quad (5.39)$$

При подаче на вход лампы идеального прямоугольного импульса последний будет искажаться так же, как при прохождении через интегрирующую цепочку. Фронт и срез

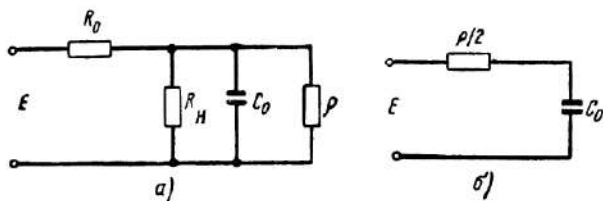


Рис. 5.23. Эквивалентная схема распределенного обострителя.

импульса будут представлять экспоненты, постоянная времени которых

$$\tau = \frac{1}{2} \rho C_0. \quad (5.40)$$

Эта постоянная времени мала, так как мало волновое сопротивление кабеля ρ , поэтому распределенный обостритель незначительно ухудшает фронт и срез импульсов в процессе укорочения.

Распределенному обострителю присущи также некоторые недостатки. Во-первых, габариты распределенного обострителя много больше габаритов обычных дифференцирующих цепей. Во-вторых, для получения больших амплитуд импульсов необходимо, чтобы оконечная лампа давала очень большой ток, так как лампа нагружена двумя параллельно соединенными сопротивлениями R_a и ρ , результирующая величина которых равна $\frac{1}{2} \rho$. Так, при использовании кабеля с волновым сопротивлением 75 ом, сопротивление нагрузки оказывается равным 37,5 ом и для получения импульса напряжения 75 в лампа должна давать ток 2 а.

При необходимости укорочения более длинных импульсов вместо отрезка кабеля можно использовать эквивалентную длинную линию, составленную из элементов с сосре-

доточенными параметрами. Пример схемы подобного укорачивающего устройства приведен на рис. 5.24. Принцип работы этой схемы не отличается от работы ранее описанной схемы. На рис. 5.25. приведены осциллограммы импульсов на входе (кривая *а*) и на выходе (кривая *б*) устройства [5].

Для целей укорочения импульсов могут использоваться так же и схемы с запаздывающей обратной связью. Импульс большой длительности, имеющий достаточно крутой фронт, поступает на вход усилителя, который изменяет

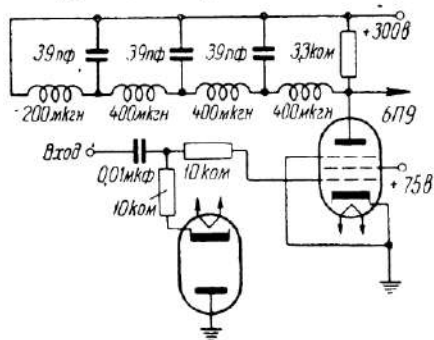


Рис. 5.24. Схема укорачивающего устройства.

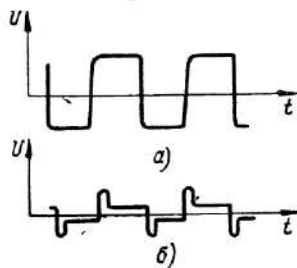


Рис. 5.25. Осциллограммы импульсов на входе (*а*) и выходе (*б*) укорачивающего устройства.

его полярность; далее, пройдя через линию задержки в противофазе, импульс опять поступает на вход усилителя. Во входной цепи усилителя происходит компенсация входного сигнала сигналом обратной связи. Так как до момента времени t_3 (где t_3 — время задержки сигнала в линии задержки) сигнал из цепи обратной связи на вход усилителя не поступает, то в течение этого времени на входе и в анодной цепи усилителя действует лишь один импульс, длительность которого равна t_3 . В момент времени $t=t_3$ из цепи обратной связи поступает импульс отрицательной полярности той же величины, что и импульс, действующий на входе. В результате вычитания импульсов напряжение на сетке лампы с этого момента времени будет равно нулю или какой-то малой величине при факторе обратной связи, меньшем единицы. После прекращения входного импульса на сетке лампы еще в течение некоторого времени будет действовать импульс, поступающий из цепи обратной связи. Однако так как этот импульс имеет отрицательную полярность, а лампа при отсутствии внешнего сигнала закры-

га, то он срезается нижним загибом ламповой характеристики и не оказывает влияния на процессы, происходящие в анодной цепи.

Один из вариантов такой схемы, предназначенной для укорочения импульсов большой мощности, показан на рис. 5.26 [105]. Схема состоит из двух ламп, в анодных цепях которых включены импульсные трансформаторы. В исходном состоянии лампы заперты большим отрицатель-

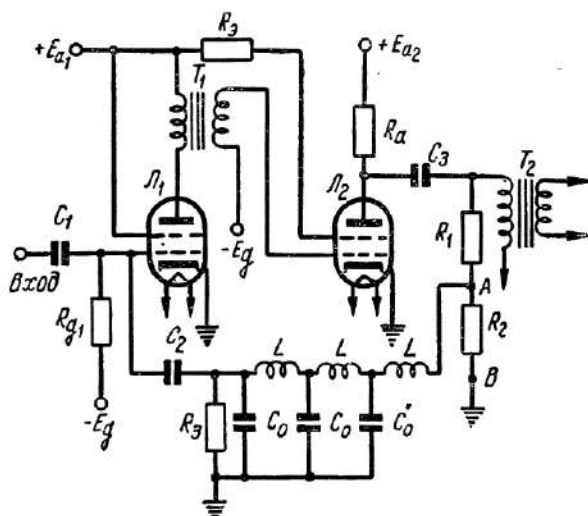


Рис. 5.26. Укорачивающее устройство с запаздывающей обратной связью.

ным напряжением смещения на их сетках. В анодной цепи второй лампы стоит делитель напряжения, с которого снимается напряжение поступающее на линию задержки. Сопротивление делителя R_2 взято равным волновому сопротивлению линии задержки для поглощения обратной волны, распространяющейся в линии.

Работа этой схемы происходит следующим образом. На вход первой лампы поступает прямоугольный импульс, длительность которого больше времени задержки сигнала в линии. Этот импульс имеет достаточную величину для того, чтобы открыть запертую лампу. Когда первая лампа открывается, в ее анодной цепи появляется отрицательный импульс напряжения. Трансформатор меняет полярность и величину этого импульса и подает его на сетку второй лампы, которая тоже открывается.

Вторая лампа усиливает действующий на ее сетке импульс и меняет его полярность. В результате на вход линии задержки AB поступает импульс отрицательной полярности, величина которого равна величине импульса, действующего на входе усилителя. Через время, равное времени задержки сигнала в цепи обратной связи, этот импульс поступает на вход усилителя и компенсирует входной сигнал.

В момент прихода сигнала из цепи обратной связи, т. е. в момент компенсации, оканчивается формирование импульса в анодной цепи первой лампы и, следовательно, на выходе схемы. Длительность сформированного импульса равна времени задержки t_3 . Отрицательный сигнал, поступающий на сетку запертой лампы из цепи обратной связи после окончания входного сигнала, никакого влияния на работу схемы не оказывает.

4. ОГРАНИЧЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Ограничение импульсов малой длительности производится в большинстве случаев для получения импульсов с плоской вершиной. Поэтому в дальнейшем будем в основном рассматривать ограничение импульсов по максимуму.

Существует большое количество схем ограничителей, но далеко не все из них могут быть использованы для работы в диапазоне импульсов наносекундной длительности.

Рассмотрим особенности работы основных типов ограничителей с точки зрения их пригодности для ограничения импульсов малой длительности.

Последовательный диодный ограничитель по максимуму, схема которого приведена на рис. 5.27, работает следующим образом. При отсутствии сигнала диод открыт, так как на аноде относительно катода действует положительное напряжение. Приходящий сигнал оставляет диод открытым до тех пор, пока величина входного напряжения не превысит напряжения смещения. Тогда диод запирается и на выходе ограничителя будет действовать напряжение источника смещения E . Как только сигнал уменьшится по величине, диод снова откроется и форма выходного напряжения будет повторять форму входного напряжения.

Последовательный диодный ограничитель имеет один существенный недостаток. При запертой лампе происходит прямое прохождение сигнала через емкость анод-катод. Лампа вместе с сопротивлением нагрузки как бы представ-

ляет дифференцирующую цепочку, которая передает на выход быстрые изменения входного сигнала. В частности, наличие этой емкости не позволяет ограничивать высокочастотные пульсации на вершине импульсов.

Параллельный диодный ограничитель по максимуму приведен на рис. 5.28. Работа параллельного ограничителя

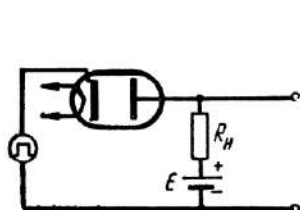


Рис. 5.27. Последовательный диодный ограничитель.

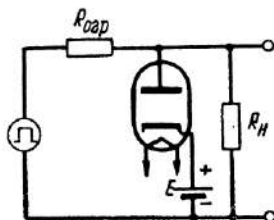


Рис. 5.28. Параллельный диодный ограничитель.

существенно отличается от работы последовательного ограничителя. Когда напряжение входного сигнала не превышает порога ограничения, диод закрыт. Диод открывается только тогда, когда входной сигнал становится больше напряжения ограничения, т. е. в течение незначительной части периода повторения сигнала. Поэтому в отношении энергетического баланса параллельный ограничитель находится в значительно более выгодном положении, чем последовательный. Параллельный ограничитель также имеет большой недостаток. Он не может точно ограничивать сигнал на заданном уровне, так как при открытом диоде коэффициент передачи ограничителя не равен нулю. Поэтому напряжение на выходе ограничителя при открытой лампе не остается постоянным и до некоторой степени повторяет изменения входного сигнала. Для того, чтобы уменьшить коэффициент передачи ограничителя при открытой лампе, необходимо увеличить отношение сопротивления ограничения к внутреннему сопротивлению диода. Это можно достигнуть только путем уменьшения внутреннего сопротивления диода. Увеличение сопротивления ограничения недопустимо потому, что при запертом диоде это сопротивление вместе с паразитной емкостью диода образует интегрирующую цепочку, которая приводит к искажению фронта передаваемого импульса.

Так как вакуумные диоды обладают сравнительно большим внутренним сопротивлением и большой паразитной емкостью, то для ограничения импульсов наносекундной

длительности более целесообразно использовать кристаллические диоды как точечные, так и плоскостные. Л. В. Горячев [106] провел исследование схемы последовательного диодного ограничителя на кристаллических диодах типа ДГЦ. Схема ограничителя приведена на рис. 5.29. Сигнал поступает на ограничитель по кабелю, нагруженному на активное сопротивление, равное его волновому сопротивлению. В начальный момент кристалл проводит ток, так как к нему приложено напряжение положительной полярности от источника E . Уровень ограничения определяется величиной напряжения источника E . Важную роль в этой схеме играет сопротивление R_a . Это сопротивление, являющееся сопротивлением нагрузки, представляет собой в то же время сопротивление ограничения тока, текущего через кристалл. Его величина не может быть меньше отношения напряжения ограничения E к максимально допустимому току через кристалл. Что же касается емкости C_0 , то она представляет собой паразитную входную емкость последующего каскада схемы.

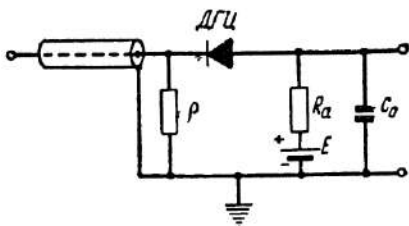


Рис. 5.29. Последовательный ограничитель на кристаллическом диоде.

Эквивалентная схема ограничителя в общем случае имеет вид, показанный на рис. 5.30,а, где R_d и C_d означают соответственно внутреннее сопротивление и проходную емкость кристалла. До прихода импульса диод открыт, и так как $R_a \gg R_d + \rho$ и $C_0 \gg C_d$, то эквивалентная схема принимает вид, изображенный на рис. 5.30,б. В отсутствие сигнала на выходе схемы устанавливается напряжение

$$E' = E \frac{\rho + R_d}{\rho + R_d + R_a}.$$

Когда на вход схемы поступит импульс прямоугольной формы, кристалл перестанет проводить ток, тогда эквивалентная схема примет вид, показанный на рис. 5.30,в. В начальный момент на выходе схемы появится перепад напряжения за счет прохождения сигнала через емкость кристалла

$$U_2 = U_1 \frac{C_d}{C_0 + C_d} \approx U_1 \frac{C_d}{C_0},$$

так как $C_0 \gg C_d$. В идеальных условиях во время прохождения импульса на выходе ограничителя должно действовать напряжение ограничения E . Реально, для того чтобы это напряжение установилось, требуется некоторое время,

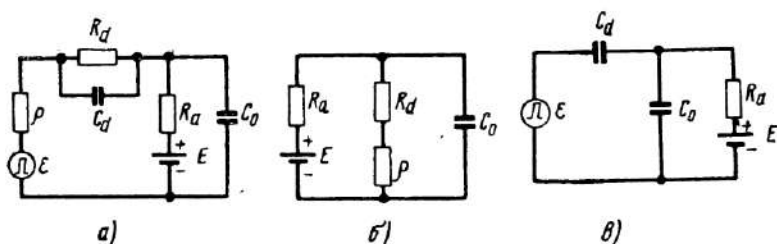


Рис. 5.30. Эквивалентная схема ограничителя на кристаллическом диоде.

определяемое произведением $R_a C_0$. Напряжение на выходе ограничителя будет нарастать по закону

$$U_{\text{вых}} = E \left(1 - e^{-\frac{t}{C_0 R_a}} \right), \quad (5.41)$$

и время его нарастания от 0,1 до 0,9 стационарного значения определится известной формулой

$$t_y = 2,2 C_0 R_a. \quad (5.42)$$

Нетрудно произвести расчет времени установления импульсов на выходе ограничителя. Пусть, например, задано $E = 20$ в. Выберем кристалл ДГ-Ц7. Приняв максимальную величину тока через кристалл 15 ма, найдем сопротивление нагрузки $R_a = 1340$ ом. Полагая входную емкость $C_0 = 15$ пф, получим время установления равным 44 нсек. Включая четыре кристалла параллельно друг другу, увеличиваем допустимую величину тока в цепи и получаем $t_y = 11$ нсек.

Значительно лучшие результаты дает применение плоскостных кристаллических диодов типа ДГ-Ц23, ДГ-Ц24, ДГ-Ц26. Хотя диоды этих типов обладают значительной емкостью, однако их преимуществом является ничтожно малое сопротивление в прямом прохождении тока. Как показывает эксперимент, ограничитель на кристаллическом

диоды плоскостного типа практически не ухудшает фронта импульса, а только увеличивает спад его плоской части. На рис. 5.31,а показан входной импульс длительностью 45 нсек на половине амплитуды, с длительностью фронта 5 нсек и амплитудой 110 в. На рис. 5.31,б приведена осциллограмма выходного импульса при различных уровнях ограничения. Как видно из осциллограммы, фронт импульса практически не искажается. На основании этого можно сделать

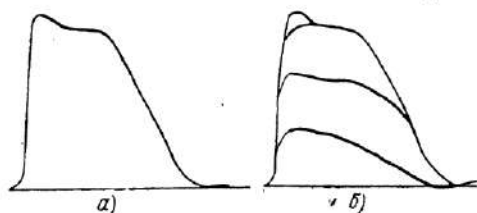


Рис. 5.31. Форма импульсов на входе (а) и на выходе (б) ограничителя.

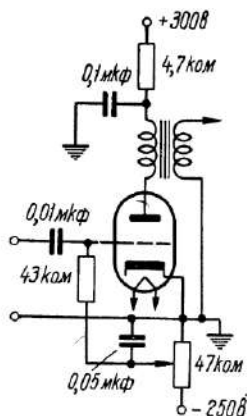


Рис. 5.32. Схема усилителя-ограничителя.

вывод, что плоскостные кристаллические диоды в схеме ограничения ведут себя так же, как диоды, у которых сопротивление в обратном направлении в течение некоторого времени было бы весьма мало, а затем быстро изменилось бы до значительной величины. Это свойство плоскостных диодов объясняется инерционностью происходящих в них процессов.

