

А. М. Бонч-Бруевич

ПРИМЕНЕНИЕ
ЭЛЕКТРОННЫХ
ЛАМП

ПРИМЕНЕНИЕ
ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП
В
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ФИЗИКЕ



А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ

**ПРИМЕНЕНИЕ
ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП
В
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ФИЗИКЕ**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

МОСКВА 1950 ЛЕНИНГРАД

Редактор *К. А. Тер-Мартirosян*

Техн. редактор *К. М. Волчок*

Подписано к печати 3/VI 1950 г. Бумага 60×92 см. ($\frac{1}{16}$). Бум. л. 15,25. Печ. л. 30,5. Уч.-изд. л. 34,53.
Тип. зн. в печ. л. 45296. Т-05102. Тираж 6000 экз. Цена 20 р. 70 к., переплет 2 р. Заказ № 1440.

4-я типография им. Евг. Соколовой Главполиграфиздата при Совете Министров СССР.
Ленинград, Измайловский пр., 29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|----|
| Предисловие | 7 |
| Г л а в а I | |
| ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОСТЫХ ЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЯХ | |
| § 1. <i>Линейные электрические цепи</i> | 9 |
| 1. Линейные элементы электрических цепей (9). 2. Описание электрических процессов в линейных цепях (11). 3. Метод построения эквивалентных цепей (11). | |
| § 2. <i>Спектры электрических сигналов</i> | 16 |
| 1. Спектры периодических сигналов (16). 2. Спектры одиночных сигналов (17). | |
| § 3. <i>Прохождение гармонических сигналов через линейные цепи</i> . . | 19 |
| 1. Стационарные процессы в линейных цепях при действии гармонической э. д. с. (19). 2. Нестационарные процессы в линейных цепях при действии гармонического напряжения (23). 3. Частотные и фазовые характеристики цепей (24). 4. Дифференцирующие и интегрирующие цепи (28). | |
| § 4. <i>Электрические процессы в линейных цепях при действии импульсной э. д. с.</i> | 30 |
| 1. Прохождение одиночных прямоугольных импульсов через простейшие линейные цепи (30). 2. Оценка искажений формы импульсов по виду характеристик цепи (34). 3. Запаздывание импульсов при прохождении через линейные цепи (37). | |
| § 5. <i>Электрические процессы в колебательных контурах</i> | 39 |
| 1. Свободные колебания в одиночном контуре (39). 2. Стационарные процессы в одиночном колебательном контуре при действии гармонической э. д. с. (41). 3. Электрические процессы в колебательном контуре при действии одиночных прямоугольных импульсов (43). 4. Стационарные процессы в связанных контурах при действии гармонической э. д. с. (47). 5. Передача энергии в связанных контурах (50). | |
| § 6. <i>Электрические процессы в линиях</i> | 51 |
| 1. Стационарные процессы в линии при действии гармонической э. д. с. (51). 2. Отражения волн напряжения и тока от конца линии (53). 3. Входное сопротивление линии (55). 4. Нестационарные процессы в линиях (58). 5. Искусственные линии (61). | |
| Г л а в а II | |
| ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ | |
| § 1. <i>Двухэлектродные электронные лампы</i> | 66 |
| § 2. <i>Трехэлектродные электронные лампы</i> | 68 |
| 1. Статические характеристики триодов (68). 2. Параметры характеристик триодов (70). 3. Динамические характеристики трио- | |

| | | |
|------|--|----|
| | дов (72). 4. Применение триодов для усиления электрических сигналов (74). 5. Применение электроинных ламп для генерирования электрических сигналов (76). | |
| § 3. | <i>Входная проводимость трехэлектродной лампы</i> | 77 |
| § 4. | <i>Многосеточные электронные лампы</i> | 80 |
| | 1. Характеристики и параметры тетродов (80). 2. Пентоды и лучевые тетроды (81). 3. Электронные лампы с двумя управляющими сетками (83). | |
| § 5. | <i>Методы анализа схем, содержащих электронные лампы . . .</i> | 84 |
| | 1. Пользование характеристиками ламп (84). 2. Построение цепей, эквивалентных схемам, содержащим электронные лампы (87). | |
| § 6. | <i>Ионные приборы</i> | 89 |
| | 1. Двухэлектродные ионные приборы (89). 2. Ионные приборы с управляющей сеткой (92). | |

Глава III

УСИЛИТЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

| | | |
|------|--|-----|
| § 1. | <i>Основные схемы усилителей электрических сигналов</i> | 95 |
| | 1. Основные характеристики и схемы усилителей электрических сигналов (95). 2. Режимы работы ламп в усилительных каскадах (100). | |
| § 2. | <i>Апериодические усилители напряжения</i> | 101 |
| | 1. Характеристики усилительного каскада на сопротивлениях (101). 2. Лампы для каскадов усиления на сопротивлениях (106). 3. Расчет усилителя на сопротивлениях (108). 4. Замечание о трансформаторном и дроссельном усилительных каскадах (112). | |
| § 3. | <i>Резонансные усилители</i> | 114 |
| | 1. Схемы резонансных усилителей (114). 2. Резонансный каскад с одним колебательным контуром (116). 3. Полосовой усилительный каскад (119). | |
| § 4. | <i>Выходные каскады усилителей, работающие в режиме класса „А“</i> | 120 |
| | 1. Выходной каскад с непосредственным включением нагрузки в анодную цепь лампы (120). 2. Выходной каскад с трансформаторным включением нагрузки в анодную цепь лампы (123). 3. Лампы для выходных каскадов усилителей (127). | |
| § 5. | <i>Фон усилителей</i> | 129 |
| | 1. Контуриные шумы (129). 2. Ламповые шумы (132). 3. Суммарный шум входного каскада усилителя (134). | |
| § 6. | <i>Обратные связи в схемах усилителей</i> | 138 |
| | 1. Усиление сигналов в схемах с обратной связью (138). 2. Характеристики усилителей с обратной связью (141). 3. Стабильность схем с обратной связью (142). 4. Паразитные обратные связи в усилителях (144). | |

Глава IV

НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

| | | |
|------|---|-----|
| § 1. | <i>Усиление одиночных импульсных сигналов</i> | 149 |
| | 1. Искажения формы импульсов при их прохождении через каскад усилителя на сопротивлениях (149). 2. Прохождение импульсов через многокаскадную схему усилителя на сопротивлениях (156). 3. Замечание о рациональном выборе полосы пропускания усилителя (160). | |
| § 2. | <i>Коррекция линейных искажений в схемах усилителей</i> | 162 |
| | 1. Коррекция характеристик усилителей в области высокочастотного конца спектра (162). 2. Коррекция характеристик усилите- | |

- лей в области низкочастотного конца спектра (168). 3. Понятие о сложных схемах коррекции (172). 4. Применение отрицательной обратной связи для коррекции характеристик усилителя (174). 5. Постройка и налаживание широкополосных усилителей (177).
- § 3. *Усилительный каскад с катодной нагрузкой* 185
 1. Схема каскада с катодной нагрузкой (185). 2. Характеристики каскада с катодной нагрузкой (188). 3. Некоторые применения каскадов с катодной нагрузкой (191).
- § 4. *Усилители постоянного тока и постоянного напряжения* . . . 195
 1. Усилители постоянного тока и напряжения с разделительными батареями (195). 2. Усилители постоянного тока и напряжения с потенциометрической связью каскадов (202). 3. Стабильность усилителей постоянного тока и напряжения (205). 4. Усилители постоянного тока и напряжения с несущей частотой (207).

Глава V

ГЕНЕРАТОРЫ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

- § 1. *Возбуждение гармонических электрических колебаний* 211
 1. Компенсация затухания колебательного контура (211). 2. Ограничение амплитуды автоколебаний (214).
- § 2. *Выходные каскады генераторов* 216
 1. Основные характеристики работы оконечных каскадов (216). 2. Элементы расчета выходных каскадов (221). 3. Передача энергии от генератора к нагрузке (226).
- § 3. *Задающие генераторы* 228
 1. Схемы задающих генераторов (228). 2. Понятие о расчете задающего генератора (230). 3. Явление затягивания генератора с самовозбуждением (231). 4. Некоторые методы стабилизации частоты задающих генераторов (234).
- § 4. *Некоторые специальные генераторы* 236
 1. Низкочастотные генераторы на биениях (236). 2. RC-генераторы гармонических колебаний (240). 3. Генераторы для высокочастотного нагревания металлических конструкций (245). 4. Питание дуантов циклотрона напряжением высокой частоты (247).

Глава VI

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И ТРИГГЕРНЫЕ СХЕМЫ

- § 1. *Релаксационные генераторы* 256
 1. Основная схема мультивибратора (256). 2. Форма напряжения, возбуждаемого мультивибратором (258). 3. Расчет схемы мультивибратора (266). 4. Мультивибраторы для возбуждения прямоугольных импульсов (268).
- § 2. *Триггерные схемы* 272
 1. Триггерные схемы с двумя устойчивыми состояниями (272). 2. Триггерные схемы с одним устойчивым состоянием (282).
- § 3. *Пересчетные схемы* 293
 1. Бинарные пересчетные схемы (293). 2. Кольцевые пересчетные схемы (300). 3. Пересчетные декады (305).

Глава VII

ИЗМЕРЕНИЕ СЛАБЫХ ТОКОВ. ЛАМПОВЫЕ ЭЛЕКТРОМЕТРЫ

- § 1. *Электрометрические лампы* 312
 1. Электрометрическое измерение слабых токов (312). 2. Применение электронных ламп для измерения слабых токов (314). 3. Параметры электрометрических ламп (317). 4. Работа усилительных ламп в электрометрическом режиме (322).

- § 2. *Однокаскадные ламповые электрометры* 325
 1. Простая схема лампового электрометра (325). 2. Мостовые схемы на двух лампах (328). 3. Мостовые схемы на одной лампе (331). 4. Измерение слабого тока по зарядке емкости (341).
- § 3. *Многокаскадные ламповые электрометры* 343
 1. Ламповые электрометры с мостовыми схемами на входе (343).
 2. Ламповые электрометры с отрицательной обратной связью (345).
 3. Нулевой метод сравнения двух слабых токов (351). 4. Ламповые электрометры с динамической емкостью (354).

Глава VIII

РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ДАВАЕМЫХ
СЧЕТЧИКАМИ ЧАСТИЦ

- § 1. *Некоторые сведения о счетчиках частиц* 358
 1. Импульсы напряжения, даваемые ионизационными камерами (358). 2. Импульсы напряжения, даваемые пропорциональными счетчиками (364). 3. Некоторые характеристики несамостоящихся счетчиков Гейгера — Мюллера (367). 4. Замечания о кристаллических счетчиках и о применении электронных умножителей для регистрации частиц (372).
- § 2. *Счет числа импульсов* 375
 1. Схемы управления работой механических регистраторов (375).
 2. Счет большого числа импульсов в единицу времени (379).
- § 3. *Схемы, предназначенные для работы со счетчиками частиц* 382
 1. Измерительные схемы для работы с ионизационными камерами (382). 2. Построение схем для работы с пропорциональными счетчиками (396). 3. Схемы гашения для счетчиков Гейгера — Мюллера (398).
- § 4. *Анализ импульсов по их амплитудам* 408
 1. Простые амплитудные анализаторы (408). 2. Дифференциальные амплитудные анализаторы (413).
- § 5. *Регистрация импульсов, даваемых несколькими счетчиками частиц* 418
 1. Регистрация совпадений (418). 2. Регистрация антисовпадений (427).

Глава IX

СХЕМЫ ПИТАНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ УСТАНОВОК

- § 1. *Выпрямители переменного тока* 433
 1. Схемы выпрямителей переменного тока (433). 2. Элементы расчета выпрямительных схем (440). 3. Оценка параметров фильтров выпрямителей (444).
- § 2. *Простые стабилизаторы величины постоянного напряжения и тока* 451
 1. Характеристики простых стабилизаторов напряжения и тока (451). 2. Простые стабилизаторы величины постоянного тока (453). 3. Простые стабилизаторы величины постоянного напряжения (456).
- § 3. *Электронные стабилизаторы напряжения* 460
 1. Электронные стабилизаторы параллельного типа (460). 2. Электронные стабилизаторы последовательного типа (464). 3. Электронные стабилизаторы с катодной нагрузкой (468).
- § 4. *Стабилизаторы величины постоянного тока* 475
 1. Стабилизаторы величины слабого постоянного тока (475). 2. Стабилизаторы величины сильного постоянного тока (478).
- Литература 484

ПРЕДИСЛОВИЕ

В работах гениального русского ученого А. С. Попова, впервые в 1896 г. осуществившего передачу электромагнитных колебаний и прием переданных сигналов, берет начало одна из самых молодых и быстро развивающихся отраслей современной техники — радиотехника.

В течение первых 20 лет после изобретения А. С. Поповым радио, радиотехника базировалась, главным образом, на возбуждении электромагнитных колебаний с помощью электрической искры.

Затем, после появления трехэлектродной лампы, развитие техники высоких частот пошло по новому пути — электронная лампа становится центральным прибором, вокруг которого строятся радиотехнические схемы. В развитии электронных ламп и постройке на их основе радиотехнических устройств русские ученые играли ведущую роль. М. А. Бонч-Бруевич, заложив основы расчета трехэлектродных ламп, создает первые в мире мощные генераторные лампы. Разработка таких ламп позволила ему построить в 1922 и 1928 гг. в Москве радиотелефонные станции, в то время наиболее мощные в мире. Постройка этих станций была крупным достижением советской науки и техники, опередившими науку и технические возможности зарубежных стран.

Такие центральные вопросы радиотехники, как радиотелефония, связь на коротких волнах, генерация электромагнитных колебаний, распространение радиоволн, радиолокация, техника сверхвысоких частот и т. д., обязаны своим быстрым развитием плодотворной работе крупных советских ученых М. А. Бонч-Бруевича, Б. А. Введенского, В. П. Вологодина, А. И. Берга, М. В. Шулейкина, Л. И. Мандельштама, Н. Д. Папалекси и многих других.

В настоящее время техника высоких частот глубоко проникла во многие отрасли техники и науки. Методы генерации, преобразования и регистрации электрических сигналов, разработанные в технике высоких частот, все шире и шире применяются в экспериментальной физике, астрономии, химии, биологии и других науках. Разработано много специальных схем, содержащих электронные лампы и выходящих за рамки обычно применяемых в радиотехнике. Особенно широкие возможности открыло применение электронных ламп в эксперименталь-

ной ядерной физике. Большинство тончайших экспериментов, сделанных в этой области и позволивших достигнуть огромного расширения наших знаний, было выполнено с применением электронных ламп.

В создании специальных схем, служащих для решения ряда задач экспериментальной физики, выдающуюся роль играют школы советских ученых, работающих в области ядерной физики (работы А. И. Алиханова, А. И. Алиханьяна, М. С. Козодаева, В. Л. Векслера и др.). Общеизвестные огромные успехи советской физики лучше всего свидетельствуют о передовой экспериментальной технике, применяемой в своих работах советскими учеными.

Широкое применение электронных ламп в экспериментальной физике послужило источником развития новой области — радиотехники физических лабораторий. Эта область экспериментальной техники необычайно богата разнообразием конкретных применений электронных ламп. Обилие специальных схем и непрерывное появление новых делает безнадежной попытку осветить их сколько-нибудь подробно. В настоящей книге описываются наиболее характерные схемы, нашедшие широкое применение в экспериментальной физике. Многие из них до настоящего времени были описаны лишь в общих чертах или приводились только в периодической литературе. В книгу включены также некоторые общие сведения об электрических процессах в устройствах, содержащих электронные лампы. При этом затронуты лишь те вопросы, знакомство с которыми чаще всего может быть полезно физику-экспериментатору и необходимо для понимания работы специальных устройств.

Книга была закончена автором в первой половине 1949 г. и после этого в нее было внесено лишь небольшое количество изменений. В основу книги положены курсы лекций, читанные автором студентам-физикам старших курсов. По своему содержанию, направленности и построению она существенно отличается от курсов радиотехники и электронных ламп, изданных до настоящего времени и в большинстве случаев предназначенных для радиоинженеров. Книга рассчитана на студентов физических факультетов, аспирантов и физиков-экспериментаторов.

Несомненно, что книга имеет ряд недочетов. Автор заранее признателен за все критические замечания и указания в отношении желательных улучшений ее.

ГЛАВА I

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОСТЫХ ЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЯХ

§ 1. ЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЦЕПИ

1. Линейные элементы электрических цепей. В большинстве случаев анализ процессов в электрической цепи должен дать сведения о форме¹ и величине напряжения между некоторыми двумя точками цепи или о величине и форме протекающего в том или ином участке цепи тока, если известны величина и форма э. д. с., действующей в цепи от внешнего источника. Точки, между которыми действует внешняя э. д. с., носят название входа цепи.