В качестве ограничителя импульсов эффективно может быть использован усилитель-ограничитель на трансформаторах. Схема такого усилителя-ограничителя приведена на рис. 5.32. Исследованием этой схемы занимался Н. Е. Буторин [31], который получил следующие результаты. При использовании лампы 6Н15П (оба триода соединены параллельно) на ее сетку подавался импульс колоколообразной формы, длительностью 45 нсек на уровне 0,1 и амплитудой 120 в. На выходе создавался импульс длительностью 30 нсек с той же амплитудой, но с плоской вершиной длительностью 10 нсек. При исследовании лампы 6СЗП в той же схеме подавался импульс длительностью 20 нсек с амплитудой 110 в. На выходе схемы получался импульс той же длительности, но с амплитудой 90 в и плоской вершиной длительностью 10 нсек. Длительность фронта

импульса составляла 4—6 *нсек*. При подаче на эту схему импульса длительностью 8 *нсек* с амплитудой 80 *в* на выходе ее получался импульс той же длительности и амплитуды, но имел плоскую вершину длительностью 4 *нсек*. При подаче на схему импульсов с плоской вершиной схема укорачивала фронт и срез импульсов.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ РАЗВЕРТОК СКОРОСТНЫХ ОСЦИЛЛОГРАФОВ

При осциллографировании наносекундных импульсов возникает ряд затруднений, которые практически отсутствуют при работе с импульсами микросекундной длительности. Наблюдение и регистрация наносекундных импульсов предъявляют новые требования как к конструкции электронно-лучевой трубки, так и к основным узлам схемы осциллографа. Эти требования несколько отличаются в зависимости от характера изучаемого кратковременного процесса. Так необходимо различать осциллографы, рассчитанные на регистрацию однократных импульсов и периодически повторяющихся импульсов.

Получение яркого изображения на экране трубки не представляет особых трудностей в случае периодически повторяющихся импульсов малой длительности при достаточной частоте повторения и стабильности их следования.

В случае же регистрации (фотографирования) единичных коротких импульсов, которые не могут периодически воспроизводиться на экране, получить достаточно яркое изображение значительно сложнее.

Генератор импульсов напряжения развертки является одной из основных частей скоростного осциллографа, т. е. осциллографа, предназначенного для регистрации весьма кратковременных процессов. Генератор развертки должен быть рассчитан и сконструирован с учетом особенностей осциллографирования наносекундных импульсов.

В данной главе рассматриваются основные особенности скоростной осциллографии, требования, предъявляемые к генераторам скоростной развертки, и различные схемы таких генераторов.

1. ОСОБЕННОСТИ ОСЦИЛЛОГРАФИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА

Для регистрации импульса длительностью порядка наносекунды с отчетливым изображением его формы необходима весьма большая скорость развертки (скорость перемещения луча по горизонтали), достигающая иногда величины 50 000 км/сек, т. е. весь экран электронно-лучевой трубки, имеющей диаметр 10 см, прочерчивается лучом всего за две наносекунды.

Графическая скорость луча, понимаемая как линейная скорость перемещения луча при регистрации исследуемого процесса, при этом может достигать значений, близких к скорости света.

В случае регистрации гармонического колебания

$$y = A \sin 2\pi f t$$

максимальная скорость изменения величины y определяется выражением

$$v_{ym} = \dot{y}|_{t=0} = A 2\pi f.$$

Максимальная графическая скорость v_r оценивается выражением, учитывающим также и горизонтальную скорость (скорость развертки)

$$v_{rm} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}.$$

При указанной выше скорости развертки возможна регистрация (при условии достаточной яркости свечения экрана трубки) колебаний с частотой более 3 000 Мгц. Если при этом амплитуда колебаний на экране более сантиметра, то графическая скорость близка к скорости света.

В случае регистрации видеоимпульса графическая скорость определяется выражением

$$v_r = \sqrt{v_x^2 + v_y^2},$$

где v_x и v_y — соответственно скорость перемещения луча по горизонтальной и вертикальной осям. Это выражение можно записать подробнее, если получить значение для скорости v_y .

Пусть σ — чувствительность электронно-лучевой трубки

$$\sigma = \frac{\Delta y}{\Delta U_y} \frac{\text{см}}{\text{в}},$$

где Δy — путь, пройденный лучом в направлении оси y при изменении напряжения импульса на величину ΔU_y . Тогда для скорости v_y получаем

$$v_y = \frac{\Delta y}{\Delta t} = c \frac{\Delta U_y}{\Delta t}.$$

Если $\Delta t \rightarrow 0$, то отношение $\frac{\Delta U_y}{\Delta t}$ представляет дифференциальное значение крутизны импульса S_y в данной точке (в данный момент времени) на экране трубки. Тогда скорость v_y будет:

$$v_y = c S_y.$$

Графическая скорость в случае регистрации видеоимпульса будет выражена

$$v_r = \sqrt{v_x^2 + c^2 S_y^2}.$$

Максимальная графическая скорость будет иметь место в точках, соответствующих фронту и срезу регистрируемого импульса, когда крутизна достигает максимума.

Получение достаточно линейной развертки при больших скоростях представляет определенную трудность. Увеличение скорости записи сопряжено с резким уменьшением яркости свечения экрана трубки. При регистрации неповторяющихся процессов приходится принимать меры для увеличения яркости изображения за счет повышения ускоряющего напряжения в электронно-лучевой трубке. Однако с повышением ускоряющего напряжения значительно падает чувствительность трубки, что, в свою очередь, требует соответствующего увеличения напряжения развертки. В некоторой степени улучшению чувствительности способствует применение в трубках дополнительного ускоряющего напряжения, действующего на электронный луч после того, как он пройдет отклоняющую систему (послеускорение). Трубки с системой послеускорения дают возможность регистрировать периодические импульсы длительностью порядка наносекунды при малой частоте повторения и однократные — при повышенном напряжении послеускорения (трубки типа 13ЛО54, 13ЛО2С и др.).

Наносекундные импульсы, даже при подаче их непосредственно на отклоняющие пластины трубки, могут быть

значительно искажены. Причиной этого искажения является недостаточная полоса пропускания частот цепи, включающей отклоняющую систему трубки, а также влияние времени пролета электронов через отклоняющую систему трубки.

Если в течение времени пролета электронов вдоль отклоняющих пластин электронно-лучевой трубки напряжение на пластинах существенно изменяется, то на экране трубки исследуемое явление будет искажено. При осциллографировании импульсов, имеющих длительность порядка нескольких наносекунд, отклоняющее напряжение на пластинах изменяется за время порядка 10^{-9} — 10^{-10} сек. В обычных электронно-лучевых трубках, применяемых в осциллографах для исследования микросекундных импульсов, время пролета электронов

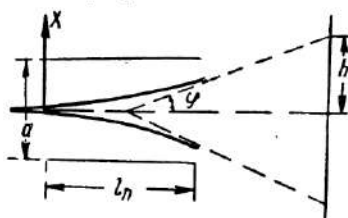


Рис. 6.1. Смещение луча в электронно-лучевой трубке.

составляет 10^{-9} — 10^{-8} сек. Следовательно, такие электронно-лучевые трубки не могут воспроизвести без искажений импульсы наносекундного диапазона.

Рассмотрим характер искажения синусоидального напряжения высокой частоты, вызванного влиянием времени пролета электронов. Для электрона в равномерном поле пластин отклоняющей системы (рис. 6.1) имеет место уравнение

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{U}{a},$$

где m , e — масса и заряд электрона, a — расстояние между пластинами. Тогда для скорости, с которой отклоняются электроны под действием поля $\frac{U}{a}$, где U — напряжение на отклоняющих пластинах, получаем выражение

$$v = \frac{dx}{dt} = \int_0^{t_n} \frac{eU}{am} dt; \quad (6.1)$$

здесь t_n — время пролета электронов через отклоняющую систему.

При малых отклонениях электронов, заменяя тангенс угла отклонения луча через угол, получим следующее выражение для величины отклонения:

$$\varphi_0 = \int_0^{t_n} \frac{eU}{amv_0} dt, \quad (6.2)$$

где v_0 — продольная скорость электрона, определяемая величиной ускоряющего напряжения электронно-лучевой трубки.

При синусоидальном отклоняющем напряжении $U = U_m \sin \omega t$ эта зависимость принимает вид [83, 107, 108, 109]

$$\varphi_0 = \sigma U_m \sin \omega \left(t + \frac{t_n}{2} \right) \left[\frac{\sin \frac{\omega t_n}{2}}{\frac{\omega t_n}{2}} \right], \quad (6.3)$$

где σ — коэффициент статической чувствительности электронно-лучевой трубки

$$\sigma = \frac{el_n}{mav_0^2};$$

здесь l_n — длина отклоняющих пластин. Отношение, стоящее в квадратных скобках, зависит от частоты регистрируемых колебаний, размеров пластин и скорости электронов $v_0 = \frac{l_n}{t_n}$. Оно определяет степень искажения амплитуды

регистрируемых колебаний при данных условиях. Поэтому вводится величина динамической чувствительности

$$\sigma_d = \sigma \frac{\sin \frac{\omega t_n}{2}}{\frac{\omega t_n}{2}}. \quad (6.4)$$

При значениях $\frac{\omega t_n}{2} = 2n\pi$ (где n — целое число) динамическая чувствительность осциллографа равна нулю, а при частотах

$$f = \frac{2n-1}{\pi}$$

она достигает максимумов.

Если отклоняющее напряжение имеет вид идеального перепада с амплитудой U_m , то формула (6.2) примет выражение

$$\varphi_0 = \frac{eU_m t}{mav_0} = \sigma U_m \frac{t}{t_n}, \quad (6.5)$$

т. е. отклонение луча возрастает линейно со временем и фронт импульса делается пологим. В момент времени $t = t_n$, когда электроны выходят из пространства между

отклоняющими пластинами, их отклонение равно

$$\varphi_0 = \sigma U_m.$$

В случае, если напряжение, поданное на пластины, линейно нарастает (напряжение развертки), т. е.

$$U(t) = kt,$$

отклонение луча пропорционально

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} k \sigma \frac{t_n^2}{t_n}, \quad (6.6)$$

где $0 < t < t_n$. Характер искажения формы напряжения в этом случае показан на рис. 6.2. До момента t' напряжение нарастает по параболическому закону, а затем изменяется по линейному закону, равному закону изменения поданного на пластины напряжения развертки. Величина ошибки в отклонении луча пропорциональна скорости нарастания напряжения. В момент выхода электронов из пространства между отклоняющими пластинами разность заданного и регистрируемого напряжения будет равна $\frac{\sigma k}{2}$.

С увеличением ускоряющего напряжения, применяемого в электронно-лучевой трубке, растет продольная скорость электронов в луче v_0 , а следовательно, уменьшается время пролета электронов t_n . Таким образом, с увеличением ускоряющего напряжения растет частота колебаний, регистрируемых с погрешностью $\frac{\sigma_d}{\sigma}$. Для электронно-лучевой труб-

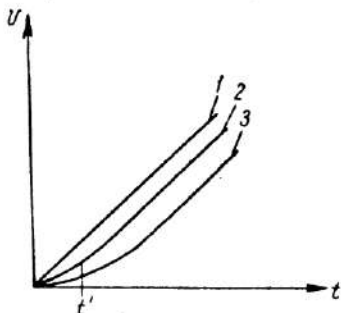


Рис. 6.2. Искажение линейно-нарастающего напряжения из-за влияния времени пролета электронов:

1 — подаваемое напряжение, 2 — регистрируемое напряжение с учетом только времени пролета электронов, 3 — регистрируемое напряжение с учетом времени пролета электронов и влияния параметров входной цепи отклоняющей системы.

ки, например 13ЛО37, при напряжении ускорения 2 кВ и частоте входного сигнала 100 МГц эти искажения составляют 2% , а при частоте 400 МГц достигают примерно 40% .

В целях уменьшения времени пролета электронов необходимо применять осциллографические системы, имеющие электронно-лучевые трубки с высоким напряжением ускорения и малыми размерами отклоняющих пластин. Примером таких систем являются микроосциллографы [110, 111]. Хорошие результаты при осциллографировании коротких импульсов могут быть получены в осциллографах с электронно-лучевыми трубками, в которых отклоняющая система сделана в виде замедляющего устройства, работающего в режиме бегущей волны [112—116]. В такой отклоняющей системе в широкой области частот скорость движения электронов вдоль системы совпадает с фазовой скоростью электромагнитных волн в системе, создаваемых напряжением развертки.

Вторым фактором, вызывающим искажения при осциллографировании наносекундных импульсов, является влияние паразитных параметров вводов электронно-лучевой трубки, а также емкость самой отклоняющей системы трубки. В результате этого частотная характеристика цепи, включающей отклоняющую систему трубки, может быть недостаточно широкополосной. Так для трубок 13ЛО37, 13ЛО54, у которых выводы отклоняющих пластин проходят через цоколь, резонансная частота указанной цепи равна примерно $140\text{—}180 \text{ МГц}$. В отдельных моделях трубок с вводами, смонтированными в стекло колбы, резонансная частота отклоняющей системы равна в различных трубках от 250 до 600 МГц . В настоящее время промышленностью выпускаются электронно-лучевые трубки типа 13ЛО3 и 13ЛО4, в которых вводы отклоняющей системы смонтированы в стекло колбы.

Применение электронно-лучевых трубок с отклоняющей системой, работающей в режиме бегущей волны, позволяет согласовать кабель, подводящий исследуемый импульс напряжения к отклоняющей системе, с волновым сопротивлением системы и поэтому в значительной степени устранить искажения рассматриваемого типа.

При использовании обычных трубок в осциллографах, предназначенных для регистрации коротких импульсов, величина емкости и индуктивности вводов отклоняющих пластин должна быть снижена до минимальной. Эквивалент-

ная цепь, соответствующая отклоняющей системе трубки обычного типа, приведена на рис. 6.3. Здесь R — полное сопротивление внешней цепи, включая генератор развертки. Если на отклоняющие пластины подан импульс в виде перепада напряжения с амплитудой U_m , то напряжение на пластинах можно представить в следующем виде (при $R < 2\rho$, где ρ — характеристическое сопротивление контура):

$$U = U_m \left[1 - e^{-\alpha t} \left(\frac{\alpha}{\delta} \sin \delta t + \cos \delta t \right) \right];$$

здесь $\alpha = \frac{R}{2L}$ и $\delta = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$.

В практических случаях величина R выбирается такой, чтобы напряжение на отклоняющих пластинах имело наименьшее время нарастания без заметных выбросов на вершине импульса по сравнению с входным импульсом. Этому условию удовлетворяет отношение $\frac{\alpha}{\delta} = 1$,

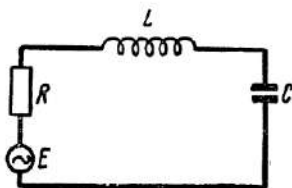


Рис. 6.3. Эквивалентная схема цепи отклоняющей системы.

при этом выброс составляет не более 4% [51]. Тогда для сопротивления имеем значение $R = \sqrt{\frac{2L}{C}}$.

Пользуясь выражением частоты колебаний в данной цепи для сопротивления получим

$$R = \frac{1}{\sqrt{2\pi C f_0}} = \frac{0,22}{f_0 C}. \quad (6.7)$$

Данное соотношение позволяет определить величину сопротивления R при известной ёмкости C и частоте f_0 , найденных для определенной электронно-лучевой трубки. Пользуясь выбранной величиной затухания, можно найти напряжение на пластинах

$$U = U_m \left[1 - e^{-\frac{t}{RC}} \left(\cos \frac{t}{RC} + \sin \frac{t}{RC} \right) \right],$$

так как выполняется при этом равенство

$$\alpha = \delta = \frac{R}{2L} = \frac{1}{RC}.$$

В момент, когда $U = U_m$, имеет место соотношение

$$\cos \frac{t}{RC} + \sin \frac{t}{RC} = 0$$

и, следовательно,

$$t = \frac{3\pi}{4} RC = 2,3RC. \quad (6.8)$$

Таким образом, можно оценить длительность фронта импульса на экране трубки, зависящую от параметров цепи отклоняющей системы.

2. ТРЕБОВАНИЯ К ГЕНЕРАТОРАМ РАЗВЕРТОК СКОРОСТНЫХ ОСЦИЛЛОГРАФОВ

Генератор развертки любого осциллографа должен вырабатывать напряжение такой формы, чтобы обеспечить неискаженное воспроизведение исследуемого импульса на экране трубки. Как известно, таким требованиям удовлетворяет напряжение, изменяющееся во времени по линейному закону. Особенности работы трубки при регистрации весьма кратковременных процессов сказываются и на форме напряжения развертки. Под влиянием времени пролета электронов через отклоняющую систему начальный участок напряжения развертки, как мы видели (кривая 2 на рис. 6.2), принимает параболический вид. Кроме этого, необходимо учесть искажения, связанные с наличием емкости и индуктивности вводов отклоняющих пластин.