При анализе процессов в сложной цепи последнюю упрощают, пренебрегая некоторыми ее элементами и идеализируя другие. Степень упрощений, разумеется, должна быть такова, чтобы результаты анализа были бы практически применимы к действительным цепям.

К числу идеализаций, облегчающих анализ цепей, относится представление трех элементов, из которых строятся цепи: сопротивлений, конденсаторов и катушек самоиндукции в виде идеальных элементов, для которых соответственно справедливы соотношения

$$\frac{u_R}{i_R} = \text{const} = R, \quad (1)$$

$$\frac{u_L}{\frac{di_L}{dt}} = \text{const} = L, \quad (2)$$

$$\frac{u_C}{\int i_C dt} = \text{const} = \frac{1}{C}. \quad (3)$$

Величины R , L и C носят название активного сопротивления, индуктивности и емкости и представляют собой параметры соответствующих элементов.

¹ Всюду далее, говоря о „форме“ электрического процесса в цепи, будем иметь в виду зависимость от времени напряжения или тока.

Действительные элементы, входящие в электрическую цепь, могут быть заменены эквивалентной комбинацией из нескольких идеальных. Так, например, действительный конденсатор, обладающий потерями, представляется комбинацией из емкости и активного сопротивления (рис. 1). Совершенно аналогично, действительная катушка самоиндукции, обладающая активным сопротивлением и междувитковой емкостью, может быть заменена комбинацией из индуктивности, активного сопротивления и емкости. Имея в виду замену действительных элементов идеальными, часто конденсатор называют емкостью, катушку самоиндукции — индуктивностью, а сопротивление — активным сопротивлением. Мы будем поступать так же, хотя один и тот же действительный

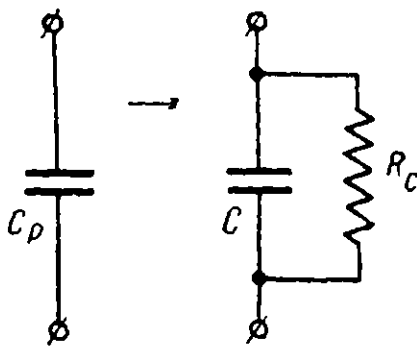


Рис. 1. Замена действительного конденсатора идеальными элементами.

элемент или участок цепи может представляться емкостью, индуктивностью, активным сопротивлением, либо, наконец, комбинацией из них — в зависимости от частоты действующего в цепи напряжения.

Активное сопротивление, индуктивность и емкость обычно рассматривают как линейные элементы. Вообще говоря, линейным называют элемент, для которого связь между напряжением на его зажимах и протекающим через него током описывается линейным (алгебраическим или дифференциальным) уравнением. Этому условию соответствуют соотношения (1), (2) и (3).

Строго говоря, все элементы являются нелинейными, но во многих случаях отклонение от линейности настолько невелико, что невозможно отличить действительный элемент от идеализированного линейного. Предположение о линейности элементов ограничивает применимость анализа электрических процессов в цепях определенными значениями тока и напряжения. Действительно, например, активное сопротивление можно рассматривать как линейный элемент, лишь если величина текущего через него тока настолько мала, что выделяющееся джоулево тепло не приводит к заметному изменению его температуры. Совершенно аналогичные соображения можно высказать в отношении катушки индуктивности и конденсатора.

Цепи, составленные из линейных элементов, носят название линейных электрических цепей. Если параметры R , L и C цепи остаются неизменными в течение того времени, когда протекает изучаемый электрический процесс, то говорят о цепи с постоянными параметрами.

Элементы, из которых состоит цепь, могут быть либо сосредоточены во вполне определенных ее частях, либо распределены по всей цепи. В последнем случае каждый участок цепи не может быть представлен в виде чистого элемента того или иного типа. Цепи первого вида носят название цепей с сосредоточенными пара-

метрами, а вторые — цепей с распределенными параметрами. Вообще говоря, всякая электрическая цепь обладает распределенными параметрами. Практическое значение этих параметров определяется видом цепи и частотой действующего напряжения (см. § 6 настоящей главы).

2. Описание электрических процессов в линейных цепях. Соотношения (1), (2) и (3) вместе с законами Кирхгофа позволяют составить уравнения, связывающие мгновенные значения напряжения, действующего в цепи, с мгновенными значениями протекающего в ней тока. Так, например, для цепи, состоящей из последовательного включения R , L и C , на входе которой действует э. д. с. u_1 (рис. 2), на основании закона Кирхгофа напишем:

$$iR + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt = u_1 \quad (4)$$

или

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = \frac{1}{L} \frac{du_1}{dt}. \quad (5)$$

Совершенно так же может быть составлено уравнение для любой другой линейной электрической цепи. Интегрирование составленного уравнения позволяет найти выражение для мгновенного значения тока, протекающего через тот или иной элемент цепи и напряжения, выделяющегося на клеммах этого элемента.

Отметим, что электрический процесс в линейной цепи, протекающий в результате воздействия нескольких э. д. с., можно рассматривать как наложение электрических процессов, каждый из которых является результатом действия только одной э. д. с. Это положение является частным выражением принципа суперпозиции, справедливость которого применительно к линейным цепям непосредственно следует из того, что процессы в этих цепях описываются линейными уравнениями.

Пользуясь принципом суперпозиции, можно анализировать результаты сложного воздействия на схему, разлагая его на ряд простых, находя порознь результаты этих простых воздействий и, наконец, складывая полученные таким образом результаты.

3. Метод построения эквивалентных цепей. С целью облегчить анализ электрических процессов в сложной цепи, последнюю стремятся представить в виде цепи более простой.

Для этого, во-первых, пренебрегают некоторыми второстепенными элементами цепи. Так, например, если напряжение u_1 , действующее на входе цепи, представленной на рис. 3, изменяется настолько медленно, что $C \frac{du}{dt} \ll \frac{u}{R_2}$, т. е., иначе говоря, $i_C \ll i_R$, то для опре-

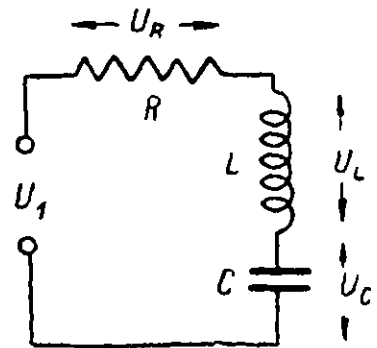


Рис. 2. Цепь, состоящая из последовательно соединенных индуктивности активного сопротивления и емкости.

деления величины тока, протекающего через сопротивление R_1 (ток i), можно исключить из схемы емкость C и рассматривать цепь, состоя-

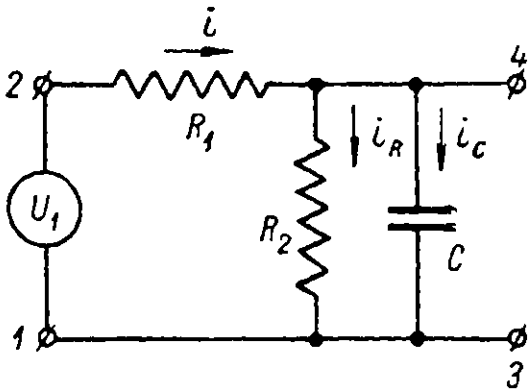


Рис. 3. Простая RC -цепь, содержащая два активных сопротивления.

щую из последовательного включения активных сопротивлений R_1 и R_2 . Напротив, если выполняется неравенство

$$C \frac{du}{dt} \gg \frac{u}{R_2},$$

то протекающий через сопротивление R_1 ток можно найти в результате рассмотрения процессов в цепи, состоящей из сопротивления R_1 и емкости C . Таким образом, является ли тот или иной элемент второстепенным, определяется численными значениями параметров цепи, формой действующего в цепи напряжения (или

формой протекающего в ней тока) и, наконец, точностью, с которой производятся вычисления.

Во-вторых, для упрощения вида рассматриваемой цепи можно несколько однородных элементов, включенных параллельно или последовательно, заменить одним элементом того же типа (рис. 4а и б и рис. 5а и б).

Наконец, при анализе электрических цепей часто оказывается рациональной и возможной замена одних комбинаций элементов другими комбинациями, более удобными с точки зрения простоты опи-

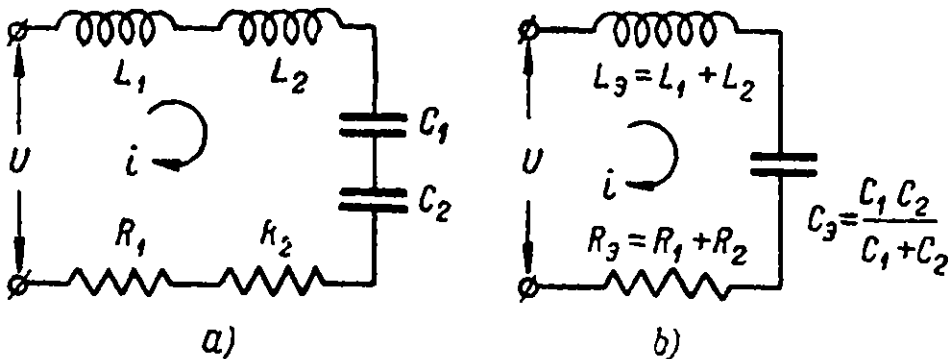


Рис. 4. Замена двух одиотипных последовательно включенных элементов одним элементом.

сания процессов в схеме. При этом обе цепи — рассматриваемая исходная цепь и ее заменяющая — должны быть „эквивалентными“. Определение эквивалентности одной цепи другой зависит от того, какое свойство цепи рассматривается. Так, например, если результат анализа должен дать возможность определить напряжение на выходе цепи u_2 при действии известной э. д. с. u_1 на ее входе, то эквивалентными называются цепи, на выходах которых получают одинаковые напряжения при действии на их входах одинаковых э. д. с. Многие сложные цепи могут быть заменены цепями, состоящими из

последовательного включения некоторого эквивалентного активного сопротивления, эквивалентной емкости и эквивалентной индуктивности. Значения этих эквивалентных параметров находятся путем составления дифференциального уравнения для тока, протекающего через

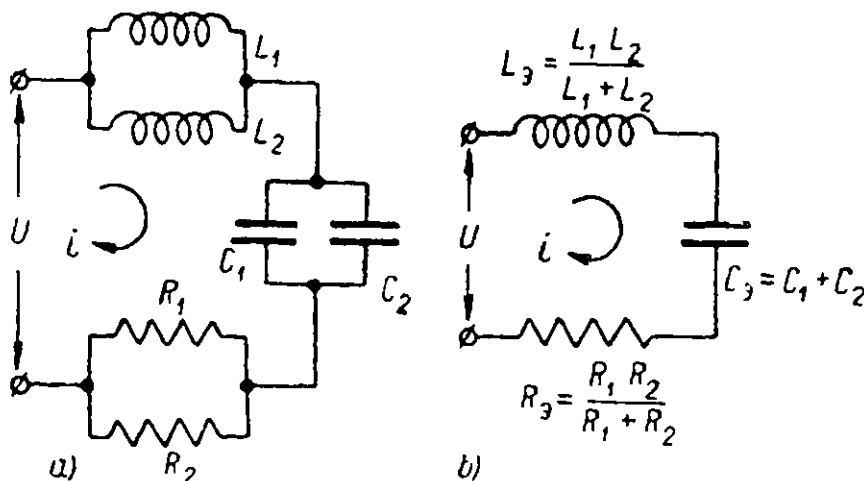


Рис. 5. Замена двух параллельно включенных однотипных элементов одним элементом.

элемент, включенный на выходе реальной цепи, и сравнения коэффициентов полученного уравнения с коэффициентами уравнения для цепи, состоящей из последовательного включения индуктивности, емкости и активного сопротивления. Для пояснения того, каким образом это делается, рассмотрим цепь, изображенную на рис. 6. Составляя для нее уравнения Кирхгофа и исключая переменную i_C , получим:

$$R_1 R_2 C_2 \frac{di_R}{dt} + \left(R_1 + R_2 \cdot \frac{C_2}{C_1} + R_2 \right) i_R + \frac{1}{C_1} \int i_R dt = u_1.$$

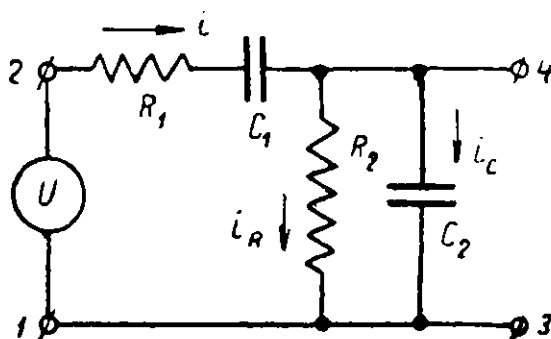


Рис. 6. Сложная RC-цепь, заменяемая эквивалентной цепью, изображенной на рис. 7.

Сравнивая это уравнение с уравнением (4), заключаем, что ток, протекающий через сопротивление R_2 в цепи на рис. 6, совпадает с током, протекающим в цепи, состоящей из последовательного соединения индуктивности $L_3 = R_1 R_2 C_2$, емкости $C_3 = C_1$ и активного сопротивления $R_3 = R_1 + R_2 + R_2 \frac{C_2}{C_1}$ (рис. 7). Очевидно, что напряжение, выделяющееся на участке сопротивления $r = R_2$ полученной цепи, совпадает с напряжением на выходе рассматриваемой цепи, если на входах обеих цепей действуют одинаковые напряжения. Так как параметры L_3 , C_3 и R_3 не являются функциями напряжения u_1 , то цепь, изображенная на рис. 7, эквивалентно заменяет

цепь, представленную на рис. 6, в отношении прохождения через нее сигналов при любой форме последних¹.

Иногда рассматриваемую цепь можно заменить не одной, а двумя эквивалентными цепями. Так, например, не представляет труда убедиться, что цепь, изображенная на рис. 3, может быть эквивалентно заменена как цепью, представленной на рис. 8, так и цепью, представленной на рис. 9.

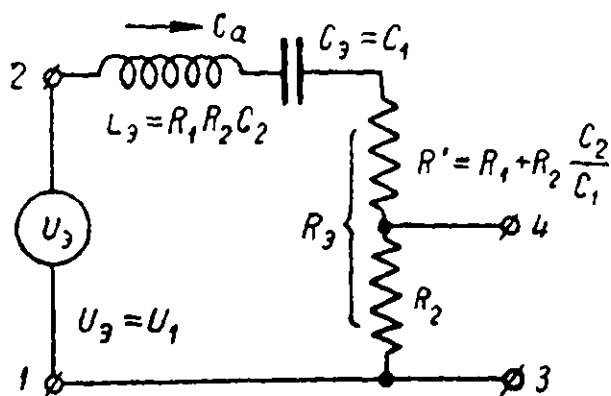


Рис. 7. Цепь, эквивалентная RC -цепи, представленной на рис. 6.

При этом цепь рис. 8 эквивалентна исходной, если на ее входе действует напряжение $u_3 = u_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2}$. В случае неоднозначности замены рассматриваемой цепи эквивалентной ей, можно выбирать для анализа ту из эквивалентных цепей, которая почему-либо удобнее.

Удобство пользования эквивалентными цепями заключается в том, что сложные схемы могут быть сведены к нескольким простым цепям, свойства которых хорошо известны.

Если процессы в рассматриваемой цепи описываются дифференциальным уравнением более высокого порядка чем второй, то цепь

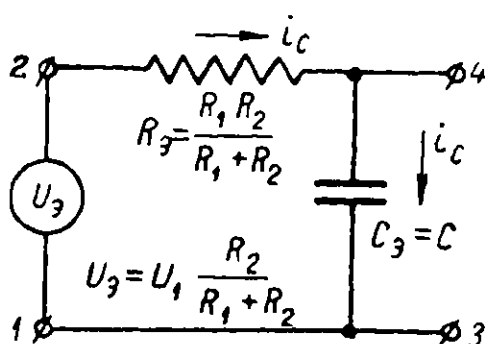


Рис. 8. Цепь, эквивалентная RC -цепи, представленной на рис. 3.

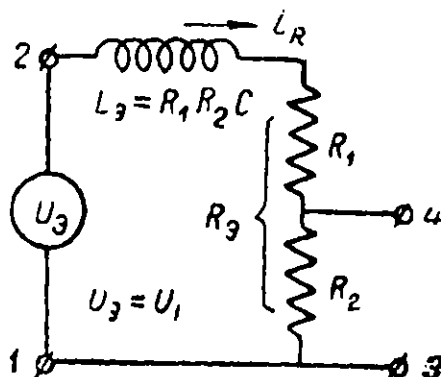


Рис. 9. Цепь, эквивалентная RC -цепи, представленной на рис. 3.

не может быть заменена эквивалентной, состоящей из последовательного включения R_3 , L_3 и C_3 .

Приведенные соображения относятся к построению цепей, эквивалентных в отношении прохождения сигналов. В некоторых случаях бывает существенна величина тока, потребляемого цепью от источника сигналов. Тогда эквивалентность цепей определяется равенством

¹ „Сигналом“ здесь и ниже будем называть напряжение, действующее на входе цепи. Источник этого напряжения будем называть генератором сигналов.

их входных сопротивлений. Последнее представляет собой отношение величины напряжения, действующего на входе, к величине тока, потребляемого цепью от генератора сигналов. При этом можно говорить о среднем, эффективном и мгновенном значении входного сопротивления.

Каждое из этих значений может быть вычислено и найдена цепь, эквивалентная в отношении потребления тока, лишь если известна форма напряжения, даваемого генератором.

Всякий источник напряжения характеризуется даваемой им э. д. с. u и величиной собственного (внутреннего) сопротивления R_r . Он может быть представлен в виде последовательного соединения сопротивления R_r и генератора, обладающего э. д. с. u , но не имеющего внутреннего сопротивления. Относя сопротивление R_r в состав рассмат-

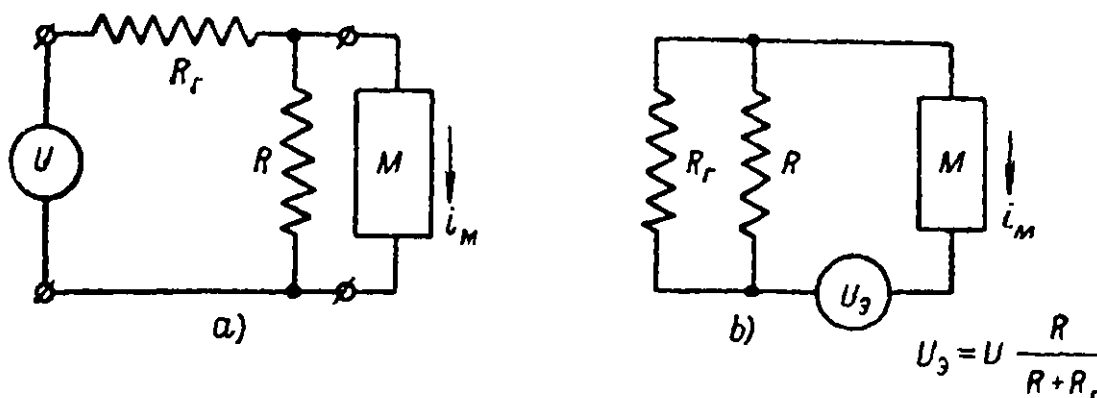


Рис. 10. Замена генератора эквивалентным.

риваемой электрической цепи, можно считать, что на ее входе включен генератор, не имеющий внутреннего сопротивления и, следовательно, дающий напряжение, величина которого не зависит от отбираемого от него тока и равна его э. д. с.

Иногда, для упрощения сложной цепи бывает полезно воспользоваться представлением об эквивалентном генераторе. Положим, что генератор, обладающий э. д. с. u и сопротивлением R_r , замкнут на сопротивление R , параллельно которому включена некоторая комбинация элементов M (рис. 10а). При этом через комбинацию M протекает ток i_M .

Составляя для цепи уравнения Кирхгофа, можно показать, что величина тока i_M останется неизменной, если между комбинацией элементов M и сопротивлением R ввести генератор с э. д. с. $u_3 = u \frac{R}{R + R_r}$, а генератор u из схемы исключить, сохранив его сопротивление (рис. 10б).

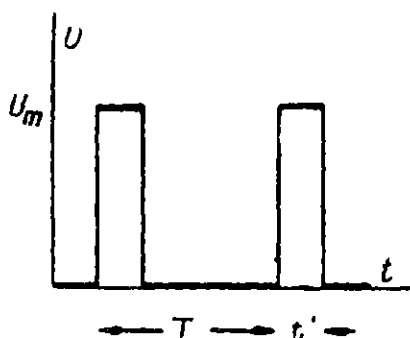
Заметим, между прочим, что, пользуясь представлением об эквивалентном генераторе, можно сразу заменить цепь рис. 3 эквивалентной ей цепью, изображенной на рис. 8.

§ 2. СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

1. **Спектры периодических сигналов.** Анализ процессов в электрической цепи значительно упрощается, если на ее входе действует гармоническое напряжение.

Рассмотрение процессов при действии сигналов сложной формы может быть сведено к рассмотрению действия гармонических сигналов. Как известно, сигналы, даваемые любым физическим прибором, всегда удовлетворяют условиям, необходимым для представления их в виде ряда Фурье (если сигналы периодические) или интеграла Фурье (если сигнал не периодический). Это дает возможность рассматриваемый сигнал заменить совокупностью гармонических составляющих, носящей название его спектра. Поскольку для линейной цепи справедлив принцип суперпозиции, то результат действия на ее входе сложного сигнала может быть найден как линейная сумма результатов независимого действия каждой компоненты спектра.

Любая периодическая функция $Y = f(t)$, удовлетворяющая условиям Дирихле в интервале изменения переменной, принятом за период (T), может быть представлена в виде ряда Фурье



$$Y = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\Omega t + \varphi_n),$$

где $\Omega = \frac{2\pi}{T}$.

Так как амплитуда A_n и фаза φ_n каждой составляющей спектра — функции ее номера, то можно говорить о двух частных спектрах сигнала: о его частотном спектре

$$A_n = A(n\Omega) \quad (6)$$

и о его фазовом спектре

$$\varphi_n = \varphi(n\Omega) \quad (7)$$

Эти спектры имеют дискретный характер (поскольку речь идет о периодических сигналах).

Определение вида частотного и фазового спектров сигнала сводится к отысканию значений коэффициентов ряда Фурье. Для большого числа функций эти коэффициенты имеются в справочниках.

В качестве примера приведем спектр сигналов, имеющих вид периодически следующих через интервал времени T импульсов напряжения прямоугольной формы с амплитудой U_m ¹ и длительностью t' (рис. 11). Величина $\gamma = \frac{t'}{T}$, характеризующая относительную длительность импульсов, называется коэффициентом заполнения.

¹ Под амплитудой импульсов понимается то максимальное напряжение, которое достигается за время действия импульса.

Разложение в ряд Фурье такого напряжения дает:

$$u(t) = U_m \gamma - \frac{2U_m}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin n\pi\gamma \cdot \cos n\Omega t.$$

С увеличением номера составляющей спектра ее амплитуда $U_{mn} = \frac{2U_m}{\pi n} \sin n\pi\gamma$ сначала уменьшается, так как синус растет медленнее,

чем его аргумент. При значении $n\gamma = 1$, $\sin n\pi\gamma = 0$. Поэтому амплитуда составляющей, номер

которой $n = \frac{1}{\gamma}$, т. е. составляющей, частота которой $\Omega n =$

$= \omega = \frac{2\pi}{T}$, равна нулю. При

значениях номера n , удовлетворяющих неравенству $1 < n\gamma < 2$,

$\sin n\pi\gamma$ отрицателен и, следовательно, фазы соответствующих спектра становятся обратными.

Амплитуды этих составляющих сначала возрастают, а затем вновь уменьшаются и достигают нуля при $n = \frac{2}{\gamma}$. Общий вид спектра периодической последовательности прямоугольных импульсов иллюстрирует рис. 12, на котором пунктирной линией изображена огибающая амплитуд дискретных составляющих спектра. Число составляющих, укладывающихся в пределах каждого участка, где амплитуды отличны от нуля, определяется величиной коэффициента заполнения. Не представляет труда убедиться, что при $\gamma = 0,5$ это число достигает минимума и становится равным единице. Вид частотного спектра в этом случае иллюстрирует рис. 13. По мере

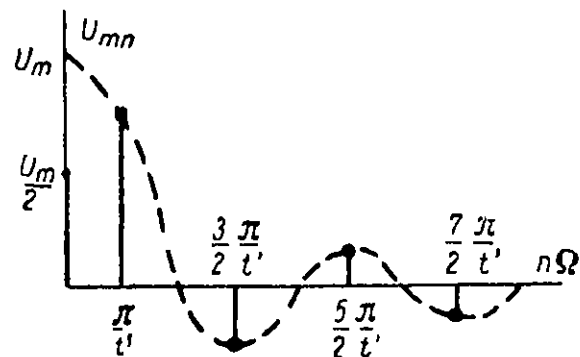


Рис. 13. Спектр периодической последовательности прямоугольных импульсов при коэффициенте заполнения $\gamma = 1/2$.

при сохранении частоты их чередования, значения $n\Omega$, соответствующие нулевым амплитудам составляющих спектра, возрастают, и все более и более высокие гармоники приобретают относительно большие амплитуды.

2. Спектры одиночных сигналов. Одиночный сигнал может быть с помощью интеграла Фурье представлен в виде совокупности бесконечно большого числа гармонических компонент частоты которых

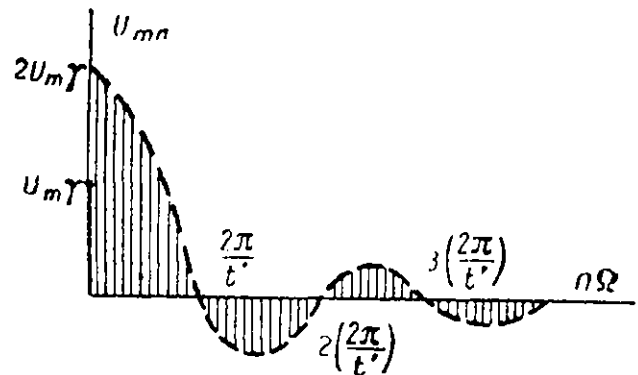
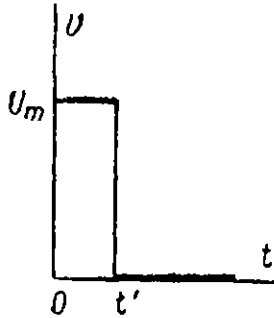


Рис. 12. Спектр периодической последовательности прямоугольных импульсов.

непрерывно заполняют область от нуля до бесконечности, а амплитуды бесконечно малы.

Функция $Y = f(t)$, представляемая в виде интеграла Фурье, должна удовлетворять условиям Дирихле и быть абсолютно интегрируема. Для всех сигналов, даваемых физическими приборами, эти условия выполняются. Интеграл Фурье, как известно, может быть записан в виде:



$$Y = \int_0^{\infty} A \cos(\omega t - \varphi) d\omega,$$

где A — модуль комплексной функции:

$$\dot{A} = Ae^{-j\varphi} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt.$$

Рис. 14. Одиночный прямоугольный импульс э. д. с.

Зависимость от частоты величины A , имеющей смысл плотности амплитуд спектра функции

$$A = A(\omega), \quad (8)$$

носит название частотного спектра одиночного сигнала.

Аналогично, зависимость

$$\varphi = \varphi(\omega) \quad (9)$$

носит название фазового спектра этого сигнала.

В качестве примера рассмотрим спектр одиночного импульса э. д. с. $u = U_m$, действующей в течение времени от $t = 0$ до $t = t'$ (рис. 14). Обращаясь к выражению для

величины \dot{A} , после несложных вычислений получаем:

$$A = \frac{t' U_m}{\pi} \left| \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right| \quad (10)$$

и

$$\varphi = \alpha, \quad (11)$$

где $\alpha = \frac{\omega t'}{2}$.

На рис. 15 приведены участки частотных спектров, построенные по уравнению (10) для двух прямоугольных сигналов. Оба сигнала имеют одинаковую амплитуду U_m , но длительность одного из них вдвое превосходит длительность другого. Как и в случае периодически повторяющихся сигналов, удельный вес амплитуд высокочастотных компонент спектра тем больше, чем меньше длительность сигнала.

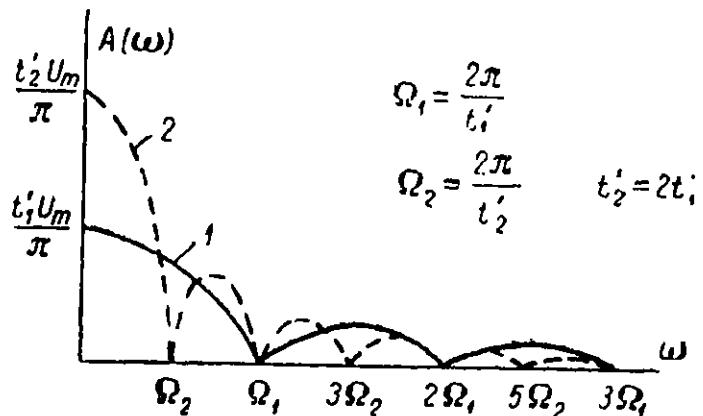


Рис. 15. Частотные спектры одиночных прямоугольных импульсов при разных продолжительностях их действия.

Что касается фазового спектра одиночного прямоугольного сигнала [выражение (11)], то он графически изображается полупрямой, исходящей из начала координат. Ее наклон определяется длительностью сигнала (рис. 16).

Практически, все электрические устройства могут возбуждать и пропускать только сигналы, имеющие ограниченный спектр. Поэтому, оказывается рациональным говорить о „ширине“ спектра, имея в виду ту область частот, в пределах которой лежат все составляющие спектра сигнала, которые нельзя отбросить без существенного искажения его формы. Допустимое отклонение формы сигнала от идеальной (например, прямоугольной), определяется тем, для какой цели этот сигнал используется. В огромном числе случаев форму сигнала можно считать близкой к форме идеального, имеющего неограниченный спектр, если укороченный спектр включает все компоненты, амплитуда которых не меньше 10% от максимальной. Значение частоты укороченного спектра определяется видом спектра, т. е. формой сигналов. В радиотехнике считается, что для удовлетворительной передачи формы одиночного прямоугольного импульса с помощью его спектра „высшая“ частота последнего должна по меньшей мере в два-три раза превосходить величину $\frac{2\pi}{t'}$, где t' —

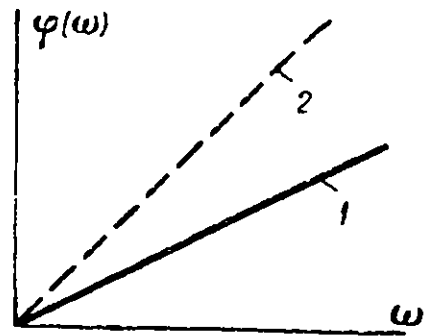


Рис. 16. Фазовые спектры одиночных прямоугольных импульсов при разных продолжительностях их действия.

длительность сигнала. Для одиночных сигналов, имеющих форму, близкую к треугольной, трапециoidalной, экспоненциальной и т. п., граничная частота укороченного спектра оказывается более низкой, чем для сигналов прямоугольной формы, имеющих такую же длительность.

§ 3. ПРОХОЖДЕНИЕ ГАРМОНИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ ЛИНЕЙНЫЕ ЦЕПИ

1. Стационарные процессы в линейных цепях при действии гармонической э. д. с. Изменение величины действующего в электрической цепи напряжения приводит к тому, что токи и напряжения в различных участках цепи приобретают новые значения. Изменение электрического состояния цепи происходит не мгновенно, а в течение некоторого, практически конечного интервала времени. Поэтому различают установившееся и переходное состояние электрической цепи. Электрические процессы в линейной цепи считаются установившимися (стационарными), если закон изменения всех напряжений и токов совпадает с точностью до постоянных величин с законом изменения действующего в цепи напряжения от внешнего источника. В противном случае считают, что цепь находится в переходном (нестационарном) состоянии.