Если на выходе генератора напряжение развертки изменяется по линейному закону

$$U = 0 \quad \text{при } t < 0$$

и

$$U = kt \quad \text{при } t \geq 0,$$

то, пользуясь эквивалентной схемой цепи отклоняющей системы трубки (рис. 6.3), можно получить следующее выражение для напряжения, действующего на отклоняющих пластинах:

$$U = k \left[(t - RC) + e^{-\alpha t} \left(\frac{\frac{R^2 C}{2L} - 1}{\delta} \sin \delta t + RC \cos \delta t \right) \right],$$

где приняты те же обозначения, что и в § 1.

Если величину R выбрать близкой к критическому сопротивлению (как указано в § 1), то выражение для напряжения принимает вид

$$U = k \left[t - RC \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \cos \frac{t}{RC} \right) \right]. \quad (6.9)$$

Для того чтобы учесть и эффект времени пролета электронов через отклоняющую систему, необходимо воспользоваться выражением (6.2). Подставив значение U из выражения (6.9) в формулу (6.2) и произведя интегрирование, получим для отклонения электронного луча

$$\varphi_0 = \frac{ke}{amv_0} \left[\frac{1}{2} t^2 - RCt + \frac{1}{2} R^2 C^2 e^{-\frac{t}{RC}} \times \right. \\ \left. \times \left(\sin \frac{t}{RC} - \cos \frac{t}{RC} \right) \right]_0^{t_{\pi}}. \quad (6.10)$$

Для данного случая форма напряжения развертки на экране трубки изображена кривой 3 на рис. 6.2. Напряжение развертки достаточно линейно за исключением начального участка, что может оказаться существенным при осциллографировании очень короткого импульса (т. е. при очень большой скорости развертки).

Обычно параметры горизонтально отклоняющей системы трубки одинаковы с параметрами вертикально отклоняющей системы. Для многих электронно-лучевых трубок, у которых выводы пластин проходят через цоколь, емкость отклоняющей системы лежит в пределах 7—15 пф, резонансная частота — в пределах 140—180 Мгц, время пролета электронов составляет несколько наносекунд.

Требуемое сопротивление в цепи отклоняющей системы может быть определено по формуле (6.7). В практических случаях можно оценить указанное выше искажение и уменьшить его путем подбора соответствующего режима работы схемы генератора развертки, а также надлежащего согласования момента запуска развертки относительно момента поступления исследуемого импульса.

При осциллографировании наносекундных импульсов одним из важнейших требований, предъявляемых к развертке, является большая ее скорость. Эта скорость может быть порядка десятков тысяч километров в секунду, т. е. линия развертки по всему экрану трубки прочерчивается за несколько наносекунд.

Обычно для напряжения развертки используется начальный участок кривой заряда (или разряда) конденсатора через активное сопротивление, при этом коэффициент нелинейности γ определяется выражением

$$\gamma = \frac{I_1 - I_2}{I_1} = \frac{U_m}{E}, \quad (6.11)$$

где I_1 и I_2 — ток через конденсатор в начале и в конце используемого интервала времени,

U_m — амплитуда напряжения развертки,

E — напряжение источника питания.

Ток через конденсатор скоростной развертки достигает значительной величины и может быть определен из соотношения

$$I = C \frac{dU_c}{dt}.$$

При скорости изменения напряжения порядка $5 \cdot 10^{10}$ в/сек (скорость развертки 1 см/нсек) и емкости конденсатора 50 пф величина тока его заряда, т. е. величина тока через лампу в схеме развертки, достигает значения 2,5 а. Необходимо также учитывать явление емкостной связи между горизонтально и вертикально отклоняющими пластинами электронно-лучевой трубки. Емкость между соседними системами отклоняющих пластин является частью емкостного делителя напряжения, второе плечо которого образует паразитная емкость между отклоняющими пластинами и землей. При уменьшении этой емкости возрастает взаимная связь между горизонтальными и вертикальными отклоняющими пластинами. В целях уменьшения этой связи иногда специально увеличивают емкость отклоняющих пластин относительно земли. Это обстоятельство влечет за собой увеличение зарядного тока в схеме развертки. Таким образом, емкость отклоняющих пластин и паразитная емкость монтажа схемы представляют весьма заметную нагрузку на выходе генератора развертки. Поэтому в схеме должна находиться лампа, имеющая достаточную импульсную мощность.

В скоростном осциллографе используются электронно-лучевые трубки со значительным напряжением ускорения, а это приводит к необходимости применять напряжение развертки порядка сотен вольт. Напряжение источника питания может быть выбрано с учетом допустимой нелинейности развертки. Так, при нелинейности γ , равной 20%

при напряжении развертки 500 в в силу соотношения (6.11) напряжение источника питания E необходимо взять 2 500 в.

Указанные требования к генераторам импульсов напряжения развертки скоростного осциллографа могут быть проще всего удовлетворены в тиратронных схемах. В таких схемах легко обеспечить значительный ток при относительно невысоком напряжении источника питания (около 1 кв). С тиратронами, рассчитанными на более высокое напряжение, могут быть получены весьма быстрые развертки, так как импульсы тока в них достигают нескольких десятков ампер.

Однако, как указывалось в гл. 4, большинство тиратронов работают при частоте повторения не более 5—15 кГц, а запаздывание зажигания тиратрона относительно момента его запуска может быть более ста наносекунд. Кроме того, некоторые тиратроны имеют невысокую стабильность зажигания. Для уяснения значения этих недостатков тиратронов при работе в схеме скоростной развертки рассмотрим особенности работы схемы осциллографа.

Для обеспечения возможности наблюдения исследуемого импульса в центральной части экрана, т. е. в некоторый момент после начала движения луча, необходимо создать задержку импульса относительно момента запуска развертки. Величина этой задержки зависит от скорости срабатывания схемы развертки, которая в свою очередь определяется характером схемы и типом лампы или тиратрона, которые применены в ней. При осциллографировании импульсов с крутыми перепадами (длительность фронта 1 нсек и менее) элемент схемы, предназначенный для задержки импульсов (обычно отрезок кабеля) вносит искажения в форму импульса. Эти искажения тем больше, чем больше задержка. Поэтому целесообразно применять схемы развертки, имеющие меньшее время срабатывания. Правда, задержка исследуемого импульса иногда может быть устранена, если возможен запуск развертки исследуемого генератора от синхрогенератора, создающего импульсы запуска с необходимой задержкой.

Для получения фотографий импульса с экрана трубки осциллографа желательно, чтобы электронный луч вызывал свечение экрана только в момент, непосредственно предшествующий появлению напряжения развертки на отклоняющих пластинах. После же прохождения луча вдоль экрана он должен быть погашен и свечение экрана прекращено. Для этого в осциллографе применяется схема,

создающая импульсы подсвета, подаваемые либо на катод, либо на управляющий электрод трубки. В скоростном осциллографе импульсы подсвета должны быть весьма кратковременными с крутым фронтом, что необходимо для обеспечения быстрого подсвета трубки.

Моменты подсвета экрана, начала развертки и поступления исследуемого импульса должны быть строго согласованы во времени, и поэтому соответствующие схемы должны работать весьма стабильно. Это последнее требование является весьма жестким особенно для тиратронных схем. Схемы на вакуумных лампах являются в этом отношении более подходящими, так как отличаются стабильностью запуска. Однако и некоторые тиратроны работают с достаточной стабильностью при выполнении ряда условий, о которых указывалось в гл. 4.

В зависимости от назначения осциллографа (регистрация одиночных или повторяющихся процессов) и требуемой скорости развертки может быть применена схема либо с тиратроном, либо с вакуумной лампой.

3. ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ НАПРЯЖЕНИЯ РАЗВЕРТКИ В СХЕМАХ НА ВАКУУМНЫХ ЛАМПАХ

Схемы генераторов развертки на вакуумных электронных лампах обладают наибольшей стабильностью запуска и относительно малым временем запаздывания (порядка десятка наносекунд) при условии наличия стабилизированного напряжения источника питания. Эти качества генератора являются весьма ценными при работе его в скоростном осциллографе, рассчитанном на регистрацию импульсов с весьма крутым фронтом как одиночных, так и периодически повторяющихся.

Необходимость получения в схеме развертки больших токов в импульсе накладывает условия на выбор самой схемы развертки и применяющейся в ней лампы. Наряду с большой скоростью развертка должна быть достаточно линейной. Длительность обратного хода не должна быть значительной, так как при этом получается меньшая частота развертки.

Эти требования могут быть удовлетворены и в схеме развертки, работающей на принципе заряда или разряда конденсатора. Для обеспечения линейности развертки ток в цепи конденсатора должен поддерживаться постоянной величины. Токостабилизирующий элемент рассчитывается на большие токи. Величина выходного сопротивления гене-

ратора развертки должна удовлетворять условию наименьшего искажения формы напряжения развертки (как указано в § 2).

Применение в генераторе развертки вакуумной лампы в качестве коммутирующего элемента связано, однако, с возможностью искажения начальной части развертки за счет влияния формы пускового импульса. Действительно, если фронт импульса длится промежуток времени, соизмеримый с длительностью развертки, то напряжение развертки наряду с параметрами зарядной цепи будет определяться и характером нарастания фронта пускового импульса. Пусть фронт пускового импульса нарастает по линейному закону, тогда ток заряда конденсатора в цепи развертки также нарастает по линейному закону

$$i = kt$$

и напряжение на конденсаторе будет

$$U_c = \frac{1}{C} \int_0^{t_\phi} i dt = \frac{kt^2}{2C} \int_0^{t_\phi},$$

где t_ϕ — длительность фронта пускового импульса. Напряжение на конденсаторе за время нарастания пускового импульса изменяется во времени по параболическому закону. Поэтому желательно, чтобы пусковой импульс имел большую крутизну фронта и относительно плоскую вершину. Это тем более важно, чем больше увеличивается скорость развертки.

Ввиду большого значения синхронизации поступления импульсов развертки и подсвета трубки целесообразно рассматривать получение этих импульсов совместно.

В качестве коммутирующей лампы генератора развертки применяются тетроды, отпираемые только на время прямого хода развертки. Использование достаточно мощного тетрода позволяет получить необходимый для образования развертки ток. Преимущество применения тетрода перед триодом заключается в том, что он имеет меньшую входную емкость, что позволяет получить большую скорость развертки. Кроме того, в тетроде изменение потенциала на экранной сетке на такую же величину, что и на катоде, не вызывает изменения анодного тока. Это обстоятельство весьма важно для получения линейного изменения напряжения развертки. Для этой цели между экранной сеткой

и катодом тетрода включается конденсатор соответствующей емкости.

А. М. Дубинин и В. И. Левитов применили лучевой тетрод 6ПЗ в генераторе развертки для высоковольтного скоростного осциллографа [118]. Схема оконечного каскада запуска (Λ_1) и развертки (Λ_2) приведена на рис. 6.4. От делителя напряжения, имеющего заземленную среднюю точку и потенциалы $+U$ и $-U$ на краях, осуществляется заряд основной емкости C_5 и переходных емкостей C_6 и C_7 . Положение переменных контактов делителя выбирается

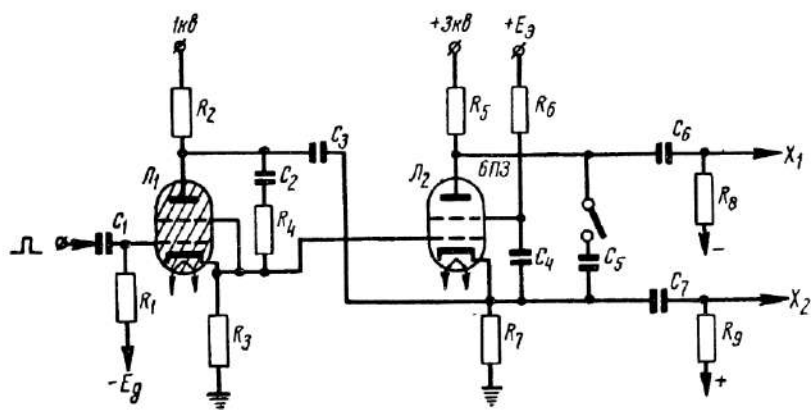


Рис. 6.4. Схема генератора развертки на тетроде.

так, чтобы потенциалы пластин были равны соответственно $+\frac{U}{2}$ и $-\frac{U}{2}$. На емкости C_5 полное напряжение равно $2U$. При отпирании коммутирующей лампы Λ_2 емкость C_5 разряжается и меняются потенциалы обкладок конденсаторов C_6 и C_7 , вследствие чего создается паразитное напряжение развертки.

Путем изменения емкости C_5 скорость развертки на экране регулируется от 60 нсек до 100 мсек. Для обеспечения линейности развертки лампа Λ_2 работает в режиме, в котором ее ток имеет неизменную величину. Для этой же цели импульс, отпирающий лампу Λ_2 и вырабатываемый в схеме с тиратроном 2050, имеет постоянную амплитуду за время развертки и достаточно крутой фронт. Однако применение в схеме запуска тиратрона ограничивает тактовую частоту развертки.

На рис. 6.5 приведена иная схема генератора скоростной развертки на тетроде [119]. Схема работает следующим образом. При поступлении на сетку лампы Λ_1 пускового импульса она открывается и через трансформатор T_1 положительный импульс поступает на сетку лампы Λ_2 . Эта лампа работает в схеме блокинг-генератора, который вырабатывает импульсы необходимой длительности. Импульс, снимаемый с третьей обмотки трансформатора, подается на управляющий электрод электронно-лучевой трубки для подсвета прямого хода развертки, а также на линию за-

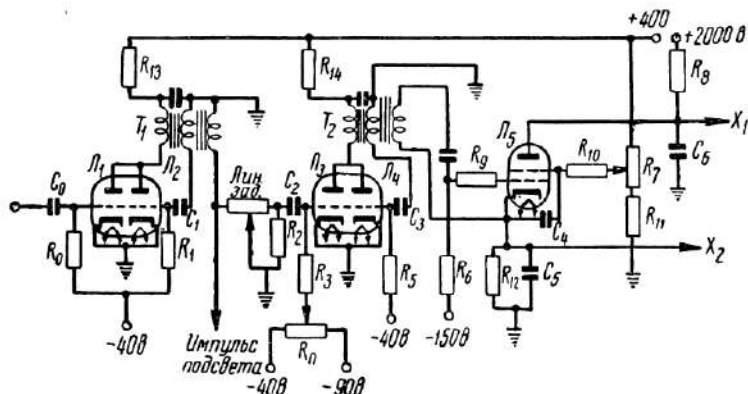


Рис. 6.5. Схема скоростной развертки на тетроде.

держки. В качестве линии задержки используется отрезок кабеля. Далее импульс поступает на сетку лампы Λ_3 , которая вместе с лампой Λ_4 образует второй блокинг-генератор. Импульс перед подачей на сетку лампы Λ_3 дифференцируется цепочкой C_2R_3 . Импульс со второго блокинг-генератора подается на сетку разрядной лампы Λ_5 , которая обычно заперта. Напряжение на конденсаторе C_6 , подключенном к аноду тетрода Λ_5 равно 2 000 в, а конденсатор C_5 в цепи катода разряжен. Когда лампа Λ_5 отпирается положительным импульсом, напряжение между ее сеткой и катодом поднимается до нуля или даже становится положительным. Конденсатор C_6 разряжается анодным током лампы Λ_5 , а конденсатор C_5 заряжается анодным и экраным токами той же лампы. Благодаря действию конденсатора связи C_4 , поддерживающего постоянство потенциала экранирующей сетки лампы Λ_5 по отношению к ее катоду, анодный и экраный токи этой лампы остаются достаточно постоянными в течение длительности импуль-

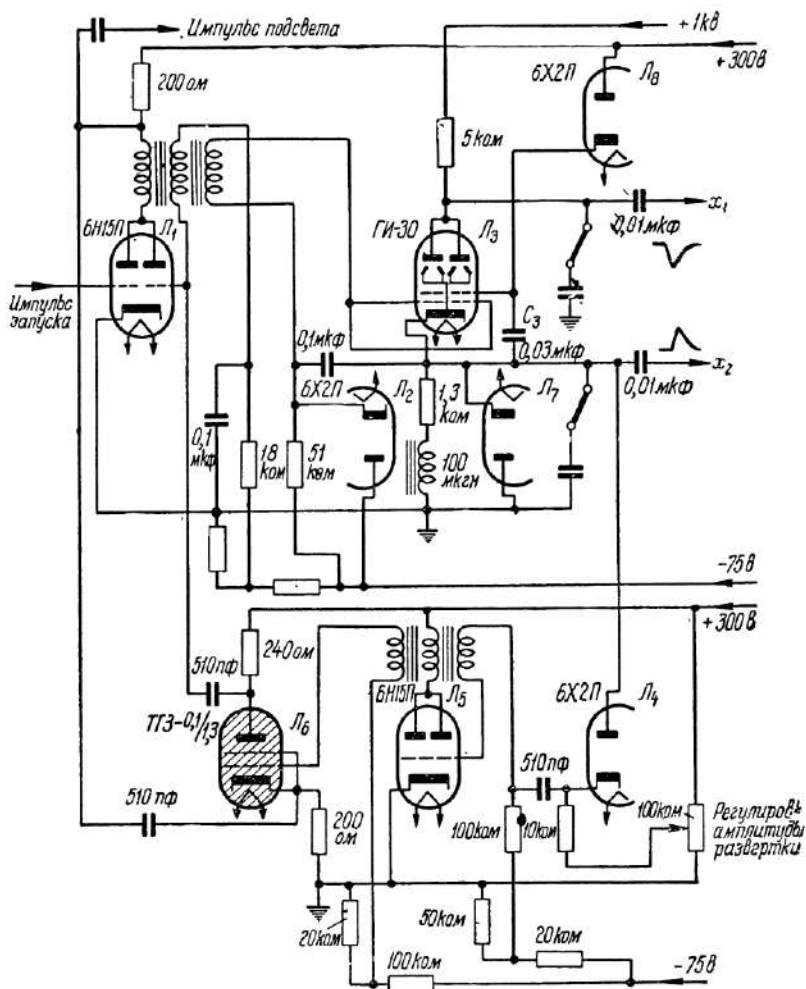


Рис. 6.6. Основная часть развертки скоростного осциллографа типа ОС-1.

са. Благодаря этому обеспечивается линейное изменение напряжения развертки на конденсаторах C_5 и C_6 . Конденсатор C_6 несколько большей емкости, чем конденсатор C_5 , так как ток катода больше анодного тока. После запира- ния лампы $Л_5$ конденсатор C_5 разряжается через сопротив- ление R_{12} , а конденсатор C_6 заряжается через сопротивле- ние R_8 .

В рассматриваемой схеме симметричное напряжение развертки имеет двойную амплитуду (размах) около 1 500 в. Скорость развертки достигает 2 см/нсек. Отклонение от линейности развертки — не более 5%. Нестабильность запуска развертки порядка 0,1 нсек. Максимальная тактовая частота 100 кГц.

Схема скоростной развертки, в которой в качестве коммутирующей лампы применен двойной лучевой тетрод ГИ-30, приведена на рис. 6.6. Такая развертка применена в скоростном осциллографе типа ОС-1, работающем с электронно-

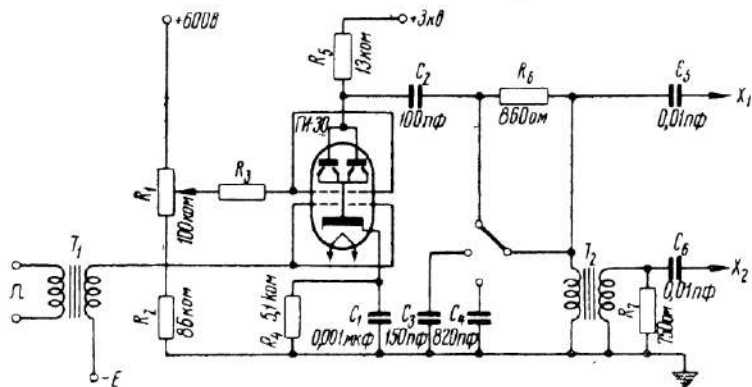


Рис. 6.7. Схема развертки скоростного осциллографа типа ОС-3.

лучевой трубкой 13ЛО54 [120]. Максимальная скорость развертки на экране 50 нсек при достаточно хорошей линейности. Для уменьшения искажения импульса развертки отклоняющей системой трубки выходное сопротивление генератора развертки должно быть невелико (как указано в § 2). Поэтому применение в схеме мощной разрядной лампы с малым внутренним сопротивлением вполне целесообразно.

На рис. 6.7 приведена схема развертки на тетроде с трансформаторным выходом, используемая в скоростном осциллографе типа ОС-3 [31]. В этой схеме также применен тетрод ГИ-30. В исходном состоянии лампа заперта за счет отрицательного смещения. Импульс запуска поступает с выходного трансформатора T_1 импульсного усилителя-ограничителя, который усиливает импульс, генерируемый блокинг-генератором. Принцип работы такого усилителя, формирующего импульсы с крутым фронтом, описан нами

в гл. 2. Длительность импульса запуска равна $0,2 \text{ мксек}$ при длительности фронта 10 нсек . Импульс подсвета луча электронно-лучевой трубки формируется той же схемой усилителя и имеет крутой фронт ($t_{\phi} = 10 \text{ нсек}$).

Импульсы развертки формируются здесь следующим образом. При отпирании тетрода на его аноде создается перепад напряжения. В качестве напряжения развертки используются части фронтов импульсов, получаемых или непосредственно с анода лампы (при самой быстрой развертке, имеющей скорость 1 см/нсек), или после интегрирующей цепи (R_6 и C_3 либо R_6 и C_4). Импульсный трансформатор T_2 , имеющий коэффициент трансформации равный единице, служит для изменения полярности импульсов развертки. С первичной и вторичной обмоток трансформатора импульсы развертки обеих полярностей подаются на отклоняющие пластины трубки.

Скорость развертки может регулироваться скачкообразно — путем изменения параметров интегрирующих цепей и плавно — изменением напряжения на экранной сетке тетрода. Длительность развертки равна $10, 50$ и 200 нсек ; частота развертки — до 10 кГц ; запаздывание развертки относительно момента подачи пускового импульса на вход всей системы развертки — не более 50 нсек ; коэффициент нелинейности — не более 20% . Максимальная нелинейность имеет место при наибольшей скорости развертки, что связано с влиянием формы пускового импульса, о чем указывалось выше.

В скоростных осциллографах находят применение развертки, использующие пентоды. Ниже приводятся примеры таких схем.

На рис. 6.8 приведена схема генератора на пентодах, с помощью которой создается на экране развертка со скоростью от $0,1$ до 10 мксек [16]. Здесь лампы L_1 и L_3 работают в каскадах, создающих симметричные напряжения развертки с амплитудой 250 в . Лампа L_1 в исходном состоянии открыта и ее ток определяется анодной нагрузкой. В лампе L_3 при помощи отрицательного смещения на ее сетку и отрицательной обратной связи по постоянному току с анода на управляющую сетку поддерживается ток 15 ма . При поступлении на сетку L_1 пускового импульса отрицательной полярности она запирается и напряжение на ее аноде возрастает со скоростью, определяемой величинами анодной нагрузки и суммарной емкости анодной цепи, включающей емкость отклоняющих пластин элек-

тронно-лучевой трубки. При этом емкости C_5 и C_6 , действуя как независимая парافазная схема, заставляют анодное напряжение лампы Λ_3 падать с той же скоростью, с которой происходит нарастание анодного напряжения лампы Λ_1 . Дроссели L_1 и L_2 поддерживают постоянство зарядного тока и, таким образом, осуществляют линейризацию двух самых быстрых разверток. Линейризация других более медленных разверток осуществляется катодным повторителем Λ_2 . Отрицательный пусковой импульс одновременно используется для подсвета прямого хода раз-

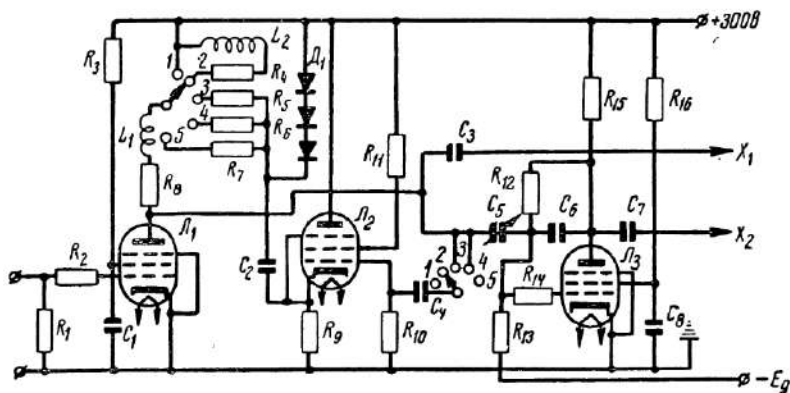


Рис. 6.8. Схема генератора развертки на пентоде.

вертки. Изменение скорости развертки производится переключением активного сопротивления в анодной цепи лампы Λ_1 . Эта схема является неэкономичной, так как в исходном состоянии лампы открыты. Задержка запуска развертки незначительна и равна 5—10 нсек.

Схема на пентодах, предназначенная для получения более быстрых разверток, приведена на рис. 6.9 [51]. В качестве коммутирующей лампы здесь применяются два пентода, ток которых обеспечивает заряд и разряд конденсаторов C_1 и C_2 , находящихся соответственно в анодной и катодной цепях ламп. На сетки ламп подается пусковой импульс через импульсный трансформатор. Под действием этого импульса, имеющего длительность, равную длительности развертки, лампы полностью открываются, обеспечивая необходимый ток. Эта простая схема, однако, создает недостаточно линейную развертку, поэтому требуется постоянная калибровка с помощью соответствующего генератора меток.

Генератор скоростной развертки для микроосциллографа на мощном пентоде имеет схему, показанную на рис. 6.10 [51]. С помощью тиратронной цепи (лампа Λ_1) разрядная лампа Λ_2 приводится в состояние, когда ток

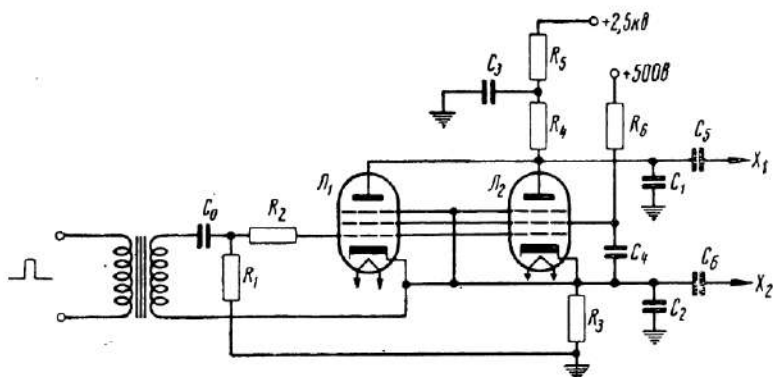


Рис. 6.9. Схема генератора развертки на пентодах.

в ней достигает насыщения и равен 10 а. Величину тока можно регулировать путем изменения напряжения катодного подогревателя. Напряжение развертки равно 1 000 в,

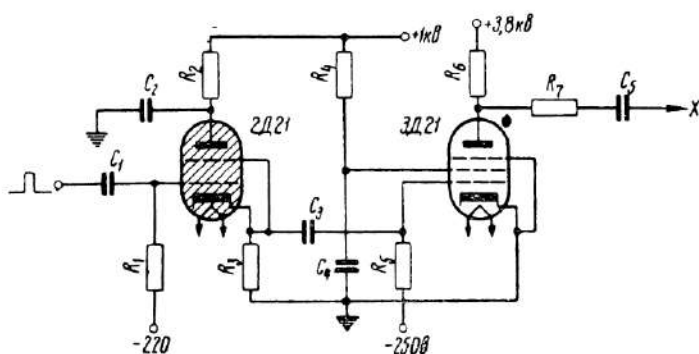


Рис. 6.10. Схема развертки на мощном пентоде.

а ее скорость может достигать 2,5 см/нсек. При максимальной скорости развертка недостаточно линейна. Поэтому при полном напряжении развертки, равном 2 кВ, используется в целях повышения линейности напряжение только в 1 кВ.

В генераторе высокоскоростной развертки [121], схема которого приведена на рис. 6.11, напряжение развертки формируется в двух каскадах. В качестве линейной развертки используется фронт импульса, получаемого в первом каскаде (L_1 и L_2). Данный каскад является генератором постоянного тока с катодным повторителем. Здесь заряжается паразитная емкость катодного сопротивления. Для получения необходимой скорости развертки зарядный ток достигает $4,5 \text{ а}$ (от двух ламп, соединенных параллельно).

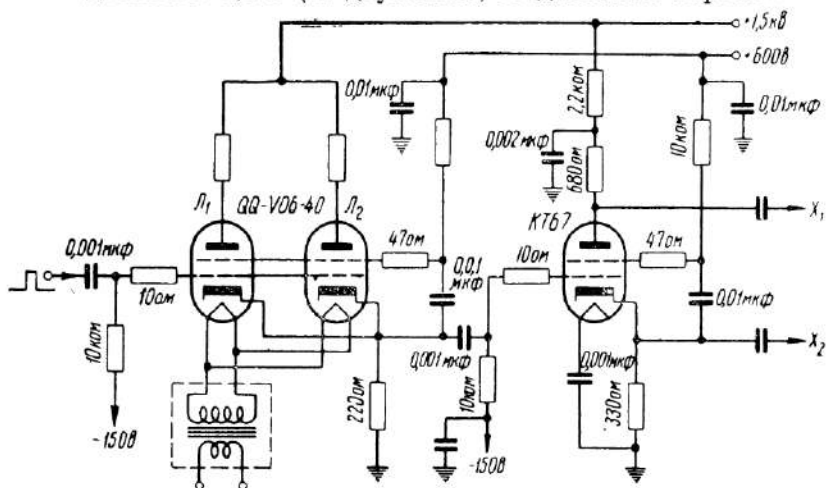


Рис. 6.11. Схема высокоскоростной развертки.

но). В этом каскаде применяется специальный трансформатор накала с малой емкостью между обмотками, изготовленный для данных ламп для того, чтобы свести к минимуму паразитную емкость. В схеме предусмотрена лишь одна скорость развертки, равная $2,5 \text{ см/нсек}$.

Следующий каскад (L_3) создает паразитный выход развертки. Здесь применен катодный повторитель, использующий отрицательную обратную связь для повышения линейности развертки. Применяемая в этом каскаде лампа обеспечивает достаточный ток для заряда емкостей отклоняющей системы.

Отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки, примененной в данной схеме развертки, имеют малые размеры. Вертикально отклоняющие пластины сделаны в виде простейшей линии передачи (рис. 6.12). Со стороны входа к линии подводится исследуемый импульс через кабель

с согласованной нагрузкой, а с другой стороны она замкнута на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии. В случае осциллографирования синусоидального напряжения в диапазоне СВЧ вместо согласованной нагрузки на конце линии может быть перемычка, замыкающая линию накоротко. Перемещая перемычку, можно настроить отклоняющую систему трубки в резонанс с исследуемым напряжением и тем самым увеличить чувствительность трубки. Таким путем, например, исследовались колебания в магнетроне на волне около 10 см.

А. М. Чернушенко для изучения радиоимпульсов, генерируемых магнетроном, разработал специальный осциллограф, в котором применена электронно-лучевая трубка с отклоняющей системой в виде объемного резонатора [122]. Такой осциллограф позволяет изучать ряд специфических явлений при работе импульсного магнетрона. Генератор развертки осциллографа представляет собой усилитель импульсов, позволяющей увеличить амплитуду и крутизну фронта выходного импульса напряжения развертки. Скорость развертки может изменяться в пределах от 1 см/нсек до 0,05 см/нсек.

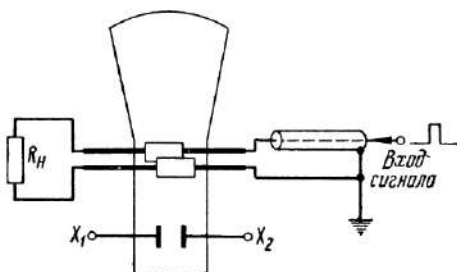


Рис. 6.12. Схематическое устройство отклоняющей системы электронно-лучевой трубки.