Для того чтобы найти выражение для тока, протекающего в линейной цепи при действии гармонического напряжения, следует проинтегрировать неоднородное линейное уравнение со свободным членом вида $A \cos(\omega t + \varphi)$. Как известно, интеграл такого уравнения может быть найден как сумма частного интеграла неоднородного уравнения и общего интеграла соответствующего ему однородного уравнения. Частный интеграл неоднородного уравнения имеет вид $A' \cos(\omega t + \varphi')$ и описывает установившиеся процессы в цепи. Общий интеграл неоднородного уравнения описывает нестационарные процессы. Нахождение частного интеграла сводится к определению значений A' и φ' , если известны значения A и φ . Это не встречает принципиальных трудностей, но связано с кропотливыми вычислениями. Все вычисления сильно упрощаются при введении комплексных величин. Для этого действующее в цепи напряжение $u = U_m \cos(\omega t + \varphi)$ заменяют через $u^* = U_m e^{j(\omega t + \varphi)} = \dot{U}_m e^{j\omega t}$. Выражение для тока, протекающего в цепи в стационарном режиме, ищут в виде $i^* = I_m e^{j(\omega t + \varphi')} = \dot{I}_m e^{j\omega t}$. При этом в интегрируемом уравнении производные $d^k i / dt^k$ заменяются через $\dot{I}_m (j\omega)^k e^{j\omega t}$. Тогда дифференциальное уравнение превращается в алгебраическое. Сокращая слева и справа на $e^{j\omega t}$ и решая уравнение относительно переменной i^* , получают комплексное выражение для тока i^* . Действительная часть этого выражения соответствует искомому интегралу с гармонической правой частью. Этот метод хорошо известен и не нуждается в более подробном изложении.

Для того чтобы написать выражение для мгновенного значения стационарного тока, протекающего в цепи при действии гармонического напряжения, достаточно найти модуль и аргумент комплексной амплитуды тока (так называется величина $\dot{I}_m = I_m e^{j\varphi'}$). На основании самых общих соображений можно утверждать, что как бы ни была построена линейная цепь, комплексная амплитуда тока, протекающего в участке цепи, связана с комплексной амплитудой действующего на концах этого участка напряжения соотношением

$$\dot{I}_m = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Z}}.$$

Величина \dot{Z} имеет смысл сопротивления цепи. Поскольку в общем случае фаза протекающего в цепи тока может не совпадать с фазой действующего напряжения, величину \dot{Z} следует считать комплексной. Поэтому \dot{Z} носит название комплексного сопротивления цепи. Записав \dot{Z} в виде $\dot{Z} = Z e^{j\psi}$, перепишем последнее выражение так:

$$\dot{I}_m = \frac{U_m}{Z} e^{j(\varphi - \psi)}.$$

Следовательно, если в цепи действует гармоническое напряжение $u = U_m \cos(\omega t + \varphi)$, то мгновенное значение протекающего в цепи

стационарного тока можно написать в виде:

$$i = \frac{U_m}{Z} \cos(\omega t + \varphi - \Psi).$$

Из этих простых рассуждений следует, что для того чтобы написать выражение для тока i , достаточно найти комплексное сопротивление цепи. Для этого необходимо знать комплексные сопротивления элементов, из которых строятся цепи. Обращаясь к соотношениям (1), (2), (3) и полагая, что на клеммах каждого из элементов действует напряжение $u^* = \dot{U}_m e^{j\omega t}$ и при этом через него протекает ток $i^* = \dot{I}_m e^{j\omega t}$, получим для активного сопротивления $\dot{I}_m = \frac{\dot{U}_m}{R}$, для индуктивности $\dot{I}_m = \frac{\dot{U}_m}{j\omega L}$ и, наконец, для емкости $\dot{I}_m = j\omega C \dot{U}_m$. Следовательно:

$$\left. \begin{aligned} Z_R &= R, \\ Z_L &= j\omega L, \\ Z_C &= -\frac{j}{\omega C}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Из этих выражений видно, что $\Psi_R = 0$, $\Psi_L = \frac{\pi}{2}$ и $\Psi_C = -\frac{\pi}{2}$. Следовательно, фаза тока, протекающего через активное сопротивление, совпадает с фазой действующего на его концах напряжения. Фаза тока, протекающего через индуктивность, отстает от фазы действующего на ее клеммах напряжения на угол $\pi/2$, а фаза тока, протекающего через емкость, опережает на $\pi/2$ фазу действующего на ее клеммах гармонического напряжения. Отсюда следует, что протекание тока через емкость и индуктивность не сопровождается выделением в них энергии. Эти элементы часто называют реактивными сопротивлениями.

Далее, модуль сопротивления емкости при действии гармонического напряжения в установившемся режиме $Z_C = \frac{1}{\omega C}$ уменьшается, а модуль сопротивления индуктивности $Z_L = \omega L$ возрастает с увеличением частоты напряжения.

Поскольку речь идет о линейных цепях, для комплексных амплитуд справедливы законы Кирхгофа. Комплексное сопротивление участка цепи, состоящего из нескольких последовательно включенных элементов, равно сумме комплексных сопротивлений этих элементов.

Совершенно так же комплексная проводимость участка цепи, состоящего из параллельно включенных элементов, равна сумме комплексных проводимостей этих элементов.

Например, для последовательно соединенных активного сопротивления R и индуктивности L имеем:

$$\dot{Z} = R + j\omega L.$$

Следовательно, $Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$ и $\Psi = \arctg \frac{\omega L}{R}$. Поэтому, если на входе такой цепи действует напряжение $u = U_m \cos \omega t$, то в ста-

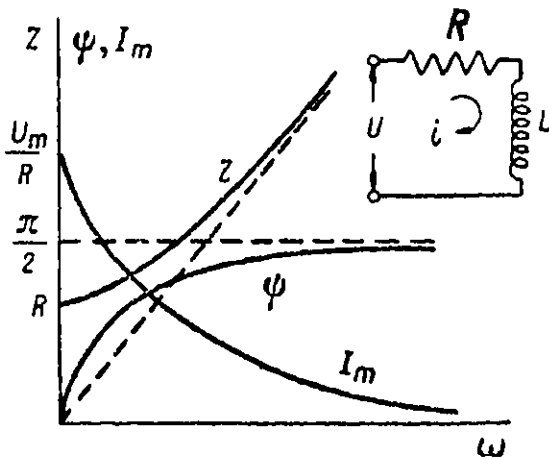


Рис. 17. Зависимость от частоты величин I_m , Z и Ψ для цепи, состоящей из последовательного соединения индуктивности и активного сопротивления.

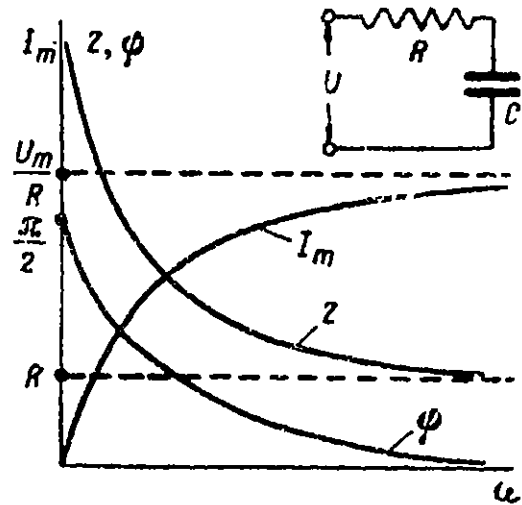


Рис. 18. Зависимость от частоты величин I_m , Z и Ψ для цепи, состоящей из последовательного соединения емкости и активного сопротивления.

ционарном режиме в ней протекает ток $i = I_m \cos(\omega t - \arctg \frac{\omega L}{R})$, где $I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$. На рис. 17 приведены графики, иллюстрирующие зависимости от частоты действующего напряжения величин I_m , Ψ и Z .

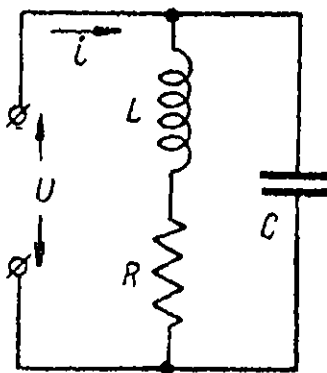


Рис. 19. К вычислению комплексного сопротивления RLC-цепи.

Для последовательно соединенных активного сопротивления R и емкости C имеем:

$$\dot{Z} = R - j \frac{1}{\omega C}.$$

Следовательно,

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}$$

и

$$\Psi = - \arctg \frac{1}{\omega CR}.$$

На рис. 18 приведены графики, иллюстрирующие зависимость от частоты величин I_m , Ψ и Z в этом случае.

Комплексное сопротивление цепи, состоящей из параллельных ветвей, найдем, суммируя проводимости этих ветвей. Так, например, для цепи, изображенной на рис. 19, после несложных преобразований получаем:

$$\dot{Z} = \frac{R + j\omega L}{(1 - \omega^2 LC) + j\omega RC}.$$

Ниже при рассмотрении прохождения сигналов через различные устройства мы неоднократно будем находить комплексные сопротивления цепей.

2. Нестационарные процессы в линейных цепях при действии гармонического напряжения. Для описания нестационарного процесса в цепи следует найти общий интеграл уравнения, написанного для мгновенного значения тока, протекающего в данной цепи при действии э. д. с. заданного вида.

В качестве примера рассмотрим цепь, состоящую из последовательно соединенных активного сопротивления и индуктивности, на входе которой действует гармоническая э. д. с. Составляя для этой цепи уравнение Кирхгофа для мгновенных значений тока и э. д. с., имеем:

$$\frac{di}{dt} + \frac{R}{L} i = \frac{u}{L} = \frac{U_m}{L} \cos(\omega t + \varphi).$$

Находя общий интеграл написанного уравнения и определяя постоянную интегрирования из условия $i = 0$ при $t = 0$ (т. е. полагая, что э. д. с. u включается в цепь в момент $t = 0$), получаем:

$$i = i' + i'' = I_m \cos(\omega t + \varphi - \Psi) - I_m \cos(\varphi - \Psi) e^{-\frac{R}{L} t},$$

где

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

и

$$\Psi = \arctg \frac{\omega L}{R}.$$

Из этого выражения видно, что при включении в цепь э. д. с. (или при изменении ее величины, что эквивалентно включению в цепь дополнительной э. д. с.) на ток, соответствующий стационарному режиму, накладывается постоянный по направлению и экспоненциально убывающий по величине ток (так называемый „свободный“ ток).

Величина

$$\tau = \frac{L}{R}, \quad (13)$$

численно равная времени, в течение которого величина свободного тока уменьшается в e раз по сравнению со своим начальным значением, носит название постоянной времени цепи. Начальное значение свободного тока зависит от величины $\varphi - \Psi$ и имеет максимальное

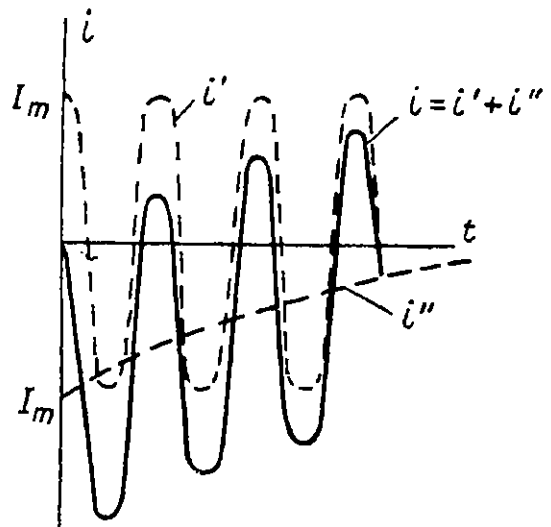


Рис. 20. Зависимость от времени величины тока, протекающего в цепи, состоящей из последовательного соединения индуктивности и активного сопротивления при включении гармонической э. д. с.

значение, равное I_m при $\varphi - \Psi = 0$. Этот случай иллюстрируют графики, приведенные на рис. 20. Из этих графиков видно, что наибольшее мгновенное значение текущего в цепи тока близко к $2 I_m$.

Совершенно так же при включении гармонической э. д. с. на вход цепи, состоящей из последовательно соединенных активного сопротивления и емкости, на ток, соответствующий стационарному режиму, накладывается свободный ток, величина которого уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной времени:

$$\tau = RC. \quad (14)$$

Если э. д. с. включается в такой момент, что величина $\varphi - \Psi$ оказывается равной $\pi/2$, то мгновенное напряжение на конденсаторе достигает величины, близкой к удвоенной амплитуде напряжения, действующего на его клеммах в стационарном состоянии.

При своем изменении величина свободного тока в области $t > 5\tau$ отличается от стационарного значения менее, чем на 1%. Поэтому считают, что процессы в цепи можно практически рассматривать как установившиеся, если после включения э. д. с. прошло время порядка 5τ .

Возможность протекания в цепи большого кратковременного тока или появления на конденсаторе большого напряжения при включении гармонической э. д. с. надо иметь в виду, если элементы цепи не рассчитаны на большой ток, а конденсатор не имеет запаса электрической прочности.

3. Частотные и фазовые характеристики цепей. Положим, что между входными клеммами линейной цепи (точки 1 и 2 на рис. 21) действует гармоническая э. д. с., комплексная амплитуда которой $\dot{U}_{m1} = U_{m1} e^{j\varphi_1}$. В результате этого между двумя другими точками цепи, которые могут быть названы выходом цепи (точки 3 и 4 на рис. 21),

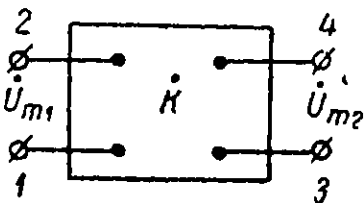


Рис. 21. К рассмотрению прохождения сигналов через линейные цепи.

появляется напряжение, комплексная амплитуда которого $\dot{U}_{m2} = U_{m2} e^{j\varphi_2}$. В общем случае $U_{m1} \neq U_{m2}$ и $\varphi_1 \neq \varphi_2$. Величину

$$\dot{k} = \frac{\dot{U}_{m2}}{\dot{U}_{m1}} \quad (15)$$

называют комплексным коэффициентом передачи напряжения цепи. Вообще говоря, коэффициент \dot{k} — функция частоты действующей гармонической э. д. с., и поскольку цепь линейная, не зависит от ее амплитуды.

Зависимость

$$\dot{k} = \dot{k}(\omega)$$

носит название частотно-фазовой характеристики цепи.

Для удобства обычно рассматривают порознь частотную характеристику цепи

$$k = \frac{U_{m2}}{U_{m1}} = k(\omega) \quad (16)$$

и ее фазовую характеристику

$$\Psi = \varphi_2 - \varphi_1 = \Psi(\omega). \quad (17)$$

Здесь Ψ — изменение фазы сигнала частоты ω , проходящего через цепь.

Зависимость модуля коэффициента k от частоты приводит к изменению соотношений между амплитудами компонент спектра негармонического сигнала при его прохождении через цепь. Это явление носит название частотных искажений. Изменение фазовых соотношений компонент спектра сигнала при его прохождении через цепь, обусловленное зависимостью аргумента коэффициента k от частоты, носит название фазовых искажений. Те и другие искажения приводят к изменению формы сигналов, проходящих через цепь.

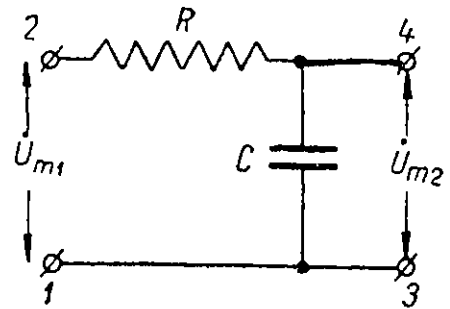


Рис. 22. RC -цепь с емкостным выходом.

На рис. 22 изображена цепь, состоящая из последовательно соединенных активного сопротивления и емкости, причем выходное напряжение снимается с емкости. Комплексная амплитуда напряжения на емкости

$$\dot{U}_{mC} = \dot{U}_{m2} = \frac{j\omega C}{1 + j\omega RC} \dot{U}_{m1}.$$

Следовательно,

$$k = \frac{\dot{U}_{m2}}{\dot{U}_{m1}} = \frac{1}{1 + j\omega RC}.$$

Отсюда уравнение частотной характеристики цепи:

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}} \quad (18)$$

и уравнение фазовой характеристики:

$$\Psi = -\arctan \omega RC. \quad (19)$$

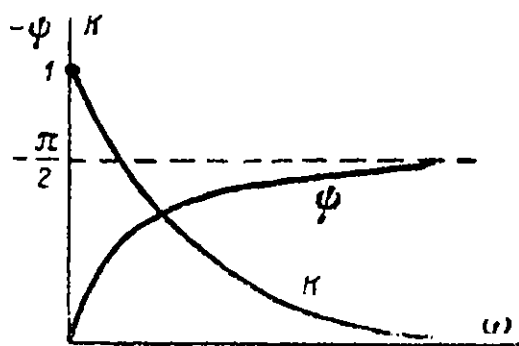


Рис. 23. Частотная и фазовая характеристики цепи, изображенной на рис. 22.

Обе эти характеристики приведены на рис. 23. Из их рассмотрения видно, что при прохождении сигнала через RC -цепь с емкостью на выходе, удельный вес высокочастотных компонент его спектра уменьшается, а фазы этих компонент сдвигаются на большую величину, чем фазы низкочастотных компонент.