В качестве генераторов скоростной развертки на вакуумных лампах может быть использован и блокинг-генератор, в котором с помощью одной лампы получается паразитное напряжение развертки с большой скоростью нарастания [142].

4. ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ НАПЯЖЕНИЯ РАЗВЕРТКИ В СХЕМАХ С ТИРАТРОНАМИ

Генераторы развертки на тиратронах по сравнению с генераторами на вакуумных лампах имеют как ряд преимуществ, так и ряд недостатков. Выше указывалось, что схемы на тиратронах просты и с их помощью легко получить большой ток в импульсе. С помощью стандартных

тиратронов при сравнительно небольших анодных напряжениях (700—1 000 в) и формирующих емкостях порядка сотен пикофард можно получить достаточные скорости развертки при сравнительно малом коэффициенте нелинейности. В схеме с тиратроном легко осуществляется подсвет прямого хода развертки. Форма запускающего импульса не влияет на линейность развертки в такой степени, в какой это часто имеет место в схемах на вакуумных лампах.

К недостаткам генераторов с тиратронами необходимо отнести трудность достижения стабильной работы схемы, сравнительно большое время задержки запуска генератора и невысокая предельная частота развертки, равная 5—10 кГц.

Факторы, определяющие стабильность работы схемы с тиратронами, рассмотрены в гл. 4. При правильном выборе типа тиратрона и соблюдения надлежащих условий его работы в схеме скоростной развертки, как показали исследования, стабильность запуска может быть доведена до десятых долей наносекунды (0,2—0,1 нсек) [67, 130, 131]. Такая высокая стабильность особенно необходима при осциллографировании периодически повторяющихся импульсов длительностью всего в несколько наносекунд.

Значительная задержка запуска тиратронной схемы развертки (достигающая 100 нсек и более) имеет значение при регистрации одиночных импульсов. В случае регистрации повторяющихся импульсов величина задержки запуска не играет существенной роли, ибо всегда можно предусмотреть в схеме синхронизацию момента запуска развертки относительно момента поступления исследуемого импульса.

В схеме развертки на тиратронах иногда можно осуществить плавную регулировку времени задержки путем изменения напряжения смещения на управляющей сетке. Если в схеме развертки и в генераторе исследуемых импульсов применяются однотипные тиратроны, то необходимая регулировка обеспечивается изменением напряжения смещения в пределах десятков вольт. Время задержки при этом определяется формулой

$$t_s = \frac{|E_{g1} - E_{g2}|}{v_n}, \quad (6.12)$$

где t_s — время задержки,

v_n — скорость нарастания фронта пускового импульса,

E_{g1} и E_{g2} — отрицательное смещение на сетках тиратронов.

Чтобы обеспечить необходимую регулировку задержки в данном случае пусковой импульс должен иметь достаточную длительность и скорость нарастания фронта (порядка 100—150 в/мксек).

Напряжение развертки в схемах с тиратронами может быть получено либо непосредственно с активных нагрузок в цепи анода и катода тиратрона, либо снято с элементов схемы, в которой тиратрон является только ключевой лампой.

В первом случае используются свойства характеристик ионизации тиратрона, рассмотренные в гл. 4. Схема генератора развертки в данном случае весьма проста (рис. 6.13).

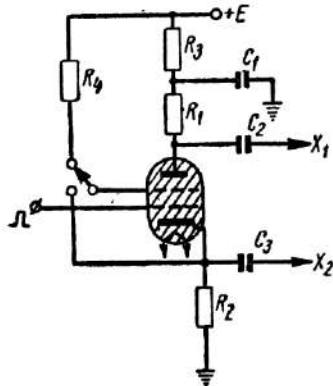


Рис. 6.13. Схема генератора развертки на тиратроне.

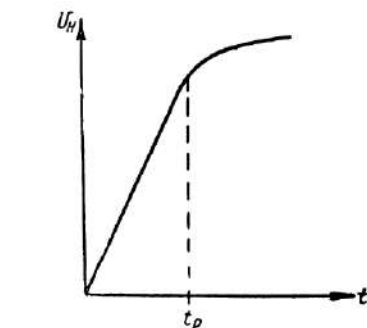


Рис. 6.14. Выбор рабочего участка на характеристике ионизации.

В качестве напряжения развертки здесь используется падение напряжения на равных по величине сопротивлениях R_1 и R_2 , создающееся за счет разряда ёмкости C_1 . При достаточно большой ёмкости C_1 , т. е., если $C_1 R_H \gg t_{\text{разв}}$ ($R_H = R_T + R_1 + R_2$), напряжение на сопротивлениях R_1 и R_2 следует за формой, соответствующей характеристики ионизации (рис. 6.14). Для развертки используется только участок линейного нарастания характеристики ионизации. Линейность развертки определяется свойствами тиратрона и коэффициент нелинейности обычно не превышает 15—20%. Изменяя напряжение источника питания, можно получить различные скорости развертки (плавная регулировка). С этой же целью может быть предусмотрено подключение экранной сетки тиратрона либо к катоду, либо к источнику питания (резкое изменение скорости развертки).

Как указывалось выше, линейный участок характеристики ионизаций имеет длительность от двух до десяти наносекунд или несколько больше, что зависит от типа тиратрона и величины анодного напряжения. При этом напряжение развертки может достигать сотен вольт даже при маломощных тиратронах. Таким образом, такая схема развертки может быть применена для получения весьма больших скоростей развертки (от 2 до 10 нсек на экране). Непосредственно в данной схеме импульс подсвета

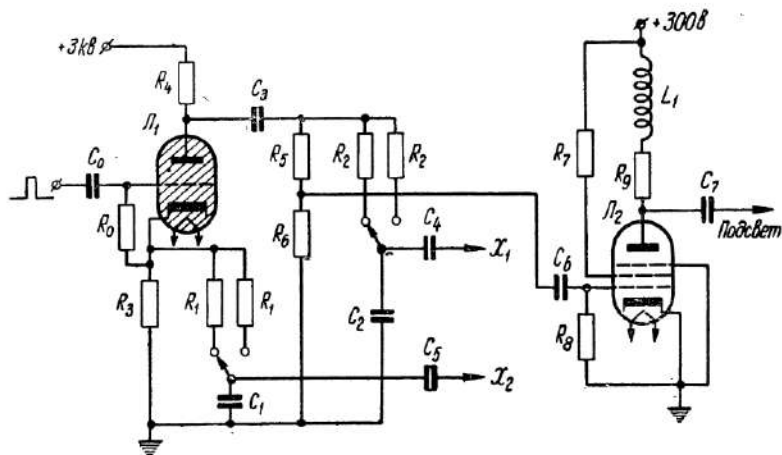


Рис. 6.15. Схема развертки на тиратроне.

прямого хода развертки не может быть получен и для этого требуется отдельный каскад.

Для получения как весьма быстрой, так и относительно медленной развертки применяются и другие схемы, в которых тиратрон служит коммутатором, а форма его характеристики ионизации не является столь существенной.

На рис. 6.15 приведена схема скоростной развертки на тиратроне [132]. В исходном состоянии конденсатор C_3 , подключенный к аноду тиратрона Λ_1 , заряжен. С момента зажигания тиратрона этот конденсатор разряжается через тиратрон и две сбалансированные интегрирующие цепочки R_1C_1 и R_2C_2 . Парофазное напряжение развертки снимается с конденсаторов C_1 и C_2 . Скорость развертки регулируется путем изменения величины сопротивлений R_1 и R_2 . Импульс подсвета формируется усилительным каскадом Λ_2 , на вход которого поступает импульс напряжения, образующийся

на сопротивлении R_5 во время разряда конденсатора C_3 . Для уменьшения времени нарастания импульса подсвета в цепи анода лампы L_2 применена корректирующая индуктивность. Для устойчивой работы данной схемы минимальная амплитуда пускового импульса составляет 150 в, а минимальная его длительность порядка 4 мксек. Сопротивление в цепи сетки тиратрона L_1 должно быть небольшим (1,5—2 ком). Запоздывание зажигания не превышает 0,1 мксек при скорости нарастания фронта пускового импульса 3 кв/мксек. В схеме применено высокое анодное напряжение, равное 3 кв, поэтому для развертки исполь-

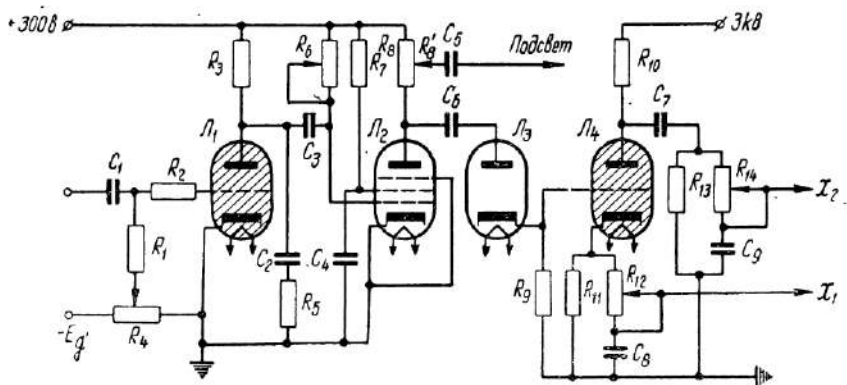


Рис. 6.16. Схема генератора развертки на тиратроне.

зуется только часть напряжения, снимаемого с конденсаторов C_1 и C_2 . Это позволяет выбрать наиболее линейный участок изменения выходного напряжения.

Разновидностью описанной схемы является схема, изображенная на рис. 6.16 [133, 134]. Здесь импульс, предназначенный для подсвета луча формируется в каскаде запуска. Тиратрон схемы запуска L_1 зажигается при подаче положительного импульса на вход схемы. Отрицательный перепад напряжения с анода тиратрона L_1 подается на сетку лампы L_2 и запирает ее. Формирующий усилительный каскад на лампе L_2 создает импульс подсвета, поступающий на управляющий электрод электронно-лучевой трубки, и одновременно с анода лампы L_2 напряжение через диод L_3 подается на сетку тиратрона L_4 . Для получения импульса подсвета с весьма крутым фронтом необходимо, чтобы постоянные времени цепей C_5R_8 и CR_8' (C — входная емкость цепи управляющего электрода трубки).

были по возможности малы. Амплитуда подсвечивающего импульса может регулироваться с помощью потенциометра в соответствии со скоростью развертки.

Напряжение развертки формируется так же, как и в предыдущей схеме. Максимальная скорость может быть получена в том случае, когда индуктивность разрядной цепи доведена до минимума, а в качестве емкостей C_3 и C_9 используется только собственная емкость отклоняющих пластин трубки. При этом необходимо выбирать сопротивления R_{12} и R_{14} из соображений допустимой амплитуды тока для тиратрона L_4 . В зависимости от типа электронно-лучевой трубки, применяющейся в осциллографе, с данной

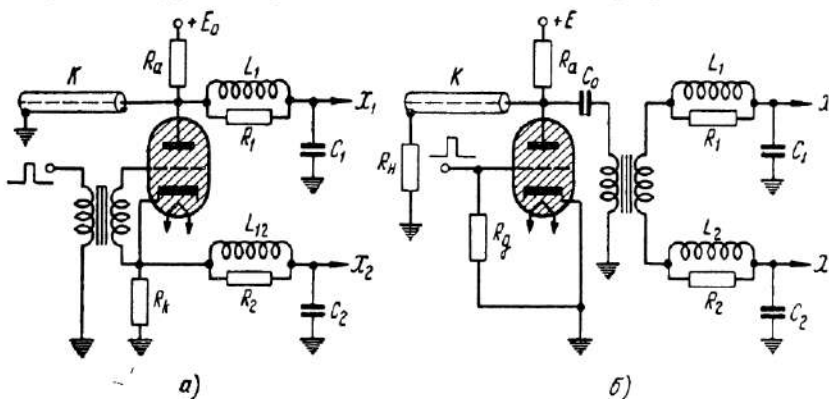


Рис. 6.17. Схемы разверток на тиратронах.

схемой можно получить скорость развертки до 5 см/нсек.

Весьма простой схемой генератора скоростной развертки, отличающейся от рассмотренных выше, является тиратронная схема, одновременно формирующая импульсы развертки и подсвета луча (рис. 6.17) [135]. В исходном состоянии формирующая линия в цепи анода тиратрона заряжена до напряжения E . Пусковой импульс, поступающий на сетку тиратрона, зажигает его и линия разряжается через тиратрон и катодное сопротивление R_k . На сопротивлении создается импульс напряжения с амплитудой $\frac{E}{2}$ и длительностью, равной удвоенному времени задержки линии.

Этот импульс используется в качестве подсвечивающего луч трубки. Одновременно перепад напряжения на аноде тиратрона и на катодной нагрузке интегрируется цепями L_1, C_1, R_1 и L_2, C_2, R_2 . При этом на конденсато-

ре C_1 создается спадающий импульс напряжения с амплитудой $\frac{E}{2}$, а на конденсаторе C_2 — нарастающий импульс напряжения с той же амплитудой. Схема рис. 6.17,а отличается от схемы рис. 6.17,б тем, что во втором варианте используется трансформаторная связь с отклоняющими пластинами электронно-лучевой трубки. Здесь линейность развертки определяется также и частотной характеристикой трансформатора.

Исследования этого генератора и дальнейшее усовершенствование его схемы показали, что схема при своей

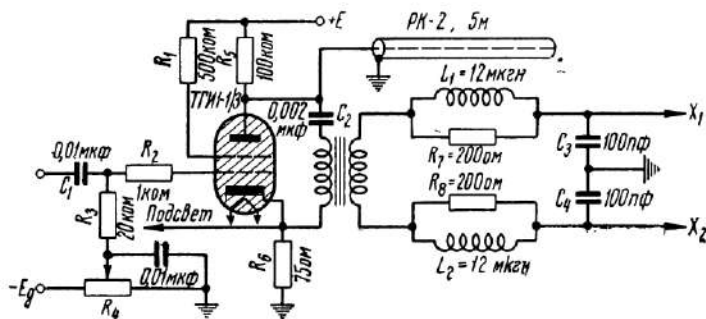


Рис. 6.18. Схема развертки на импульсном пальчиковом тиратроне.

простоте может успешно применяться в качестве скоростной развертки [67, 131, 136].

Представляют интерес соображения по выбору основных элементов схемы скоростной развертки на тиратроне и некоторые практические данные.

На рис. 6.18 приведена схема скоростной развертки, в которой используется пальчиковый импульсный тиратрон типа ТГИ-3/1 [67, 131]. В качестве формирующей линии применяется отрезок кабеля. Импульс подсвета луча снимается с сопротивления R_6 . Для согласования линии с нагрузкой выполняется условие

$$\rho = R_T + R_0,$$

где R_T — сопротивление открытого тиратрона, ρ — волновое сопротивление формирующего кабеля. На экранную сетку тиратрона подается положительный потенциал для улучшения условий ионизации.

Для предотвращения шунтирующего действия цепи пускового импульса, а также для уменьшения прямого прохождения пускового импульса в цепь подсвета, в цепи сетки помещено ограничивающее сопротивление R_2 порядка нескольких килоом. На управляющую сетку через сопротивление R_3 подается напряжение смещения, величина которого может регулироваться потенциометром R_4 . Конденсатор C_1 имеет величину порядка $0,01$ мкф. При значительном уменьшении его величины пусковой импульс искажается и схема будет запускаться нестабильно. Пусковой импульс в данном случае должен иметь амплитуду порядка $100—150$ в, длительность $2—5$ мксек и длительность фронта около $0,1—0,5$ мксек.

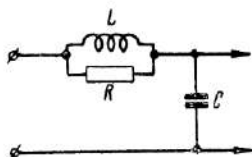


Рис. 6.19. Эквивалентная схема цепи формирования импульсов напряжения развертки.

Для получения линейной развертки необходимо правильно выбрать параметры интегрирующих цепей. Если выполнить условия

$$\frac{C_3}{2} = \frac{C_4}{2} \ll C_2, \quad (6.13)$$

$$R_T \ll (R_1 + R_3),$$

и взять коэффициент трансформации равным единице, а также, если время ионизации тиратрона мало по сравнению с длительностью прямого хода развертки, то эквивалентную схему генератора развертки можно представить в виде цепи, приведенной на рис. 6.19.