Совершенно так же найдем, что, если выходом RC -цепи является активное сопротивление (рис. 24), то уравнение частотной характеристики:

$$k = \frac{\omega RC}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}}, \quad (20)$$

а уравнение фазовой характеристики:

$$\Psi = \arctg \frac{1}{\omega RC} \quad (21)$$

Эти характеристики изображены на рис. 25. Прохождение сигналов через такую цепь сопровождается уменьшением удельного веса низкочастотных компонент его спектра.

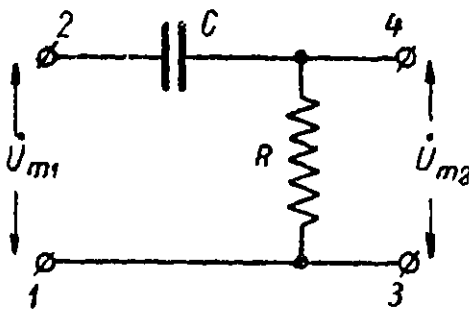


Рис. 24. RC -цепь с активным выходом.

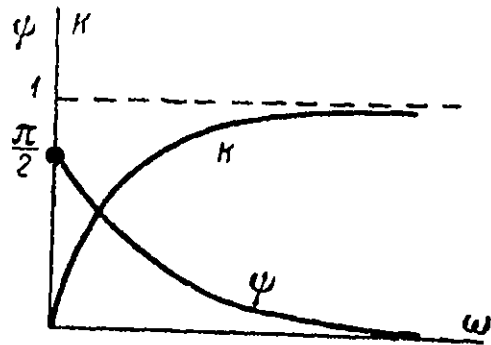


Рис. 25. Частотная и фазовая характеристики цепи, изображенной на рис. 24.

Аналогичным путем, т. е. определяя комплексную амплитуду напряжения на клеммах элемента, включенного на выходе цепи, можно найти выражения для частотной и фазовой характеристик любой цепи.

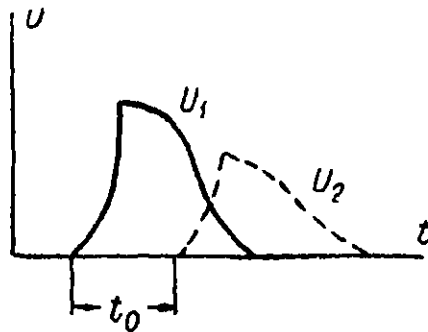


Рис. 26. К определению прохождения через цепь импульса без искажения формы.

Зависимость коэффициента передачи напряжения цепи от частоты бывает полезна, так как практически оказывается возможным построить схему, позволяющую выделять или ослаблять ту или иную область спектра сигнала. Такие цепи носят название фильтров.

В других случаях, наоборот, необходимо располагать цепью, пропускающей сигналы без искажений. Выходной сигнал будем считать неискаженным, если он может быть получен из входного изменением масштаба по оси напряжений и сдвигом всех ординат по оси времени на одну и ту же величину (рис. 25). Нетрудно показать, что частотная характеристика идеальной цепи, пропускающей сигналы без искажений, описывается выражением

$$k = \text{const} \neq k(\omega). \quad (22)$$

Это соотношение должно выполняться для всей области частот, в пределах которой располагается спектр (укороченный) действующего в цепи напряжения.

Фазовая характеристика идеальной цепи:

$$\Psi = n\pi + t_0 \omega, \quad (23)$$

где n — целое число. При этом, если n — четное (или нуль), то полярность напряжения на выходе цепи совпадает с полярностью напряжения на входе. Если же n — нечетное, то при прохождении сигнала через цепь его полярность изменяется на обратную. На рис. 27 приведены частотная и фазовые характеристики идеальной цепи.

На самом деле приходится строить довольно сложные схемы для того, чтобы в определенной области частот характеристики реальной цепи хотя бы приблизительно соответствовали характеристикам идеальной.

Во многих случаях частотная характеристика цепи, будучи практически равномерной в некотором интервале частот, вне его имеет „завалы“ (рис. 28).

В первом приближении характеристику такого вида можно задать, указав координаты трех ее точек — точки, соответствующей максимальному значению коэффициента передачи напряжения (ω_0 ,

k_{\max}), и двух точек, одна из которых расположена в области частот $\omega < \omega_0$, а вторая — в области частот $\omega > \omega_0$. Эти две точки можно выбрать таким образом, чтобы они соответствовали одному и тому же значению коэффициента $k = k^*$, отличающемуся от величины k_{\max} в заданное число раз $k^* = Mk_{\max}$, где $M < 1$ (точки c и b на рис. 28).

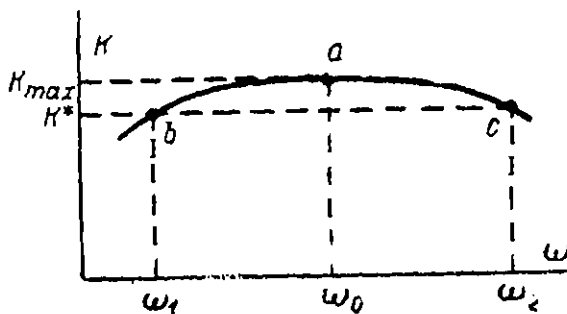


Рис. 28. Определение полосы пропускания цепи.

Коэффициент M носит название неравномерности частотной характеристики, а область частот, ограниченную значениями $\omega_{\text{н}}$ и $\omega_{\text{в}}$ (абсциссы точек c и b на рис. 28), называют полосой пропускания цепи. Ширина полосы пропускания зависит от вида частотной характеристики цепи и от выбранного значения M . Поэтому говоря о полосе пропускания, всегда указывают, какому значению коэффициента неравномерности она отвечает. Часто считают $M = 0,9$, что, очевидно, соот-

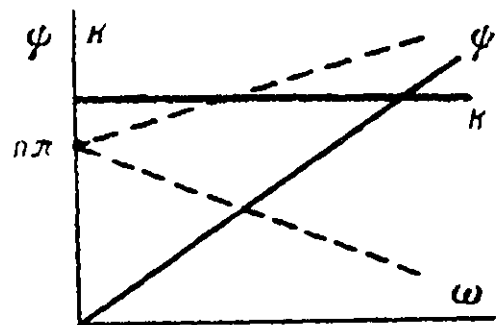


Рис. 27. Частотная и фазовые характеристики идеальной цепи, пропускающей сигналы без искажений.

ветствует постоянству коэффициента передачи напряжения в пределах полосы пропускания с точностью до $10^{0/10}$.

Если укороченный спектр сигнала размещается в области, где коэффициент передачи напряжения цепи, через которую он проходит, приблизительно постоянен, то можно утверждать, что частотные искажения будут малыми. Если же укороченный спектр сигнала выходит за пределы области $k \approx \text{const}$, то частотные искажения будут тем меньшими, чем медленнее уменьшается величина коэффициента k с изменением частоты за границами полосы пропускания цепи. Поэтому задание только границ полосы пропускания достаточно для того, чтобы выяснить, какие сигналы не претерпевают частотных искажений, проходя через цепь, но недостаточно для того, чтобы ответить на вопрос, как изменится форма сигналов, если их спектр не укладывается в полосу пропускания цепи. Для этого необходимо располагать уравнением частотной (а также и фазовой) характеристики цепи. Связь искажений формы сигналов с видом характеристик цепи мы проиллюстрируем ниже на примере прохождения прямоугольных сигналов через простые линейные цепи (см. § 4 настоящей главы).

4. Дифференцирующие и интегрирующие цепи. Как известно, мгновенное значение тока, протекающего через конденсатор, пропорционально производной по времени от напряжения на его клеммах

$$i_C = C \frac{du_C}{dt}.$$

Поэтому, если последовательно с конденсатором включено активное сопротивление, то падение напряжения на нем пропорционально значению $\frac{du_C}{dt}$. При условии, что величина сопротивления R удовлетворяет неравенству

$$R \ll \frac{1}{\omega_0 C}, \quad (24)$$

где ω_0 — высшая частота в спектре э. д. с. u_1 , действующей на входе RC -цепи, можно считать, что $u_C \approx u_1$. Тогда напряжение на активном сопротивлении

$$u_R = Ri_C \approx RC \frac{du_1}{dt}. \quad (25)$$

Совершенно так же, если на входе цепи, состоящей из последовательного соединения активного сопротивления и индуктивности действует э. д. с. u_1 , то при условии, что

$$R \gg \omega_0 L, \quad (26)$$

напряжение

$$u_L \approx \frac{L}{R} \frac{du_1}{dt}. \quad (27)$$

Соотношения (24) и (26) можно переписать в виде

$$\tau \ll \frac{1}{\omega_{\text{н}}}. \quad (28)$$

Таким образом, напряжение на выходе RC -цепи с активным выходом и RL -цепи, выход которой совпадает с клеммами катушки самоиндукции (рис. 29), при выборе достаточно малой постоянной времени цепи, пропорционально производной по времени функции, описывающей э. д. с., действующую на входе цепи.

Абсолютные значения напряжения на выходе каждой из рассматриваемых дифференцирующих цепей пропорциональны их постоянным времени. Поэтому, чем ближе по своему виду функция $u_2 = f(t)$ к функции $\frac{du_1}{dt} = f(t)$ тем меньше абсолютные значения напряжения u_2 .

На рис. 30 приведены осциллограммы напряжения на выходе RC -цепи с активным выходом при разных значениях произведения $\omega_{\text{в}}\tau$ (исходный сигнал имеет вид линейной пилы, а значение $\omega_{\text{в}}$ соответствует границе области частот, в пределах которой укладываются

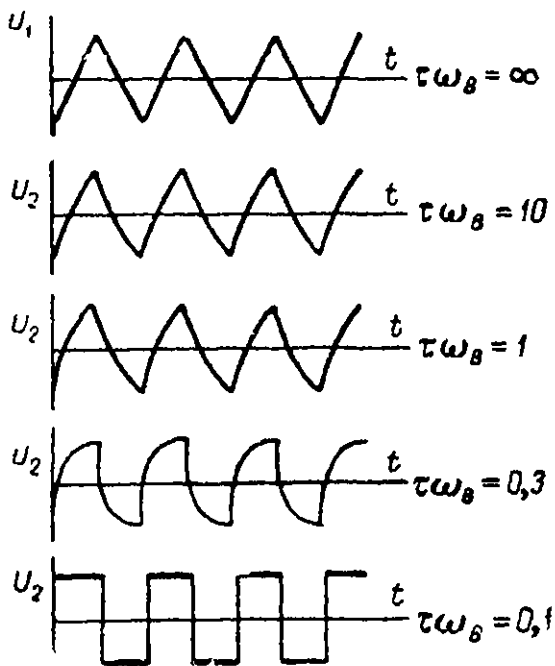


Рис. 30. Напряжение на выходе дифференцирующей цепи при действии на ее входе пилообразного напряжения при различных постоянных времени цепи.

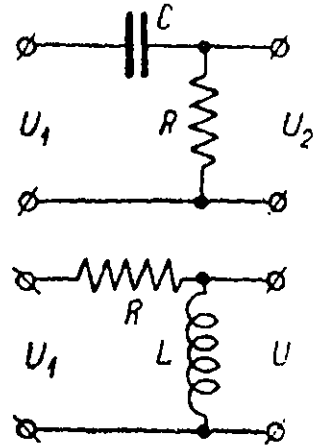


Рис. 29. Дифференцирующие цепи.

ся все компоненты спектра этого сигнала, имеющие амплитуду не менее 10% от амплитуды компоненты основной частоты).

Из этих осциллограмм видно, что сигнал на выходе цепи имеет форму, практически соответствующую производной исходного сигнала, если величина произведения $\omega_{\text{в}}\tau$ не превосходит значения порядка 0,1. Дальнейшее уменьшение значения $\omega_{\text{в}}\tau$ едва ли рационально, так как приведет к снижению амплитуды напряжения на выходе цепи при очень малом выигрыше в его форме.

Если выход RC -цепи совпадает с клеммами конденсатора, а выход RL -цепи — с клеммами активного сопротивления (рис. 31), то при условии, что

$$\tau \gg \frac{1}{\omega_{\text{н}}} \quad (29)$$

напряжение на выходе каждой из этих цепей пропорционально интегралу функции, описывающей э. д. с., действующую на входе цепи

(ω_n — низшая частота в спектре этой э. д. с.). Действительно, как известно, напряжение на емкости $u_C = \frac{1}{C} \int i_C dt$. Если величина активного сопротивления R , включенного последовательно с конденсатором C , такова, что $\frac{1}{\omega_n C} \ll R$ (т. е. $\tau \gg \frac{1}{\omega_n}$), то ток, проте-

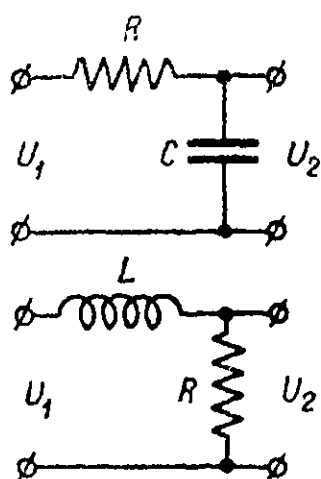


Рис. 31. Интегрирующие цепи.

кающий в цепи $i = i_C \approx \frac{u_1}{R}$. Следовательно,

$$u_C \approx \frac{1}{RC} \int u_1 dt. \quad (30)$$

Совершенно так же для RL -цепи с активным выходом, при условии $\omega_n L \ll R$ (т. е. при $\tau \gg \frac{1}{\omega_n}$):

$$u_L \approx \frac{R}{L} \int u_1 dt. \quad (31)$$

Таким образом, цепь, состоящая из последовательного соединения активного сопротивления и одного реактивного элемента, при выборе соответствующей постоянной времени может представлять собой либо дифференцирующую, либо интегрирующую цепь. Такие цепи практически широко используются как составные элементы сложных схем.

§ 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЯХ ПРИ ДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОЙ Э. Д. С.

1. Прохождение одиночных прямоугольных импульсов через простейшие линейные цепи. Импульсным обычно считается такой сигнал, продолжительность которого соизмерима с длительностью нестационарных процессов в цепи, на входе которой он действует. Центральную роль в искажении формы импульсного сигнала, проходящего через линейную цепь, играют нестационарные процессы в последней. Рассмотрим искажения сигналов прямоугольной формы. Такие сигналы представляются как мгновенное возрастание э. д. с. от нулевого значения до максимального, которое действует в течение времени t' , а затем, столь же мгновенно, принимает нулевое значение. Результаты анализа прохождения через линейные цепи прямоугольных импульсов обычно с успехом могут быть распространены на импульсы, встречающиеся в практике физического эксперимента, хотя последние часто значительно отличаются от прямоугольных и лишь приближенно аппроксимируются аналитическими выражениями.

Положим, что на входе цепи, состоящей из последовательного соединения активного сопротивления R и емкости C , включен генератор прямоугольных импульсов, возбуждающий в импульсе э. д. с. U_{m1} и имеющий внутреннее сопротивление R_r (рис. 32). Выходом

цепи будем считать клеммы емкости C . Составляя уравнение для мгновенных значений тока и напряжений в цепи и интегрируя его, в предположении, что до начала действия импульса на входе емкость C не была заряжена, получим:

$$u_2 = u_C = U_{m1} \left(1 - e^{-\frac{t}{(R+R_{\Gamma})C}} \right). \quad (32)$$

График зависимости $u_2 = f(t)$ приведен на рис. 33. На этом же рисунке начерчен график зависимости от времени тока, текущего в цепи:

$$i = \frac{U_{m1}}{R+R_{\Gamma}} e^{-\frac{t}{(R+R_{\Gamma})C}}. \quad (33)$$

Промежуток времени, по прошествии которого можно считать, что ток и напряжения в цепи достигли стационарного значения, определяется ее постоянной времени $\tau = C(R+R_{\Gamma})$.

К моменту окончания действия импульса на входе цепи напряжение на ее выходе достигает значения

$$U_{m2} = U_{m1} \left(1 - e^{-\frac{t'}{(R+R_{\Gamma})C}} \right). \quad (34)$$

Наконец, в области $t > t'$, когда $u_1 = 0$, величина напряжения u_2 изменяется с течением времени по закону

$$u_2 = U_{m1} \left(e^{-\frac{t'}{(R+R_{\Gamma})C}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{(R+R_{\Gamma})C}}, \quad (35)$$

что соответствует разряду емкости C через цепь, состоящую из последовательно соединенных сопротивлений R и R_{Γ} .