В этой цепи параметры имеют следующие значения:

$$L = L_1 + L_2,$$

$$R = R_1 + R_3,$$

$$C = \frac{C_3}{2} + \frac{C_4}{2}$$

и принято, что

$$L_1 = L_2, \quad R_1 = R_3, \quad C_3 = C_4.$$

На выходе цепи действует перепад напряжения, величина которого определяется исходным зарядом на конден-

саторе C_2 . Для напряжения и тока в цепи конденсатора C имеют место соотношения

$$U_C = U_m \left[1 - \frac{1}{\beta_1 - \beta_2} (\beta_1 e^{\beta_1 t} - \beta_2 e^{\beta_2 t}) \right],$$

$$i_C = \frac{U_m C}{\beta_1 - \beta_2} (\beta_1^2 e^{\beta_1 t} - \beta_2^2 e^{\beta_2 t}),$$

где

$$\beta_{1,2} = \frac{-L \pm \sqrt{L^2 - 4R^2 LC}}{2RLC},$$

$U_m = E - U_T$, здесь U_T — падение напряжения на открытом тиратроне.

Изменение напряжения на конденсаторе близко к линейной зависимости, если цепь находится в колебательном режиме. Выражения для тока и напряжения при этом принимают вид

$$U_C = U_m \left\{ 1 - \frac{e^{-\alpha t}}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}} [\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} \cos \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t - \alpha \sin \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t] \right\},$$

$$i_C = U_m C e^{-\alpha t} \left[2\alpha \cos \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t + \left(\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} - \frac{\alpha^2}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}} \right) \sin \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t \right],$$

где

$$\alpha = \frac{1}{2RC}, \quad \omega^2 = \frac{1}{LC}.$$

Коэффициент нелинейности для напряжения на конденсаторе определяется отношением

$$\gamma = \frac{i_{t_1} - i_{t_2}}{i_{t_1}}.$$

Считая $t_1 = 0$, получим для коэффициента нелинейности следующее выражение

$$\gamma = 1 - RCe^{-\alpha t_2} \left[2\alpha \cos \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t_2 + \left(\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} - \frac{\alpha^2}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}} \right) \sin \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t_2 \right].$$

Условием минимального значения коэффициента нелинейности является равенство

$$\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} = 2\alpha$$

или

$$L = 0,8R^2C. \quad (6.14)$$

На рис. 6.20 изображены графики зависимости тока и напряжения от времени, а также коэффициента нелиней-

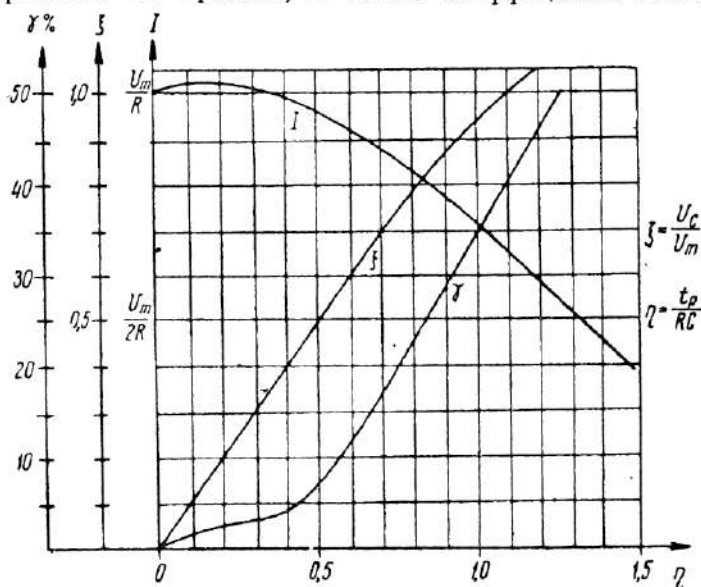


Рис. 6.20. Графики тока, напряжения и коэффициента нелинейности для расчета тиратронной схемы развертки.

ности от величины участка кривой изменения напряжения на конденсаторе, использованного для развертки. Из графика видно, что в случае использования для развертки только части напряжения на конденсаторе, можно получить достаточно линейную зависимость напряжения от времени. При $\eta = 0,18$ ток имеет максимум, равный

$$I_m = 1,02 \frac{U_m}{R},$$

поэтому коэффициент нелинейности может быть определен по формулам

$$\gamma = \frac{I - I_0}{I_0} \text{ при } \eta \leq 0,18$$

и

$$\gamma = \frac{I_m - I}{I_m} + \gamma_0 \text{ при } \eta \geq 0,18,$$

где

$$\gamma_0 = \frac{I_m - I_0}{I_0}.$$

Здесь I_0 — ток в начале развертки, т. е. $I_0 = \frac{U_m}{R}$ при $\eta = 0$.

Используя интервал времени, ограниченный значением $\eta = 0,5$, можно получить напряжение развертки с амплитудой $\frac{U_m}{2}$ при коэффициенте нелинейности порядка $5-7\%$. Если бы в схеме развертки использовались интегрирующие цепи типа RC , то при той же амплитуде развертки коэффициент нелинейности достигал бы примерно 50% .

Значения коэффициента нелинейности, найденные согласно указанных выше соотношений и графика, справедливы лишь при идеальном перепаде напряжения, подаваемом на вход интегрирующих цепей. В реальной схеме нелинейность увеличивается за счет того, что перепад напряжения по форме соответствует характеристике ионизации тиратрона, снятой при данном напряжении питания и величине сопротивления нагрузки, равной $R_n = \frac{2pR}{2p + R}$. В

этом случае перепад будет линейно нарастать. Нелинейность может быть увеличена также за счет искажений перепада напряжения импульсным трансформатором. Однако в большинстве случаев величина коэффициента нелинейности с учетом и этих искажений не превышает 10% [67].

Существенное значение имеет выбор коэффициента трансформации импульсного трансформатора. Если коэффициент трансформации отличается от единицы, то необходимо пересчитать величину напряжения согласно выражению

$$U_m = (E - U_r) n,$$

где $n = \frac{w_2}{w_1}$ — коэффициент трансформации, w_2 , w_1 — соответственно число витков вторичной и первичной обмоток трансформатора.

С целью уменьшения напряжения питания E можно применить повышающий трансформатор, но при этом условие (6.13) принимает вид

$$R_T n^2 \ll R$$

и

$$\frac{C_2}{n^2} \gg C. \quad (6.15)$$

Однако при больших скоростях развертки трудно выполнить первое неравенство (6.15), а при малых скоростях — второе, что может привести к возрастанию нелинейности развертки. Поэтому применение повышающего трансформатора в данной схеме нецелесообразно. Наоборот, применение понижающего трансформатора позволяет легко выполнить неравенство (6.15), но при этом необходимо увеличить напряжение источника питания.

Емкость конденсатора C_2 должна быть выбрана из условия так, чтобы время его заряда было меньше периода следования импульсов запуска развертки, т. е.

$$C_2 < \frac{T}{2R_s},$$

где T — период следования. Поэтому применение понижающих трансформаторов способствовало бы увеличению максимальной частоты развертки за счет возможности уменьшения ёмкости C_2 , что следует из выражения (6.15).

В тиратронной схеме предельная частота развертки ограничивается еще свойствами самого тиратрона, поэтому при расчете схемы необходимо выполнить соотношение $f_T \geq \geq f_{\text{макс}}$, где f_T — рабочая частота тиратрона.

Из приведенных рассуждений следует, что выбор величин C_2 , C и n должен производиться из соображений компромисса между тактовой частотой, амплитудой развертки и ее линейностью при данном напряжении источника питания, величина которого, в свою очередь, определяется максимально допустимым напряжением для выбранного типа тиратрона.

Пользуясь кривой на рис. 6.20 можно при заданной нелинейности развертки найти коэффициент использования напряжения по времени η и по амплитуде ξ , а затем определить необходимые параметры интегрирующих цепей.

Схема развертки обеспечивает неискаженное напряжение требуемой величины, если правильно выбраны эле-

менты схемы, а также при надлежащем осуществлении монтажа схемы осциллографа. Необходимо, в частности, обращать внимание при монтаже генератора развертки на взаимное расположение цепей, относящихся к горизонтально и вертикально отклоняющим пластинам электронно-лучевой трубки. Для устранения взаимного влияния цепей отклоняющих пластин необходимо экранировать цепи развертки от цепей сигнальных пластин. Конденсаторы C_3 и C_4 желательно располагать непосредственно у выводов пластин трубки (выводы необходимо делать через стекло колбы трубки) и надежно их заземлять. Это приводит к заземлению по высокой частоте пластин горизонтального отклонения. Импульсный трансформатор должен иметь минимальные паразитные емкости на корпус.

Рассмотренная схема развертки при работе на электронно-лучевую трубку типа 13ЛО37 (с выводами через цоколь), при соответствующем выполнении монтажа, обеспечивает получение развертки со скоростью до $1—1,5$ см/нсек при коэффициенте нелинейности порядка $5—7\%$. Изменение скорости развертки может осуществляться ступенями при переключении конденсатора интегрирующей цепи и плавно путем регулирования величины напряжения источника питания. При выполнении условий, необходимых для стабильной работы тиратрона ТГИ1-3/1 (как указано в гл. 4) стабильность запуска схемы достаточно высока. Отклонение момента запуска (периодическая нестабильность) не превышает $0,2—0,1$ нсек [67]. При отсутствии достаточной яркости изображения на экране трубки 13ЛО37, что связано с большой скоростью записи, возможно фотографирование периодических импульсов длительностью порядка одной и нескольких наносекунд благодаря продолжительной экспозиции, допустимой ввиду устойчивой работы генератора. Предельная частота развертки в данной схеме порядка 5 кГц.

Рассмотренная схема имеет тот недостаток, что емкость конденсатора C_2 и суммарная емкость анодной линии значительны (несколько тысяч пикофарад). Это обстоятельство ограничивает максимальную частоту и, кроме того, может привести к тому, что средний ток через тиратрон превысит допустимую величину.

Этим недостатком не обладает схема, приведенная на рис. 6.21, являющаяся видоизменением рассмотренной выше схемы [67]. Эта схема построена исходя из допущения, что за время $0 < t < t_p$ входное сопротивление интегри-

рующих цепей является активным и равным $R = R_3 + R_4$. Это допущение основывается на том, что ток в цепях при правильном выборе их элементов остается примерно постоянным в указанном интервале времени. Здесь ток разряда анодной линии используется как для получения импульса подсвета, так и для получения развертки.

Наличие в схеме линии L_2 (отрезка кабеля) позволяет произвести калибровку исследуемого импульса по времени. Для этой цели от центрального проводника данной линии

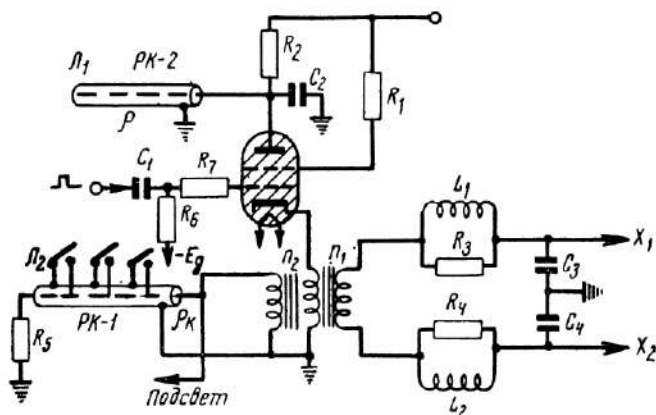


Рис. 6.21. Схема тиратронной развертки с подсветом и калибратором на линии.

через равные промежутки вдоль кабеля делаются выводы, которые могут быть замкнуты на внешний проводник (т. е. заземлены). При замыкании одного из выводов на внешний проводник кабеля, длительность импульсов подсвета луча трубки определяется длиной участка линии между входом и замкнутым выводом. При замыкании соседних выводов длительность подсвеченного участка развертки на экране трубки осциллографа будет изменяться точно на удвоенную задержку данного участка кабеля. Стабильность этой задержки, как известно, зависит исключительно от свойств кабеля и весьма высока. Таким образом, можно градуировать по времени развертку и оценивать длительность исследуемого импульса.

Условие согласования в этой схеме имеет вид

$$\rho = R_{\tau} + R_{\kappa},$$

где

$$R_k = \frac{\frac{R}{n_1^2} \frac{\rho_k}{n_2^2}}{\frac{R}{n_1^2} + \frac{\rho_k}{n_2^2}},$$

здесь $n_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1}$, $n_2 = \frac{\omega_2'}{\omega_1'}$.

Кроме того, для уменьшения отражений в линии L_2 необходимо выполнить соотношение $\frac{R}{n_1^2} = \frac{\rho_k}{n_2^2}$. Следует отметить, что работа схемы мало меняется в зависимости от изменения приведенных соотношений.

Величина перепада напряжения на выходе интегрирующих цепей будет

$$U_m = (E - U_r) \frac{R_k n_1}{\rho + R_k + R_r}.$$

Здесь целесообразно принять значения коэффициентов трансформации $n_1 > 1$, а $n_2 < 1$.

Если в схеме рис. 6.18 при расчете интегрирующих цепей можно задаться величиной любого из их элементов, например емкостей C_3 и C_4 , то в данной схеме необходимо задаваться значением $R = R_3 + R_4$, оставляя его постоянным при всех скоростях развертки. Длина анодной линии L_1 выбирается из условий подсвета прямого хода развертки при минимальной ее скорости. Волновое сопротивление этой линии желательно иметь большим. Применением корректирующего конденсатора C_2 небольшой емкости, включенного параллельно анодной линии, достигается постоянство тока разряда линии, что повышает линейность развертки и является преимуществом данной схемы перед схемой рис. 6.18. Изменение скорости развертки производится путем переключения емкостей интегрирующих цепей.

Во всех вариантах рассмотренной тираatronной схемы развертки (рис. 6.18 и 6.21) при расчете цепей на максимальную скорость развертки 10—15 *нсек* на экран следует увеличивать расчетное время длительности развертки на величину, соответствующую длительности ионизации тираatronа (5—10 *нсек*), применяющегося в схеме. В промежутке $0 < t < t_{\text{ион}}$, где $t_{\text{ион}}$ — время ионизации, развертка

имеет нелинейный участок который не должен использоваться. В данной схеме этот участок развертки не подсвечивается, так как импульс подсвета имеет время нарастания фронта, примерно равное времени ионизации.

Описанные схемы генераторов развертки на тиратронах при известных условиях не уступают по стабильности работы некоторым схемам на вакуумных лампах, но отличаются своей простотой и требуют относительно небольшого напряжения источника питания при весьма больших скоростях развертки. Основным недостатком этих схем разверток, как уже отмечалось, является относительно низкая предельная частота развертки.

В качестве примера блока скоростного импульсного осциллографа, работающего на тиратронах, на рис. 6.22 приведена упрощенная схема блока генератора развертки осциллографа типа ОИС-2 [137]. Здесь система запуска состоит из усилителя внешних пусковых импульсов J_{1a} , блокинг-генератора J_{1b} , работающего в ждущем или автоколебательном режиме, и катодных повторителей J_2 . Катодный повторитель J_{2b} служит для запуска тиратрона J_3 . Катодный повторитель J_{2a} и линия задержки служат каналом синхронизирующих импульсов для запуска от осциллографа внешних импульсных генераторов, работающих как на тиратронах, так и на жестких лампах. С этого же каскада берется импульс запуска тиратрона J_4 .

Импульсы развертки формируются в двух каскадах, работающих на пальчиковых тиратронах типа ТГИ1-3/1. Каскад на первом тиратроне J_3 собран по схеме, приведенной на рис. 6.21. Путем переключения интегрирующих цепей, получают развертки длительностью 15, 50 и 100 нсек на экране трубки, диаметром 10 см.

В зарядной цепи формирующего кабеля применен дроссель, благодаря которому максимальная частота развертки достигает 10 кгц при устойчивой работе схемы. Регулировка частоты развертки при внутреннем запуске производится путем изменения частоты блокинг-генератора (J_{1b}). При внешнем запуске осциллографа возможна синхронизация блокинг-генератора в режиме деления частоты. В результате этого можно исследовать на осциллографе импульсы, следующие с частотой до 100 кгц.

Для получения высокоскоростной развертки, достигающей скорости 2 см/нсек, т. е. 4—5 нсек на экране, применяется второй тиратронный каскад (J_4), собранный по

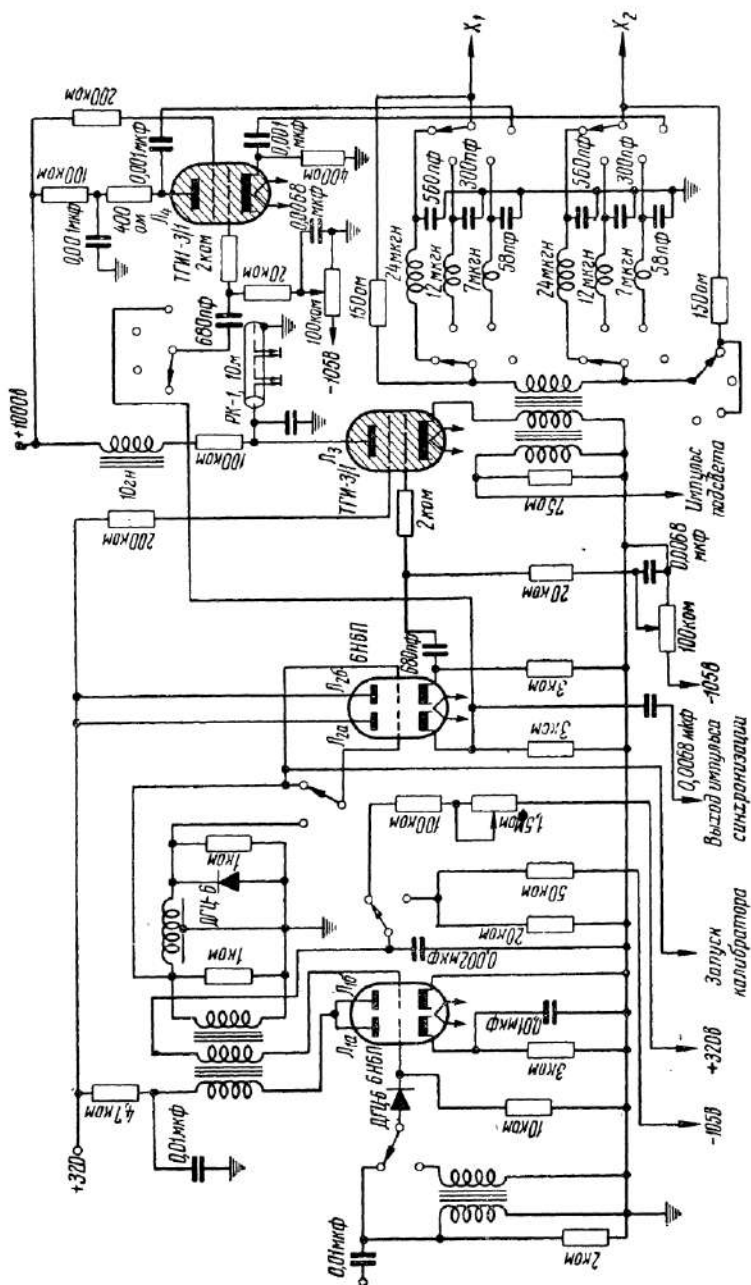


Рис. 6.22. Упрощенная схема запуска и развертки импульсного скоростного осциллографа.

принципиальной схеме, приведенной на рис. 6.13. Скорость развертки здесь может плавно регулироваться путем изменения анодного напряжения на тиратроне L_4 .

Импульсы подсвета луча как для скоростных разверток, так и для высокоскоростной формируются на тиратроне L_3 . Длительность подсвета изменяется одновременно с переключением скорости развертки и достигается изменением длины формирующего кабеля путем замыкания отдельных участков его центрального проводника. В случае работы каскада высокоскоростной развертки (L_4) синхронизация импульса посвета и развертки достигается регулировкой величины сеточного смещения на обоих тиратронах.

5. ТРЕБОВАНИЯ К СХЕМАМ ЗАПУСКА ГЕНЕРАТОРОВ СКОРОСТНЫХ РАЗВЕРТОК

Схема запуска генератора скоростной развертки должна формировать импульсы напряжения, которые по своей форме амплитуде и длительности должны удовлетворять определенным требованиям. Эти требования несколько различны в зависимости от характера схемы генератора развертки.

Для запуска генератора развертки, работающего на вакуумных лампах, необходим импульс определенной амплитуды, имеющей малую длительность фронта и плоскую вершину без существенных выбросов и осцилляции. При малой крутизне фронта запускающего импульса ток в ключевой лампе генератора развертки нарастает недостаточно быстро и поэтому начальный участок развертки оказывается нелинейным. Это особенно проявляется при весьма больших скоростях развертки. Длительность фронта пускового импульса должна быть значительно меньше длительности развертки (за исключением тех случаев, когда нарастание фронта импульса запуска используется далее в качестве развертки). Наличие осцилляции и выбросов на вершине пускового импульса также приводит к увеличению коэффициента нелинейности развертки, ибо изменение величины тока в лампе, возникающее при этом, искажает форму напряжения развертки. Такие требования к пусковому импульсу существенны при работе тетродов и пентодов в схеме развертки. Длительность пускового импульса в этих схемах определяется длительностью прямого хода развертки, и желательно, чтобы она регулировалась.

При запуске генераторов развертки, работающих на тиратронах, требования к пусковому импульсу менее жест-

кие. Длительность импульсов не должна быть очень малой и определяется не длительностью прямого хода развертки, а условиями стабильного запуска тиратрона. Поэтому длительность импульсов запуска лежит в пределах нескольких микросекунд.

В тиратронной схеме генератора развертки фронт пускового импульса не оказывает непосредственного влияния на степень линейности развертки, как это имеет место в схемах на вакуумных лампах, ибо величина тока в тиратроне после его зажигания уже не определяется пусковым импульсом. Фронт пускового импульса должен выбираться из условия стабильного запуска тиратрона. Крутизна фронта импульса необходима порядка сотен вольт на микросекунду. Маломощные тиратроны стабильно запускаются при крутизне порядка 100—150 в/мксек (например, тиратроны ТГИ1-3/1, ТГ1-0,1/1,3 и др.).

Желательно, чтобы выходные цепи схемы запуска тиратрона были низкоомными.

Схемы, формирующие импульсы запуска, должны иметь малое время задержки, что особенно важно при осциллографировании однократных кратковременных процессов.

Широкое распространение в качестве схем запуска находят схемы на вакуумных лампах типа мультивибратора и, особенно, блокинг-генераторы, ибо последние могут обеспечить получение импульсов с меньшей длительностью фронта. В этих схемах целесообразно применять электронные лампы с большой крутизной и малыми емкостями и индуктивностями электродов и вводов. Такие схемы рассмотрены в гл. 1 и 2.

Тиратронные схемы запуска могут быть успешно применены в тех случаях, когда задержка запуска не является существенной. Выходное сопротивление таких схем невелико, а амплитуда пусковых импульсов может быть получена значительной. Так же как и в схемах генераторов развертки, тиратроны должны работать в условиях, обеспечивающих достаточную стабильность их зажигания.

Хорошими данными обладают схемы запуска, работающие на лампах со вторичной эмиссией (если амплитуда импульса не должна быть значительной). Такие схемы имеют малую задержку запуска и отличаются возможностью усиления импульса без перемены его полярности за счет использования динода, что упрощает схему и повышает качество ее работы. Импульсы, генерируемые в этих схемах, имеют малую длительность фронта.

Схемы запуска разверток более просты в осциллографах, использующих тиристорные генераторы развертки. Так, в импульсном скоростном осциллографе (рис. 6.22) в качестве цепей запуска применен блокинг-генератор и катодный повторитель.

Особые системы запуска скоростных разверток применяются при осциллографировании импульсов высокого на-

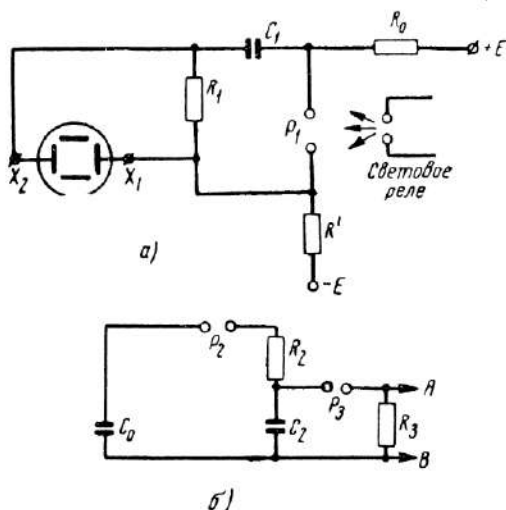


Рис. 6.23. Скоростной осциллограф для регистрации импульсов высокого напряжения:
а — цепь развертки, б — цепь задержки запуска.

пряжения [84, 108, 138]. Сами схемы разверток импульсных осциллографов, рассчитанных на запись однократных явлений высокого напряжения, просты и используют разряд емкости через сопротивление. Начало развертки здесь связывается с моментом пробоя искрового промежутка замыкающего цепь разряда конденсатора.

Для синхронизации моментов начала развертки, подсвета луча и его гашения после осуществления записи исследуемого явления применяется система искровых разрядников. В целях повышения скорости записи в таких осциллографах применяется импульсное питание с перенапряжением [138]. Ускоряющее импульсное напряжение на электронно-лучевой трубке значительно превышает допустимое среднее значение напряжения. Если моментом наступления исследуемого явления можно управлять, то мо-

мент подачи напряжения питания может быть выбран произвольно. В случае, когда исследуемое явление неуправляемо, то подача напряжения питания должна производиться автоматически в момент наступления этого явления.

На рис. 6.23 приведена схема развертки такого осциллографа и система запуска с необходимой задержкой [107]. Разрядник P_1 в цепи развертки может быть приведен в состояние пробоя либо непосредственно от поступившего исследуемого импульса высокого напряжения с помощью освещения этого разрядника вспышкой от пробоя разрядника, который предшествует разряднику P_1 (световое реле), либо после пробоя системы запуска, показанной на рис. 6.23,б. Здесь на выходе (клеммы AB) импульс появляется только после пробоя сначала разрядника P_2 и затем разрядника P_3 . Время задержки запуска регулируется путем подбора величины сопротивления R_2 и емкости C_2 , а также величины промежутка разрядника P_3 .

Стабильность работы таких систем при надлежащей регулировке искровых разрядников достаточна для проведения осциллографирования однократных процессов, имеющих длительность порядка нескольких наносекунд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г. Импульсная техника. М., изд-во „Советское радио“, 1953.
2. Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г. Метод расчета скорости опрокидывания спусковых и релаксационных устройств. „Радиотехника“, 1953, т. 8, № 1, стр. 42.
3. Лукин Ф. В. Переходные процессы в линейных элементах радиотехнических устройств. М., Оборонгиз, 1950.
4. Железнов Н. А. Радиотехнические устройства управляющих колебаний. Л., изд-во ЛКВВИА, 1949.
5. Бонч-Бруевич А. М. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. М., ГИТТЛ, 1955.
6. Генерирование электрических колебаний специальной формы. Ч. 1. Пер. с англ. под ред. Блюмберга Л. Ю. и Брахмана Т. Р. Изд-во „Советское радио“, 1951.
7. Штейншлейгер В. Б. Некоторые уточнения расчета коротковолновых мультивибраторов. „Известия эл. пром-сти слабого тока“, 1940, № 8, стр. 28.
8. Williams E., Aldrich D., Woodford I. PIRE, 1950, 38, № 1, p. 65.
9. Davidson W. C., Frank R. B. Rev. Scient. Instr., 1956, 27, № 1, p. 15.
10. Tillman I. R. Wireless Engineer, 1951, XXVIII, № 331, p. 101.
11. Смирнов В. И. Курс высшей математики, Т. 4. М., ГИТТЛ, 1953.
12. Кризе С. Н. Усилители напряжения низкой частоты. М., Госэнергоиздат, 1953.
13. Янке Е. и Эмде Ф. Таблицы функций. М., ГИТТЛ, 1949.
14. Atherton A. H. Journal of the Television Society, 1956, 8, Januar — March, p. 23.
15. Евтянов С. И. Переходные процессы в приемно-усилительных схемах. М., Связьиздат, 1948.
16. Moody N. F., McLusky G. J. R. and Deighton M. O. Electronics Engng, 1952, 24, № 291, p. 241; 1952, 24, № 292, p. 287; 1952, 24, № 293 p. 330.
17. Wells F. H. Nucleonics 1952, 10, April, p. 28.
18. Bay. Z. and Grisamore N. T. IRE Transactions on Electronic Computers, 1956, EC 5, № 3, p. 121; 1956, № 4, p. 213.
19. Rumswinkel K. E. Z. angew. Phys., 1954, Bd. VI, Heft 12, S. 551.

20. Kroebe W. Z. angew. Phys., 1954, Bd. VI, Heft 7, S. 293.
21. Narud J. A. IRE Nat. Conv. Rec., 1957, 5, № 5, p. 103.
22. Ицхоки С. Я. Импульсная техника, М., изд-во „Советское радио“, 1949.
23. Меерович Л. А. Теория блокинг-генератора. „Известия АН СССР“, ОТН, 1946, № 1.
24. Мигулин В. В. и Левитас Д. М. О работе блокинг-генератора. ЖТФ, 1947, т. 17, вып. 10.
25. Расплетин А. А. О генераторе пилообразных токов. „Известия эл. пром-сти слабого тока“, 1941, № 6.
26. Данилов Б. С. Влияние параметров блокинг-генератора на форму колебаний. Диссертация, ЛКВВИА, 1954.
27. Гусев В. В. О стабильности импульса, формируемого релаксатором с трансформаторной обратной связью (блокинг-генератором). Труды Академии, сборник 47, Л., 1955, стр. 18.
28. Гусев В. В. Анализ процессов формирования импульсов в релаксаторах с трансформаторной связью. Труды Академии, сборник 47, Л., 1955.
29. Мялько Г. Б. Установление стационарного режима в релаксаторах трансформаторной обратной связью при действии на них внешней э.д.с. Труды Академии, сборник 47, Л., 1955, стр. 47.
30. MacDonald Smith J. Electronic Engineering, April 1957, p. 184.
31. Изыскание и разработка методов генерирования ультракоротких импульсов и методика их использования для радиотехнических измерений. Научно-технический отчет ЦНИИ МРГП, 1956.
32. Селезнев П. С. Некоторые итоги работы по исследованию методов генерирования ультракоротких импульсов. Труды ЦНИИ, 1957, вып. 1, стр. 3.
33. Сергеев М. С. и Лужин С. И. Характеристики и особенности новой серии импульсных измерительных приборов. „Вестник НИИ МРТП“, 1956, стр. 5.
34. Горелик Г. С. К теории запаздывающей обратной связи. ЖТФ, т. 1 X, 1939, вып. 5.
35. Бовшверов В. М. О некоторых задачах, приводящих к функциональным уравнениям. ЖТФ, т. VI, 1936, вып. 9.
36. Бовшверов В. М. К вопросу об автоколебаниях в системах с запаздывающими силами. Диссертация, МГУ, 1936.
37. Отряшенков Ю. М. Некоторые вопросы качественной теории нелинейных систем с запаздывающим звеном в цепи обратной связи. Диссертация, НИИ МРТП, 1954.
38. Азьян Ю. М. и Мигулин В. В. Об автоколебаниях в системах с запаздывающей обратной связью. „Радиотехника и электроника“, 1954, т. 1, вып. 4.
39. Неймарк Ю. И. О периодических режимах и устойчивости релейных систем. „Автоматика и телемеханика“, 1953, т. XIV, № 5.
40. Неймарк Ю. И. Об автоколебаниях и вынужденных колебаниях релейных систем с запаздыванием. „Автоматика и телемеханика“, 1955, т. XVI, № 3.
41. Моругин Л. А. О переходных процессах в линейных системах с запаздывающей обратной связью. „Вестник НИИ МРТП“, 1956, стр. 42.