Таким образом, проходя через RC -цепь с емкостью на выходе,

прямоугольный импульс превращается в экспоненциальный. Искажения формы импульса тем меньше, чем больше отношение его длительности к постоянной времени цепи. Это наглядно иллюстрирует рис. 34, на котором представлены импульсы выходного напряжения при различных значениях отношения t'/τ .

Если постоянная времени цепи много меньше длительности импульса, то в первом приближении экспоненциальное изменение величины напряжения u_2 можно заменить линейным, проведя касательные к экспонентам в точках, соответствующих $t=0$ и $t=t'$ (рис. 35 — прямые op и qr). Тогда можно считать, что возрастание напряжения

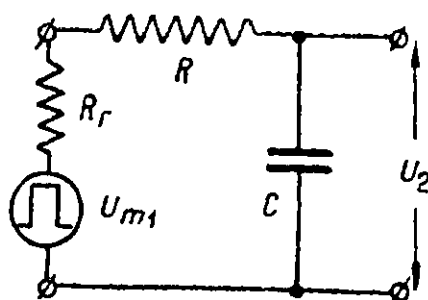


Рис. 32. К прохождению импульсов через RC -цепь с емкостью на выходе.

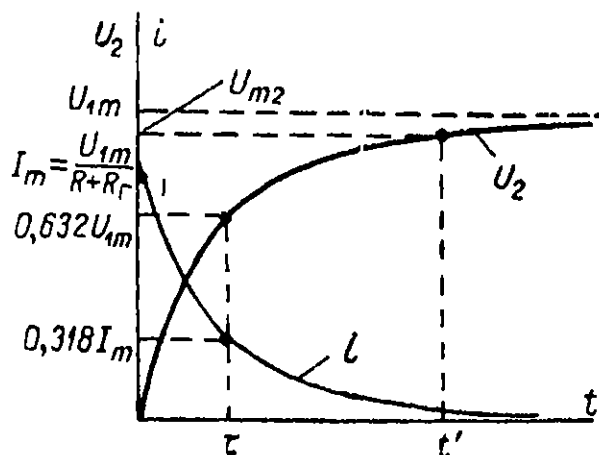


Рис. 33. Зависимость от времени величин тока и напряжения на емкости в RC -цепи, при внезапном изменении действующего на ее входе напряжения.

в импульсе на выходе цепи занимает время $t_{\phi} = \tau$ и степень отклонения от прямоугольной формы импульса, прошедшего через RC -цепь

с емкостью на выходе, численно оценивать коэффициентом

$$\alpha = \frac{t_{\phi}}{t'} = \frac{\tau}{t'}. \quad (36)$$

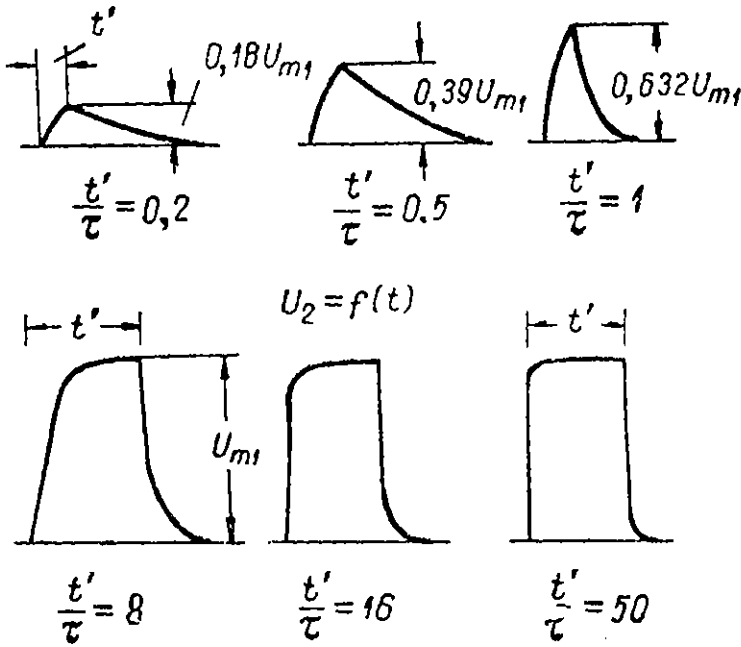


Рис. 34. Форма напряжения на емкости в RC -цепи при разных соотношениях между постоянной времени цепи и длительностью прямоугольного импульса э. д. с., действующего на входе.

Для того чтобы возрастание напряжения в импульсе не занимало слишком большой части длительности последнего, т. е. чтобы величина коэффициента α не превосходила бы известного значения $\alpha = \alpha^*$, постоянная времени цепи должна удовлетворять соотношению:

$$\tau \leq \alpha^* t'. \quad (37)$$

Если в RC -цепи напряжение снимается не с емкости, а с активного сопротивления, т. е. если речь идет о цепи, представленной на

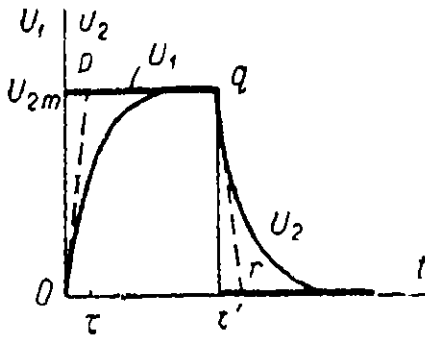


Рис. 35. Приближенное представление импульса напряжения на емкости в RC -цепи в виде трапецевидного.

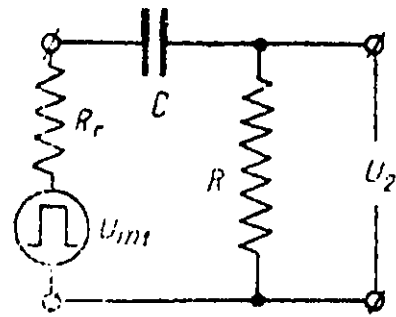


Рис. 36. К прохождению импульсов через RC -цепь с активным сопротивлением на выходе.

рис. 36, то, как нетрудно убедиться, изменение напряжения u_2 следует зависимости,

$$u_2 = U_{m1} \frac{R}{R + R_r} e^{-\frac{t}{(R + R_r)C}} = U_{m2} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (38)$$

Достигнув при $t = t'$ значения $U_2^* = U_{m2} e^{-\frac{t'}{\tau}}$, напряжение u_2 в области $t > t'$ изменяется по закону:

$$u_2 = -(U_{m2} - U_2^*) e^{-\frac{t-t'}{\tau}}. \quad (39)$$

Изменение полярности напряжения u_2 после окончания действия импульса на входе цепи соответствует переходу от процесса заряда емкости C к процессу ее разряда.

Искажения формы импульсов, проходящих через RC -цепь, с активным сопротивлением на выходе, тем меньше, чем больше ее постоянная времени по сравнению с длительностью импульсов. Это иллюстрируют графики $u_2 = f(t)$, приведенные на рис. 37, для разных значений отношения t/τ .

Степень отклонения формы выходного импульса от прямоугольной будем численно оценивать величиной коэффициента

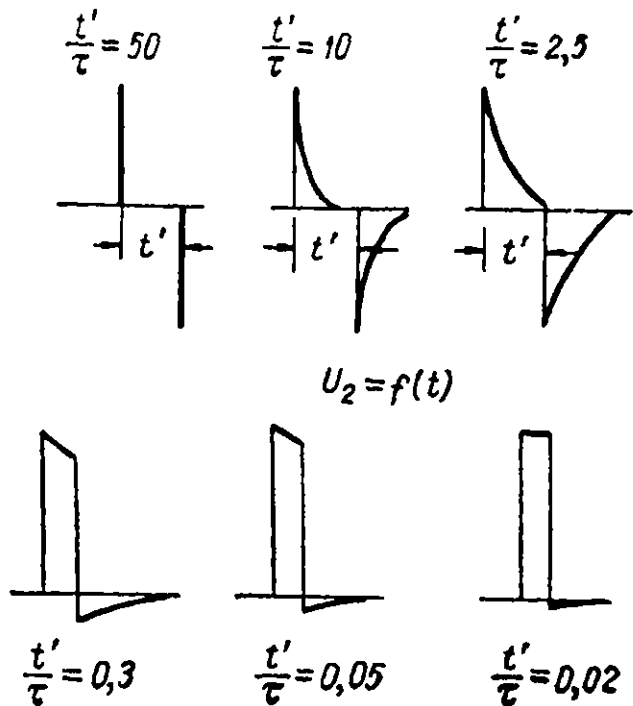


Рис. 37. Форма напряжения на активном сопротивлении в RC -цепи при разных соотношениях между постоянной времени цепи и длительностью прямоугольного импульса э. д. с., действующего на входе.

$$\beta = \frac{U_2^*}{U_{m2}} \quad (40)$$

(см. рис. 38).

На основании уравнения (38) имеем:

$$\beta = e^{-t'/\tau}.$$

Следовательно, для того чтобы искажение формы импульса, проходящего через RC -цепь с активным сопротивлением на выходе, не было недопустимо велико, т. е. значение коэффициента β не оказалось бы меньшей определенной величины $\beta = \beta^*$, постоянная времени цепи должна удовлетворять соотношению:

$$\tau \geq \frac{t'}{\ln \frac{1}{\beta^*}}. \quad (41)$$

Рис. 38. К определению искажения формы импульса при прохождении через RC -цепь с активным выходом.

Таким образом, искажения формы импульсов, проходящих через рассмотренные RC -цепи, просто связаны с постоянными времени последних. Аналогичные искажения имеют место при прохождении

импульсов через цепи, состоящие из последовательного соединения индуктивности и активного сопротивления.

Не представляет труда убедиться, что если выходом RL -цепи являются клеммы катушки самоиндукции, то при действии на входе прямоугольного импульса э. д. с. форма напряжения на выходе совпадает с формой напряжения на активном сопротивлении в RC -цепи при условии, что постоянные времени обеих цепей одинаковы. Совершенно так же напряжение, снимаемое с активного сопротивления в последовательной RL -цепи, совпадает по форме с напряжением на емкости в RC -цепи, если $C(R + R_{\Gamma}) = \frac{L}{R + R_{\Gamma}}$.

Исследование прохождения импульса через сложные цепи может оказаться очень громоздким, если не прибегать к таким специальным методам анализа, как операционное исчисление. Более того, далеко не всегда удается указать число начальных условий, необходимое для определения постоянных интегрирования. Однако большое количество цепей, встречающихся на практике, может быть приведено к простым эквивалентным цепям, анализ процессов в которых не встречает серьезных трудностей.

2. Оценка искажений формы импульсов по виду характеристик цепи. В технике высоких частот распространен метод оценки искажений формы сигналов, проходящих через электрическую цепь, по виду ее характеристик. Продемонстрируем на примере прохождения прямоугольных импульсов через простейшие RC -цепи связь между их характеристиками и степенью искажений формы сигналов.

Частотная характеристика RC -цепи с емкостью на выходе может быть записана в виде [см. выражение (18)]:

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (42)$$

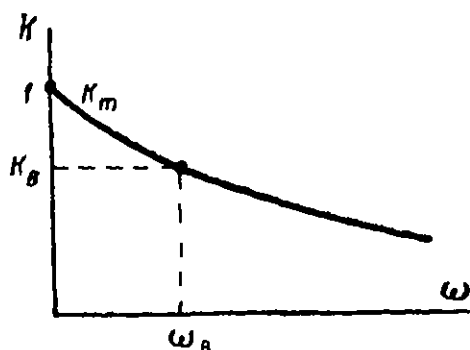


Рис. 39. Определение полосы пропускания RC -цепи с емкостным выходом.

где $\tau = (R + R_{\Gamma})C$.

При $\omega = 0$, коэффициент передачи напряжения имеет наибольшее значение, равное единице, а по мере увеличения частоты величина его монотонно убывает (рис. 39). Поэтому неравномерность частотной характеристики

$$M = \frac{k}{k_m} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (43)$$

Полагая, что полоса пропускания ограничена величиной $M = 0,9$, получаем отсюда, что высокочастотная граница полосы пропускания соответствует частоте

$$\omega_b = \frac{1}{2\tau}. \quad (44)$$

Постоянная времени цепи связана с коэффициентом формы импульсов [см. выражение (36)]. Заменяя в (44) величину τ правой частью соотношения (37), получим связь между допустимым значением коэффициента $\alpha = \alpha^*$ и частотой, соответствующей верхней границе полосы пропускания рассматриваемой цепи:

$$\omega_b \geq \frac{1}{2\alpha^* t'} \quad (45)$$

Полученное соотношение дает связь между верхней границей полосы пропускания RC -цепи с емкостью на выходе и замедлением нарастания напряжения в импульсе, прошедшем через такую цепь. Эта граница полосы пропускания будет лежать в области тем более высоких частот, чем меньше должно быть время нарастания напряжения. Если, например, $t' = 10^{-6}$ сек., а величина времени t_{ϕ} не должна превышать значения 10^{-7} сек., т. е. $\alpha^* = 0,1$, то граница полосы пропускания должна соответствовать частоте $\omega_b = 5 \cdot 10^6$ рад/сек.

Для RC -цепи с активным сопротивлением на выходе

$$k = \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \quad (46)$$

[см. выражение (20)].

При $\omega \rightarrow \infty$, $k \rightarrow k_m = 1$ (рис. 40). Поэтому со стороны высоких частот полоса пропускания не ограничена. Низкочастотная граница полосы пропускания, соответствующая значению $M = \frac{k}{k_m} = 0,9$:

$$\omega_n = \frac{2}{\tau} \quad (47)$$

Заменяя τ в (47) правой частью соотношения (41), найдем

$$\omega_n \leq \frac{2}{t'} \ln \frac{1}{\beta^*} \quad (48)$$

Выражение (48) связывает нижнюю границу полосы пропускания цепи с активным сопротивлением на выходе и непостоянство величины выходного напряжения при действии на входе прямоугольного импульса. Эта граница располагается в области тем более низких частот, чем больше длительность импульса и чем с большей точностью напряжение в импульсе на выходе должно оставаться постоянным. Если, например, $t' = 10^{-8}$ сек. и необходимо, чтобы напряжение в конце импульса на выходе не отличалось более чем на 10% от

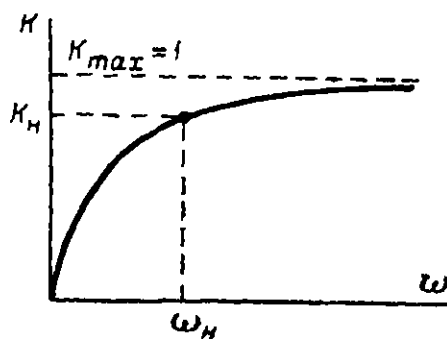


Рис. 40. Определение полосы пропускания RC -цепи с активным выходом.

от напряжения в начале импульса, т. е. $\beta^* = 0,9$, то граница полосы пропускания рассматриваемой цепи должна соответствовать частоте $\omega_n \leq \sim 2 \cdot 10^2 \text{ рад/сек.}$

Из изложенного следует, что для передачи резких изменений величины напряжения необходимо, чтобы цепь пропускала высокочастотные компоненты спектра сигнала. Пропускание же низкочастотных компонент необходимо для воспроизведения на выходе цепи действующего на ее входе постоянного или медленно изменяющегося напряжения.

Заметим, что рассматривая искажения формы сигналов, мы имели в виду только частотные характеристики цепей. Между тем, как известно, искажения могут быть обусловлены нелинейностью фазовой характеристики цепи, даже если ее частотная характеристика идеально равномерна. Однако, если рассматривается определенная цепь (скажем, RC -цепь с сопротивлением на выходе), то выбором ее параметров одновременно задаются и частотная и фазовая характеристики. Поэтому степень искажений сигналов, проходящих через заданную цепь, достаточно связать лишь с одной ее характеристикой — связь искажений с другой характеристикой получится автоматически. Разумеется, что искажения в цепях, частотные характеристики которых совпадают, а фазовые различаются (или наоборот), нельзя сопоставлять на основании сопоставления характеристик одного типа.

Во многих случаях сложные цепи для низкочастотного конца спектра могут быть представлены в виде RC -цепи с активным выходом, а для высокочастотного конца спектра — в виде RC -цепи с емкостным выходом. Справедливость принципа суперпозиции для линейных цепей позволяет независимо рассматривать искажения формы сигнала, связанные с изменениями в одном и в другом концах его спектра. Поэтому исследование искажений сигналов, проходящих через сложную цепь, может быть сведено к анализу искажений в простых цепях.