42. Моругин Л. А. Переходные процессы в усилителях с запаздывающей обратной связью. Труды Горьковского политехнического института, 1957, т. XIII, вып. 1, стр. 61.
43. Cutler C. S. PIRE, 1953, 11, № 2, p. 43.
44. Рябинин Ю. А. К теории регенеративного импульсного генератора. Труды научного студенческого общества Горьковского политехнического института, 1957, вып. 1, стр. 69.
45. Гроднев И. И., Соколов В. В. Коаксиальные кабели, М., Связьиздат, 1954.
46. Ицхоки Я. С. Формирование коротких импульсов с помощью магнитодielekтрической линии. М., БНТ, 1947.
47. Wheeler H. PIRE, 1939, 27, №1, p. 65.
48. Ruhrmann A. Arch. Elekt. Übertragung, 1950, Heft 4, №1, S. 23.
49. Schatz E., Williams E. PIRE, 1950, 38, №12, p. 1208.
50. Williams E., Schatz E. PIRE, 1951, 39, № 1, p. 84.
51. Льюис И. и Уэлс Ф. Миллимикросекундная импульсная техника. Пер. с англ. В. Н. Дулина. Под ред. И. С. Абрамсона и А. Н. Могилевского. Издательство иностранной литературы, М., 1956.
52. Kukul J., Williams E., Conv. Rec. IRE, Circuit Theory, 1953, p. 81.
53. Литвиненко О. Н., Ильин В. А. Применение неоднородных линий для целей формирования миллимикросекундных прямоугольных видеоимпульсов. "Научно-технический сборник КВИАВУ", вып. 9, Киев, 1957, стр. 26.
54. Грановский В. Л. Деионизация разряженного газа. Труды ВЭИ, вып. "Электронные и ионные приборы", М., Госэнергоиздат, 1941, стр. 98.
55. Драбкин Д. С. и Слуцкий Е. Х. Разработка методики определения деионизационных параметров и предельной частоты работы тиратронов в импульсном режиме. Сборник материалов по вакуумной технике, вып. 5, М., Госэнергоиздат, 1954, стр. 57.
56. Каганов И. Л. Электронные и ионные преобразователи. М., Госэнергоиздат, 1955.
57. Mullin C. Phys. Rev., 1946. 70, № 6, p. 401.
58. Birnbaum M. Trans. Amer. Inst. Elect. Eng., 1948, 67, № 3, p. 209.
59. Romanowitz H., Dow H. Trans. Amer. Inst. Elect. Eng., 1950, 69, № 5, p. 368.
60. Wittenbery H. Electrical Eng., 1950, 69, № 9, p. 823.
61. Heins H. Instruments, 1946, 19, № 3, p. 211.
62. Ju J., Christaldi P., Kallmann H. Proc. Nat. Electronics Conf., 1950, 6, p. 360.
63. Malter L., Johnson E. RCA Review, 1950, 11, №2, p. 165.
64. Ворончев Т. А. Импульсные тиратроны. М., изд-во "Советское радио", 1958.
65. Woodford J., Williams E. Jour. Appl. Phys., 1952, 23, № 7, p. 722.
66. Птицын К. Н., Грязнов М. И. Некоторые вопросы генерирования коротких импульсов в схеме с тиратроном. Труды Горьковского политехнического института им. А. А. Жданова, т. 13, вып. 1, 1957, стр. 84.
67. Грязнов М. И. Тиратронные схемы высокоскоростной развертки. Труды СНО Горьковского политехнического института им. А. А. Жданова, вып. 1, 1957, стр. 73.

68. Wells F. Jour. Brit. IRE, 1951, 11, № 11, p. 491.
69. Heard H. Rev. Sci. Instr., 1954, 25, № 5, p. 454.
70. Naray Z. Acta Phys. Acad. Sci. Hungaria, 1955, 5, № 2, p. 175.
71. Тюльников Л. Н. Авторское свидетельство № А-8084 от 1. 11. 1955.
72. Агаханян Т. М. Схема генератора на тиратронах. Сборник научных работ МИФИ, т. 9, 1955, стр. 102.
73. Витенберг М. И. Расчет электромагнитных реле для аппаратуры автоматики и связи. Госэнергоиздат, М., 1956.
74. Brown J., Pollard C. Electrical Eng., 1947, 66, № 11, p. 1106.
75. Глебович Г. В., Грязнов М. И., Птицын К. Н. Исследование некоторых схем формирования коротких импульсов. "Радиотехника и электроника", 1958, № 4, стр. 562.
76. Китаев В. А., Покровский А. Г. Генератор миллимикросекундных импульсов. "Вестник НИИ МРТП", 1956, стр. 31.
77. Селезнев П. С., Тюльников Л. Н. и Моисеев А. В. Авторское свидетельство № 107469, 26. 07, 1956.
78. Dorn C. Rev. Sci. Instr., 1956, 27, № 5, p. 283.
79. Garwin R. Rev. Sci. Instr., 1950, 21, № 11, p. 903.
80. McQueen J. Electronic Eng., 1952, 24, № 296, p. 436.
81. Прозоровский Ю. Н. Генератор треугольных видеоимпульсов. "Радиотехника", 1958, № 8.
82. Стекольников И. С. О работе трехэлектродного реле. Бюллетень ВЭИ, 1935, № 2.
83. Стекольников И. С. Импульсная осциллография и ее применение. М.—Л., изд-во АН СССР, 1949.
84. Craggs P., Haine W., Meek F. Jour. Inst. Elec. Eng., 1946, 93, pt. 3A, p. 963.
85. Hasted D. Proc. Phys. Soc., 1948, 60, № 4, p. 397.
86. Fletcher R. Phys. Rev., 1949, 76, № 12, p. 1501.
87. Fletcher R. Rev. Sci. Instr., 1949, 20, № 12, p. 861.
88. Cones H. Jour. Research Nation. Bureau Stand., 1956, 57, № 3, p. 143.
89. Elliott J. Bell Labor. Rec., 1949, 27, № 3, p. 221.
90. Жекулин Л. А. Распространение электромагнитных сигналов по коаксиальному кабелю. "Известия АН СССР", отделение технических наук, 1941, № 3, стр. 11.
91. Горшунов В. Н. Нестационарные процессы в концентрическом кабеле. "Электросвязь", 1941, № 3, стр. 45.
92. Жекулин Л. А. Неустановившиеся процессы в коаксиальном кабеле. "Известия АН СССР", отделение технических наук, 1946, № 9, стр. 1243.
93. Жекулин Л. А. Распространение сигналов по коаксиальному кабелю. "Радиотехника", 1948, т. 3, № 1, стр. 22.
94. Лошаков Л. Н., Ольдерогге Е. В. К теории коаксиальной спиральной линии. "Радиотехника", 1948, т. 3, № 2, стр. 11.
95. Blewett J. Rubel J. PIRE, 1947, 35, № 12, p. 1580.
96. Lewis I. Proc. Inst. Elect. Eng., 1951, 98, pt. III, p. 312.
97. Kallmann H. PIRE, 1946, 34, № 9, p. 646.
98. Детали и элементы радиолокационных станций. Пер. с англ. под ред. А. Я. Брейтбарта. Ч. 1. М., изд-во "Советское радио", 1952.
99. Di Toro M. Conv. Rec. IRE, part 5, Circuit Theory, 1953, p. 64.
100. Lund C. RCA A. Review, 1950, 11, № 2, p. 133.
101. Shtein D. Conv. Rec. IRE, part 3, 1954, 2, p. 30.

102. McAlister K. Jour. Sci. Instr., 1951, 28, № 2, p. 142.
103. Kallmann H. PIRE, 1940, 28, № 7, p. 302.
104. Berkley C. Conv. Rec. IRE, part 5, Circuit Theory, 1953, p. 62.
105. Кривицкий Б. Х. Импульсные схемы и устройства, М., изд-во „Советское радио“, 1955.
106. Горячев Л. В. Применение кристаллических диодов в схемах ограничения наносекундных импульсов. Труды Горьковского политехнического института им. А. А. Жданова, 1958, вып. 1.
107. Стекольников И. С. Осциллографирование со скоростью записи, близкой к скорости света. Доклады АН СССР, 1946, т. 54 № 6, стр. 499.
108. Стекольников И. С. Электронная осциллография кратковременных процессов. М., ГИТТЛ, 1952.
109. Теумин И. И. Экспериментальный анализ переходных процессов в линейных электрических цепях. М., изд-во „Советское радио“, 1956.
110. Ardenne M. Hoch-frequenztechnik und Elektroakustik, 1939, 54, № 6, p. 181.
111. Lee G. PIRE, 1946, 34, № 3, p. 121 w.
112. Hollman H. PIRE, 1951, 39, № 2, p. 194.
113. Smith S., Tolbot R., Smith C. PIRE, 1952, 40, № 3, p. 297.
114. Pierce J. Electronics, 1949, № 11, p. 97.
115. Owaku K., Terahata S., Hada T., Nakamura T. PIRE, 1950, № 10, p. 1179.
116. Муляров М. Я. Электронно-лучевые приборы. М., Госэнергоиздат, 1954.
117. Germeshausen K., Goldberg S., McDonald D. Transaction IRE., Electron Devices, 1957, ED-4, № 2, p. 152.
118. Дубинин А. М., Левитов В. И. Новый катодный осциллограф на 20 кв. „Электричество“, 1950, № 11, стр. 64.
119. Ju J., Kallmann H., Christaldi P. Electronics, 1951, 24 № 7, p. 106.
120. Лужин С. И., Барзах Т. З. Скоростной осциллограф типа ОС-1. „Вестник НИИ МРТП“, 1956, стр. 73.
121. Connor F. PIRE, part B, 1956, 103, № 8, p. 178.
122. Чернушенко А. М. Осциллограф для исследования сверхвысокочастотных колебаний и некоторые результаты его применения при изучении импульсных магнетронов. „Радиотехника и электроника“, 1956, т. 1, вып. 3, стр. 381.
123. Kelley G. Rev. Sci. Instr., 1950, 21, № 1, p. 71.
124. Hollman H. PIRE, 1940, 28, № 3, p. 213.
125. Neddellmeyer F. Rev. Sci. Instr., 1947, 18, № 7, p. 488.
126. Lebacqz P. Proc. Nat. Electronics Conf., 1947, 3, p. 68.
127. Wells F. Jour. Brit. IRE, 1951, 11, № 11, p. 491.
128. Maskay D. Proc. Phys. Soc. Lond., 1948, 61, № 4, p. 235.
129. Bartlett J., Davis G. Jour. Inst. Electr. Eng., 1946, 93, pt. III A, p. 1304.
130. Ju J., Christaldi P., Kallmann H. Proc. Nat. Electronics Conf., 1950, 6, p. 360.
131. Грязнов М. И. Применение тиратрона в схеме скоростной развертки. „Радиотехника и электроника“, 1958, № 4, стр. 574.
132. Prime H., Ravenhill P. Jour. Sci. Instr., 1950, 27, № 7 p. 192.
133. Hardy D. Jour. Sci. Instr., 1952, 29, № 3, p. 241.

134. Hardy D., Jackson B., Feinberg R., *Electronic Eng.*, 1956, 28, № 335, p. 8.
135. Davis N., White R. *Electronics*, 1950, 23, № 10, p. 107.
136. Балац М. Я., Лебедев П. И., Обухов Ю. В. Высоко-скоростной осциллограф. „Приборы и техника эксперимента“, 1957, № 2, стр. 63.
137. Бартенев Л. С., Глебович Г. В., Горячев Л. В., Шаров Ю. А. Импульсный скоростной осциллограф. „Приборы и техника эксперимента“, 1958, № 4, стр. 60.
138. Стекольников И. С. Импульсное питание запаянного осциллографа с горячим катодом. „Электричество“, 1944, № 11, стр. 27.
139. Masing W. *Messtechnik*, 1942, № 11, S. 167.
140. Haine M., Jervis M. *PIEE*, 1957, 104, part B., paper № M 2307.
141. Jervis M., Taylor R. *Electronic Eng.*, 1957, 29, № 351, p. 218.
142. Прозоровский Ю. Н. Скоростной осциллограф СО-3. „Приборы и техника эксперимента“, 1957, № 5, стр. 73.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

1. Мельников Ю. П. Возможности генерирования сверхкоротких импульсов при помощи блокинг-генератора. Труды НИИ МРТП, 1957, вып. 3.
2. Мельников Ю. П. Влияние рабочей ёмкости блокинг-генератора на параметры сверхкороткого импульса. Труды НИИ МРТП, 1957, вып. 5.
3. Мельников Ю. П. Миллимикросекундный импульсный трансформатор на ферритовом сердечнике. Труды НИИ МРТП, 1958, вып. 3.
4. Лужин С. И. Тиратронный генератор импульсов с повышенной частотой запуска. Научно-технический сборник (Труды института), 1958, вып. 1 (5), стр. 35, Горький.
5. Тюльников Л. Н. Некоторые результаты исследования работы тиратронного импульсного генератора при воздействии на тиратрон внешнего магнитного поля. Научно-технический сборник (Труды института), 1958, вып. 1 (5), стр. 44, г. Горький.
6. Talkin A., Cuneo J. *Rev. Sci. Instrum.*, 1957, v. 28, № 10, p. 808.
7. Lewis I. *Electronic Eng.*, 1955, v. 27, № 332, p. 448.
8. Burrus C. *Rev. Sci. Instr.*, 1957, v. 28, № 12, p. 1062.
9. Wigington R., Nahman N., *PIRE*, 1957, v. 45, № 2, p. 166.
10. Lewis F., Franzier R., *PIRE*, 1957, v. 45, № 2, p. 196.
11. Лужин С. И. Способ получения импульсов напряжения точной амплитуды. Авторское свидетельство № 104373, 1955, май.
12. Тюльников Л. Н. Способ получения наносекундных импульсов. Авторское свидетельство № 111736, 1957, февраль.

* Статьи, вошедшие в дополнительный список литературы, опубликованы после написания книги и в тексте не отражены.

13. Б у т о р и н Е. Н. Некоторые вопросы генерирования наносекундных импульсов с повышенной частотой повторения. Научно-технический сборник (Труды института), 1958, вып. 3 (7), стр. 3, г. Горький.

14. Г р я з н о в М. И. Применение импульсных тиратронов для генерирования коротких импульсов. Научно-технический сборник (Труды института), 1958, вып. 3 (7), стр. 13, г. Горький.

15. Г р я з н о в М. И. Скоростной широкополосный осциллограф. Научно-технический сборник (Труды института), вып. 3 (7), стр. 33, г. Горький.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава первая. Генерирование импульсов в реостатно-емкостных схемах	7
1. Формирование фронтов импульсов в реостатно-емкостных схемах	7
2. Реостатно-емкостные схемы на лампах со вторичной эмиссией	18
3. Экспериментальное исследование генераторов импульсов на лампах со вторичной эмиссией	27
Глава вторая. Генерирование импульсов в схемах с индуктивной обратной связью	37
1. Процесс формирования импульсов в схемах с индуктивной обратной связью	38
2. Особенности работы лампы и трансформатора в схеме блокинг-генератора	45
3. Схемы блокинг-генераторов и результаты их экспериментального исследования	52
Глава третья. Генерирование импульсов в схемах с запаздывающей обратной связью	62
1. Переходные процессы в линейных системах с запаздывающей обратной связью	74
2. Регенеративный импульсный генератор	72
Глава четвертая. Формирование импульсов с помощью разрядной линии	85
1. Принцип формирования коротких импульсов с помощью разрядной линии	85
2. Разрядные линии, применяемые в генераторах коротких импульсов	88
3. Генераторы с тиратронными коммутаторами	102
4. Генераторы с реле	128
5. Генераторы с коммутацией на электронных лампах	139
6. Формирование импульсов высокого напряжения в схемах с искровыми разрядниками	142
Глава пятая. Преобразование импульсов малой длительности	151
1. Электромагнитные линии задержки	153
2. Импульсные трансформаторы с распределенными постоянными	166
3. Укорочение длительности импульсов	170
4. Ограничение импульсов малой длительности	181
	237

Глава шестая. Формирование импульсов для разверток скоростных осциллографов	187
1. Особенности осциллографирования импульсов наносекундного диапазона	188
2. Требования к генераторам разверток скоростных осциллографов	195
3. Формирование импульсов напряжения развертки в схемах на вакуумных лампах	199
4. Формирование импульсов напряжения развертки в схемах с тиратронами	209
5. Требования к схемам запуска генераторов скоростных разверток	226
Литература	230
Дополнительный список литературы	235

Г. В. ГЛЕВОВИЧ, Л. А. МОРУГИН

ФОРМИРОВАНИЕ
ИМПУЛЬСОВ
НАНОСЕКУНДНОЙ
ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Редактор *Н. Я. Аренберг*
Технический редактор *А. А. Свешников*
Обложка художника *В. В. Волкова*

Сдано в набор 28. II. 1958 г.

Подписано к печати 26/VIII 1958 г.

Формат 84×108/32.

Объем 12,3 п. л.

Бум. л. 3,75.

Уч. изд. л. 12,38.

Г-43404.

Заказ № 1250.

Цена в переплете № 5 — 7 р. 20 к.

в переплете № 7 — 7 р. 70 к.

Типография Госэнергоиздата.
Москва, Шлюзовая наб., 10.

Цена 7 р. 20 к.