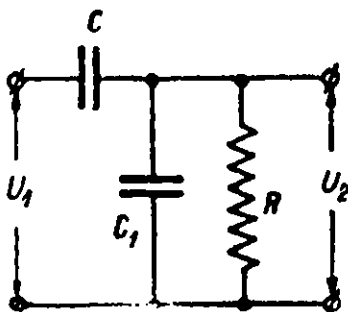
В качестве примера рассмотрим цепь, изображенную на рис. 6. Положим, что ее параметры таковы, что при большой частоте протекающего в цепи тока можно пренебречь сопротивлением емкости C_1 , а при малой частоте протекающего в цепи тока можно пренебречь проводимостью емкости C_2 (по сравнению с величиной $1/R_2$). Тогда в области высокочастотного конца спектра сигналов эта цепь может быть заменена RC -цепью с емкостным выходом, а в области низкочастотного конца спектра — RC -цепью с активным выходом. Следовательно, характеристики цепи в этих областях спектра совпадают с характеристиками рассмотренных цепей, а частотная характеристика цепи рис. 6 имеет вавалы в области как высоких, так и низких частот. Определим, каковы должны быть границы полосы пропускания этой характеристики, если на входе цепи действует сигнал прямоугольной формы длительностью $t' = 10^{-5}$ сек. и требуется, чтобы фронт импульса на выходе занимал не более 0,1 дли-

тельности сигнала, а напряжение в импульсе на выходе оставалось постоянным с точностью до 1% (т. е. $\alpha^* = 0,1$ и $\beta^* = 0,01$). На основании (45) и (48) получаем $\omega_B \geq 5 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$ (т. е. $f_B \geq 10^5 \text{ гц}$) и $\omega_H \leq 2 \cdot 10^3 \text{ рад/сек}$ (т. е. $f_H \leq 300 \text{ гц}$). Если значение частоты ω_H действительной характеристики цепи больше найденной величины (скажем, величина емкости C_1 слишком мала), то импульсы на выходе имеют „завал“ и „хвост“ обратной полярности (рис. 41b). Если же неравномерность частотной характеристики цепи слишком велика в области высокочастотного конца спектра (скажем, емкость C_2 имеет большое значение), то прямоугольный сигнал, проходя через цепь, „расплывается“ (рис. 41c).

3. Запаздывание импульсов при прохождении через линейные цепи. В ряде случаев существенно знать, сколько времени необходимо для прохождения электрического импульса через ту или иную цепь. Это время носит название запаздывания импульса, и определение его величины непосредственно связано с методом регистрации напряжения на выходе цепи. Если момент появления напряжения на выходе отождествляется с моментом, соответствующим достижению напряжением u_2 максимального значения, то запаздыванием называют интервал времени между началом действия импульса на входе цепи и моментом, соответствующим максимальному напряжению на ее выходе.

Определенное таким образом запаздывание равно нулю — в случае прохождения прямоугольного импульса через RC -цепь с активным сопротивлением на выходе и бесконечности при прохождении через RC -цепь с емкостным выходом. В действительных цепях параллельно активным сопротивлениям оказываются включенными емкости (например, емкости соединительных проводов), а конденсаторы обладают утечками. Кроме того, изменение величины напряжения на входе цепи всегда происходит за конечное время. И то и другое приводит к тому, что напряжение u_2 достигает своего наибольшего значения в течение конечного интервала времени.

Рис. 42. Дифференцирующая цепь с учетом паразитной емкости.



В качестве примера вычисления времени прохождения сигнала через линейную цепь рассмотрим цепь, изображенную на рис. 42. Емкость C_1 может представлять собой емкость монтажа. Положим, что на входе цепи дей-

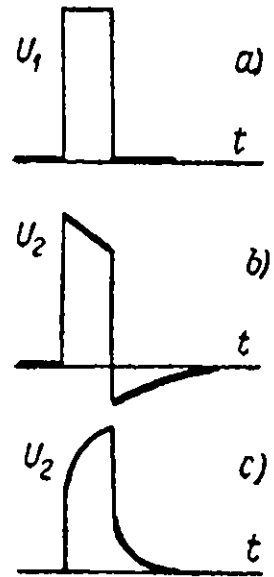


Рис. 41. Искажение формы прямоугольных импульсов, проходящих через цепь, изображенную на рис. 6, при большой неравномерности частотной характеристики в области низких и высоких частот.

стствует экспоненциальный сигнал, т. е. напряжение u_2 возрастает по закону $u_1 = U_{m1}(1 - e^{-\frac{t}{\tau c}})$.

Составляя уравнение Кирхгофа для мгновенного значения тока, протекающего через сопротивление R , интегрируя его и определяя

постоянные интегрирования в предположении, что заряд конденсаторов равен нулю при $t = 0$, получим

$$u_2 = \frac{U_{m1}q}{1-p} (e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau c}}),$$

где

$$\tau = R(C + C_1),$$

$$p = \frac{\tau c}{\tau} \text{ и } q = \frac{C}{C_1 + C}.$$

Графики зависимости $u_2 = f(t)$ приведены на рис. 43, причем величина p играет роль параметра. При всех значениях этого параметра, отличных от нуля, напряжение на выходе про-

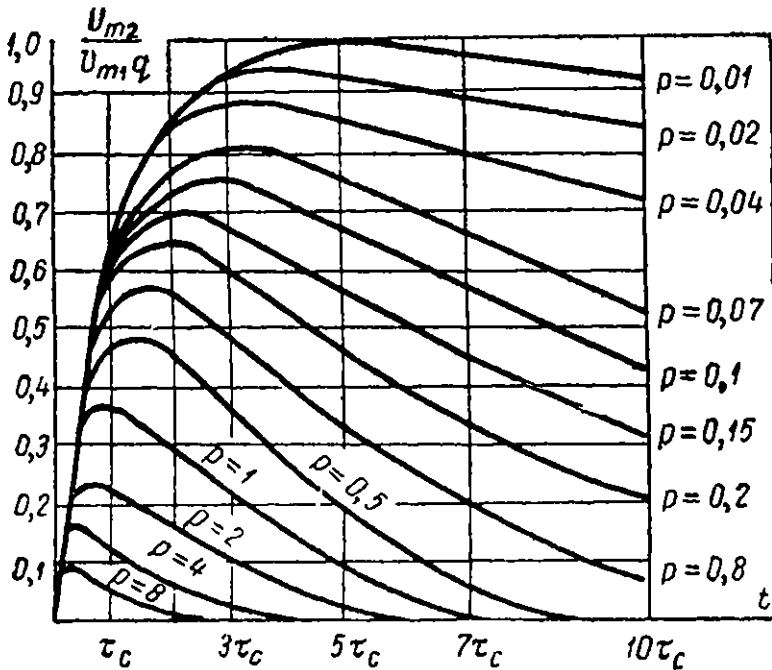


Рис. 43. Напряжение на выходе цепи, представленной на рис. 42, при разных соотношениях между постоянной времени фронта сигнала и постоянной времени цепи.

ходит через максимум. Из условия $\frac{du_2}{dt} = 0$, получаем:

$$U_{m2} = U_{m1} \frac{q}{p} e^{\frac{p}{p-1}}, \quad (49)$$

причем это значение u_2 достигается за время

$$t_m = \tau c \frac{1}{p-1} \ln p \quad (50)$$

после начала действия напряжения на входе схемы.

На рис. 44 приведены графики, построенные по последним выражениям. Для иллюстрации полученных результатов найдем время запаздывания импульса и амплитуду напряжения на выходе цепи, если $\tau c = 10^{-6}$ сек, $U_{m1} = 100$ в, $C = 10^{-9}$ ф, $C_1 = 5 \cdot 10^{-11}$ ф и $R = 10^4$ ом. При этих условиях $\tau = 10^{-6}$ сек., $p = 0,1$ и $q \approx 1$. По графикам, приведенным на рис. 44, получаем $\frac{t_m}{\tau} = 2,5$ и $\frac{U_{m2}}{U_{m1}} = 0,8$.

Следовательно, максимальное напряжение на выходе цепи, равное 80 в, достигается через время в 2,5 мксек после начала действия напряжения на входе.

Ниже мы встретимся с устройствами, в которых перед регистрацией сигналы дифференцируются. В этом случае время их прохождения через схему оценивается интервалом времени между началом действия напряжения на входе и моментом, соответствующим максимальному значению величины производной du/dt , где u — напряжение на входе дифференцирующей цепи. Значение этого интервала времени может быть найдено путем составления и интегрирования уравнения для мгновенных значений тока и напряжения в цепи, подобно тому, как это было сделано здесь.

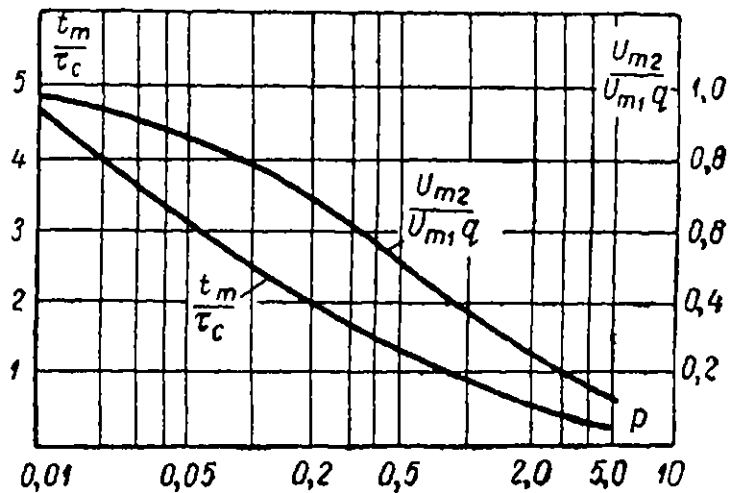
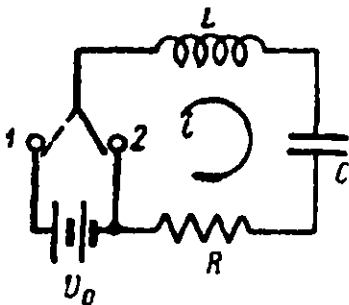


Рис. 44. Графики для определения запаздывания импульса при прохождении через цепь, изображенную на рис. 42 и для нахождения амплитуды напряжения на ее выходе.

§ 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ КОНТУРАХ

1. Свободные колебания в одиночном контуре. Положим, что в течение длительного времени в цепи, состоящей из последовательного соединения активного сопротивления, емкости и индуктивности (рис. 45), действовала постоянная э. д. с. U_0 , а в момент $t = 0$



рубильник переведен из положения 1 в положение 2. Процессы, протекающие после этого в контуре, носят название свободных. Составляя уравнение Кирхгофа для тока в контуре после переключения рубильника и интегрируя это уравнение, получим:

$$i = \frac{U_0}{2 \times L} e^{-\delta t} (e^{xt} - e^{-xt}),$$

где $x = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}$, $\delta = \frac{R}{2L}$ и $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$.

Рис. 45. К рассмотрению свободных колебаний в RLC-контуре.

Если параметры контура таковы, что $\delta > \omega_0$, т. е. $R > 2\rho$, где $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ носит название характеристики контура, то x — величина вещественная и

$$i = \frac{U_0}{xL} e^{-\delta t} \text{sh } xt, \tag{51}$$

т. е. свободный процесс в контуре носит аperiodический характер.

Если $R < 2\rho$ или, иначе говоря, $\delta < \omega_0$, то κ — величина мнимая и выражение для тока в контуре принимает вид:

$$i = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\delta t} \sin \omega t, \quad (52)$$

где

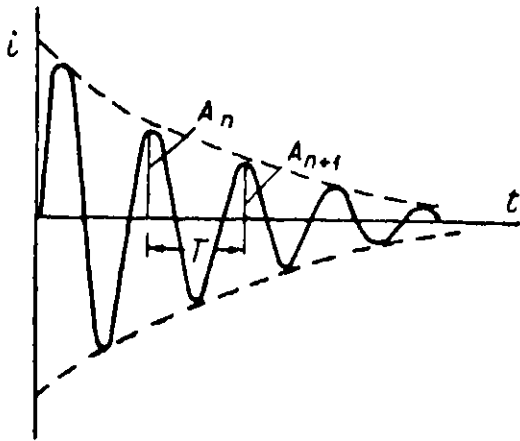
$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}. \quad (53)$$

Следовательно, в этом случае, после переключения рубильника в положение 2 в контуре имеются затухающие колебания (рис. 46).

Выбор параметров контура, отвечающих условию $R = 2\rho$, соответствует переходу от аperiодического к колебательному процессу.

Часто параметры колебательного контура выбирают такими, что выполняется неравенство $\omega_0 \gg \delta$. Частота свободных колебаний в таком контуре:

$$\omega \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (54)$$



Процесс затухания колебаний практически удобно характеризовать отношением амплитуд колебаний A_n и A_{n+1} (см. рис. 46) для двух моментов времени, отличающихся на величину $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$.

Величина

$$\vartheta = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \delta T$$

Рис. 46. Затухающие колебания в RLC -контуре.

носит название логарифмического декремента затухания контура, а величина, в π раз меньшая, называется затуханием контура:

$$d = \frac{\delta T}{\pi} = \frac{R}{\rho}. \quad (55)$$

Величина, обратная затуханию контура, носит название качества контура:

$$Q = \frac{1}{d} = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{\rho}{R}. \quad (56)$$

При колебаниях в контуре вся запасенная в нем энергия сосредоточивается то в индуктивности (в форме энергии магнитного поля), то в емкости (в форме энергии электростатического поля). Переход энергии из одной формы в другую сопровождается превращением части энергии в тепловой вид благодаря наличию в контуре активного сопротивления. Можно показать, что затухание, или качество контура, характеризует относительное уменьшение энергии в контуре за период. Если $Q \leq \frac{1}{2}$, то потери энергии настолько велики, что

свободный колебательный процесс в контуре становится невозможным. Это и соответствует переходу к аperiодическому процессу.

2. Стационарные процессы в одиночном колебательном контуре при действии гармонической э. д. с. Комплексное сопротивление цепи, состоящей из последовательного соединения активного сопротивления, емкости и индуктивности (рис. 47а) —

$$\dot{Z} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$$

(в величину сопротивления R входит внутреннее сопротивление источника э. д. с., действующей в цепи). Следовательно, ток, теку-

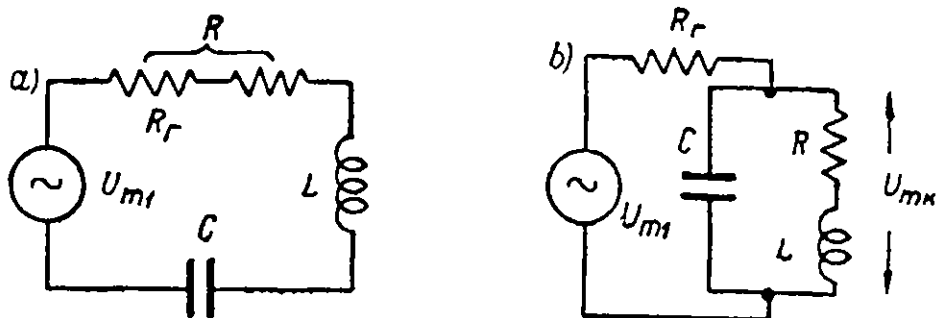


Рис. 47. Последовательное (а) и параллельное (б) включение генератора в RLC -контур.

щий в цепи при действии гармонической э. д. с. $u_1 = U_{m1} \cos(\omega t + \varphi)$:

$$i = \frac{U_{m1}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \cos(\omega t + \varphi - \Psi),$$

где

$$\Psi = \arctg \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

Если частота ω совпадает с величиной

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (57)$$

то имеет место явление резонанса. При резонансе полное сопротивление цепи достигает минимума и становится чисто активным, равным величине активного сопротивления цепи $Z = Z_{\text{рез}} = R$, амплитуда тока, протекающего в контуре, достигает максимума $I_{\text{мрез}} = \frac{U_{m1}}{R}$, а фаза тока совпадает с фазой э. д. с., действующей в цепи. При этом амплитуда напряжения на индуктивности оказывается равной величине $U_{mL} = I_{\text{мрез}} \omega_0 L = QU_{m1}$, а амплитуда напряжения на емкости равна $U_{mC} = I_{\text{мрез}} \frac{1}{\omega_0 C} = QU_{m1}$. Следовательно, при резонансе значения амплитуд напряжений U_{mL} и U_{mC} в Q раз превосходят амплитуду

э. д. с., действующей в цепи. Уменьшение амплитуды тока в контуре, по сравнению с ее значением при резонансе, характеризуется зависимостью $\frac{I_m}{I_{m\text{рез}}} = f(\omega)$, носящей название уравнения резонансной кривой контура.

Легко видеть, что

$$\frac{I_m}{I_{m\text{рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2}}.$$

Численно форму резонансной кривой контура (рис. 48) характеризуют той полосой частот $\omega_2 - \omega_1$, в пределах которой амплитуда тока в контуре уменьшается не более, чем в $\frac{1}{\sqrt{2}}$ раз, по сравнению со своим максимальным значением. Если, как это обычно имеет место, значения ω_1 и ω_2 мало отличаются от значения ω_0 , то относительная полоса пропускания контура, ограниченная этими частотами:

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} = \frac{1}{Q} = d. \quad (58)$$

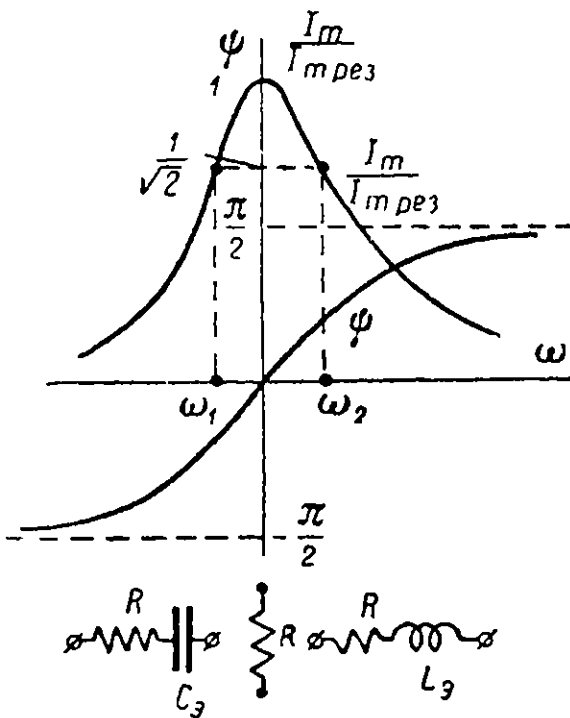


Рис. 48. Графики зависимостей $\Psi = \Psi(\omega)$ и $\frac{I_{m\text{рез}}}{I_m} = f(\omega)$ при последовательном включении генератора в контур.

считываемая цепь имеет такое же входное сопротивление, как цепь, состоящая из последовательного соединения активного сопротивления R и индуктивности L , величина которой — функция частоты ω .

Перейдем к цепи, состоящей из параллельных ветвей, одна из которых содержит емкость, а другая — последовательно соединенные индуктивность и активное сопротивление (рис. 47b). Для тока, протекающего в цепи питания такого параллельного контура, он пред-

ставляет комплексное сопротивление

$$\dot{Z} = \frac{(j\omega L + R) \frac{1}{j\omega C}}{j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) + R}.$$

При резонансе, т. е. при $\omega \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, сопротивление контура достигает максимума и становится чисто активным:

$$\dot{Z} = \dot{Z}_{\text{рез}} \approx R_{\text{св}} = \frac{\rho^2}{R}. \quad (59)$$

Написанные соотношения справедливы, если затухание контура мало, т. е. $\delta^2 \ll \omega_0^2$.

Поэтому при резонансе в параллельном контуре оказывается максимальной амплитуда напряжения на контуре ($U_{\text{мк}}$ на рис. 47b), причем, если $R_{\text{св}} \gg R_{\Gamma}$, где R_{Γ} — сопротивление источника э. д. с., действующей в цепи, то $U_{\text{мк}} \approx U_{\text{м1}}$.

Уменьшение амплитуды напряжения на контуре по сравнению с ее значением при резонансе характеризуется резонансной кривой контура $\frac{U_{\text{мк}}}{U_{\text{мрез}}} = f(\omega)$, которая имеет такой же вид, как зависимость $\frac{I_{\text{м}}}{I_{\text{мрез}}} = f(\omega)$ для последовательного контура. Относительная ширина полосы пропускания резонансной кривой параллельного контура, ограниченная частотами ω_1 и ω_2 , соответствующими значению $\frac{U_{\text{мк}}}{U_{\text{мрез}}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$, определяется выражением:

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} = d \left(1 - \frac{Z_{\text{рез}}}{R_{\Gamma}}\right). \quad (60)$$

Если $\omega \neq \omega_0$, то между напряжением на контуре и питающим его током имеется сдвиг фаз. Его величина определяется на основании выражения для $\dot{Z}_{\text{к}}$:

$$\Psi = \text{arc tg} \left[\frac{\omega L}{R} - \frac{\omega C}{R} (R^2 + \omega^2 L^2) \right]. \quad (61)$$

При $\omega < \omega_0$ сопротивление параллельного контура имеет индуктивный характер, т. е. протекающий в цепи ток отстает по фазе от действующей в цепи э. д. с. Наоборот, при $\omega > \omega_0$ сопротивление параллельного контура имеет емкостный характер и протекающий в цепи ток опережает по фазе действующую на входе э. д. с. Таким образом, параллельный контур, так же как и последовательный контур, в отношении входного сопротивления при разных значениях частоты ω может быть эквивалентно заменен комбинацией активного сопротивления и емкости или активного сопротивления и индуктивности.

3. Электрические процессы в колебательном контуре при действии одиночных прямоугольных импульсов. Найдем напряжение на выходе цепи, состоящей из последовательного соединения емкости,

индуктивности и активного сопротивления, если на ее входе действует прямоугольный импульс э. д. с. Положим, что выходом цепи служит емкость (рис. 49).

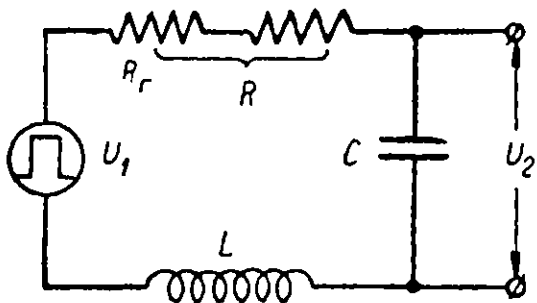
Уравнение Кирхгофа для рассматриваемой цепи удобнее всего записать в форме уравнения для заряда $q = Cu_2$ конденсатора C :

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = u_1,$$

где $\delta = \frac{R}{2L}$ и $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

В течение действия на входе цепи импульса э. д. с. $u_1 = U_{m1}$, а после окончания его действия $u_1 = 0$.

Интегрируя написанное уравнение и полагая, что до начала действия импульса э. д. с. на входе $q = 0$ и $i = 0$ при $t = 0$, получим



следующие выражения для напряжения на выходе, справедливые в течение времени действия импульса:

в случае аperiodического контура (т. е. при $R > 2\rho$)

$$u_2 = U_{m1} \left[1 - \frac{e^{-\delta t}}{x} \omega_0 \operatorname{sh}(xt + \alpha) \right], \quad (62)$$

Рис. 49. RLC -цепь с емкостью на выходе.

где $\alpha = \operatorname{arctg} \frac{x}{\delta}$; $x = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}$

в случае колебательного контура (т. е. при $R < 2\rho$)

$$u_2 = U_{m1} \left[1 - \frac{e^{-\delta t}}{\omega} \omega_0 \sin(\omega t + \beta) \right], \quad (63)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ и $\beta = \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\delta}$;

в случае критического контура (т. е. при $R = 2\rho$):

$$u_2 = U_{m1} - U_{m1}(1 + \delta t)e^{-\delta t}. \quad (64)$$

После окончания действия импульса, т. е. при $t > t'$, для аperiodического контура имеем:

$$u_2 = \frac{U_{m1}e^{-\delta t}}{x} \omega_0 \{ e^{\delta t'} \operatorname{sh}[x(t - t') + \alpha] - \operatorname{sh}(xt + \alpha) \}, \quad (65)$$

для колебательного контура:

$$u_2 = \frac{U_{m1}e^{-\delta t}}{x} \omega_0 \{ e^{\delta t'} \sin[\omega(t - t') + \beta] - \sin(\omega t + \beta) \} \quad (66)$$

и, наконец, для критического контура:

$$u_2 = U_{m1}e^{-\delta t} \{ e^{\delta t'} [1 + \delta(t - t')] - (1 - \delta t) \}. \quad (67)$$

На рис. 50 и 51 приведены графики, соответствующие полученным выражениям, для разных соотношений между величинами δ и ω_0 . Из рассмотрения этих графиков видно, что при действии в колебательном контуре импульса э. д. с. напряжение на емкости изменяется

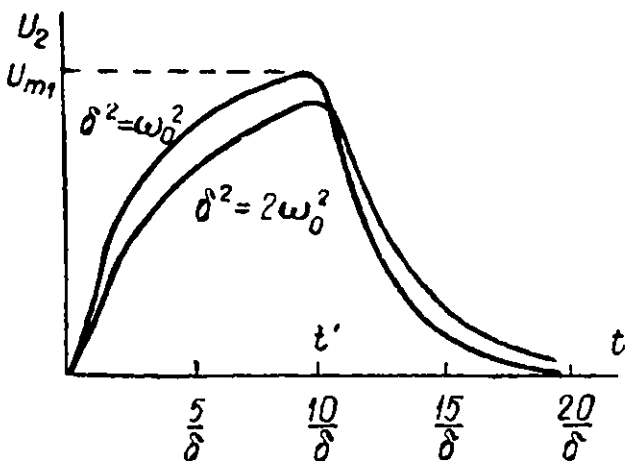


Рис. 50. Зависимость от времени напряжения на емкости аperiodического и критического контуров при действии в цепи прямоугольного импульса напряжения.

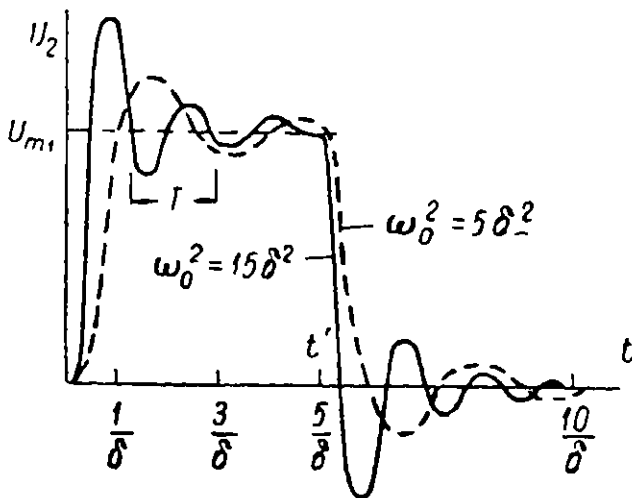


Рис. 51. Зависимость от времени напряжения на емкости колебательного контура при действии в цепи прямоугольного импульса напряжения.

не монотонно (рис. 51), и его мгновенные значения превосходят величину э. д. с. в импульсе на входе. В аperiodическом и критическом контурах напряжение на емкости изменяется монотонно, стремясь к значению $u_C = U_{m1}$ — при действии импульса и к $u_C = 0$ — после его прекращения (рис. 50).

Если выходом RLC -цепи является активное сопротивление R_R (рис. 52), то напряжение на выходе, при действии на входе прямоугольных импульсов э. д. с., легко найти, воспользовавшись результатами определения напряжения на клеммах емкости. Действительно,

$$\text{заметив, что } u_R = i R_R = R_R C \frac{du_C}{dt},$$

получим на основании выражений (62) и (65), что в случае аperiodического контура с активным выходом

$$u_2 = \frac{2U_{m1}R_R\delta e^{-\delta t}}{(R_R + R_\Gamma)\kappa} \text{sh } \kappa t \tag{68}$$

в интервале времени $0 \leq t \leq t'$ и

$$u_2 = - \frac{2U_{m1}R_R\delta e^{-\delta t}}{(R_R + R_\Gamma)\kappa} [e^{\delta t'} \text{sh } \kappa [t - t'] - \text{sh } \kappa t] \tag{69}$$

при $t > t'$.

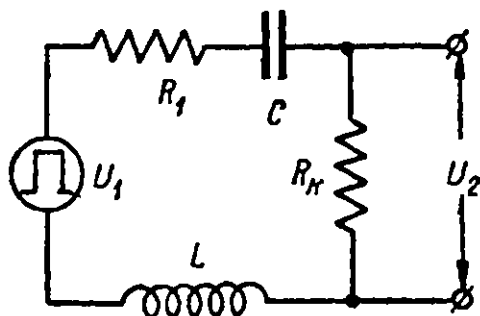


Рис. 52. RLC -цепь с активным выходом.

Совершенно так же для колебательного контура получаем

$$u_2 = \frac{2U_{m1}R_R \delta e^{-\delta t}}{(R_R + R_\Gamma) \omega} \sin \omega t \quad (70)$$

при $0 \leq t' \leq t$ и

$$u_2 = -\frac{2U_{m1}R_R \delta e^{-\delta t}}{(R_R + R_\Gamma) \omega} [e^{\delta t'} \sin \omega (t - t') - \sin \omega t] \quad (71)$$

при $t > t'$.

Наконец, для критического контура

$$u_2 = \frac{2U_{m1}R_R \delta t e^{-\delta t}}{R_R + R_\Gamma} \quad (72)$$

при $0 \leq t \leq t'$ и

$$u_2 = \frac{2U_{m1}R_R \delta e^{-\delta t}}{(R_R + R_\Gamma)} [(t' - t) e^{\delta t'} + \delta t] \quad (73)$$

при $t > t'$.

Из рассмотрения приведенных соотношений видно, что при действии импульса э. д. с. напряжение на сопротивлении контура изменяется не монотонно при любом выборе его параметров. Но в случае

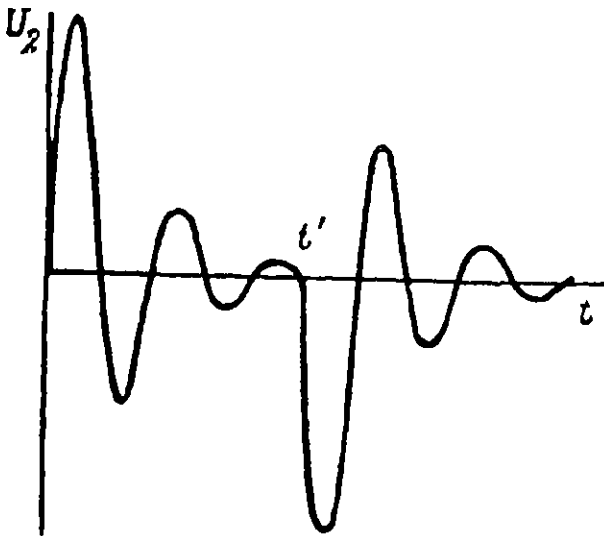


Рис. 53. Зависимость от времени напряжения на активном сопротивлении колебательного контура при действии в цепи прямоугольного импульса напряжения.

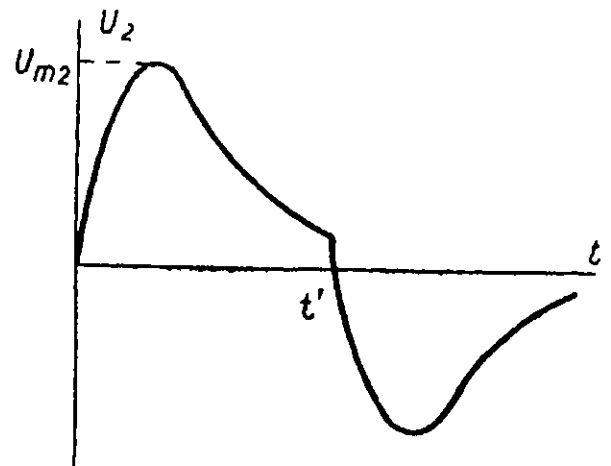


Рис. 54. Зависимость от времени напряжения на активном сопротивлении аperiodического контура при действии в цепи прямоугольного импульса напряжения.

колебательного контура, напряжение u_R приближается к своей стационарной величине $u_R = 0$, последовательно изменяя свою полярность (рис. 53). В случае же аperiodического контура, полярность напряжения на сопротивлении остается неизменной до прекращения действия импульса на входе (рис. 54).

В случае, если выходом RLC -цепи служит индуктивность, выходное напряжение может быть найдено на основании написанных выра-

жений для u_C , если принять во внимание, что $u_L = L \frac{di}{dt}$. При этом можно показать, что в случае аperiodического и критического контуров напряжение на индуктивности приближается к своему стационарному значению $u_L = 0$ после однократного изменения полярности (рис. 55). В случае же колебательного контура, наблюдаются затухающие колебания величины напряжения u_L около ее нулевого значения (рис. 56).

Отметим, что если сложная RL - или RC -цепь представляется эквивалентной последовательной RLC -цепью (см. § 1 настоящей главы), то последняя цепь всегда оказывается аperiodической. Это

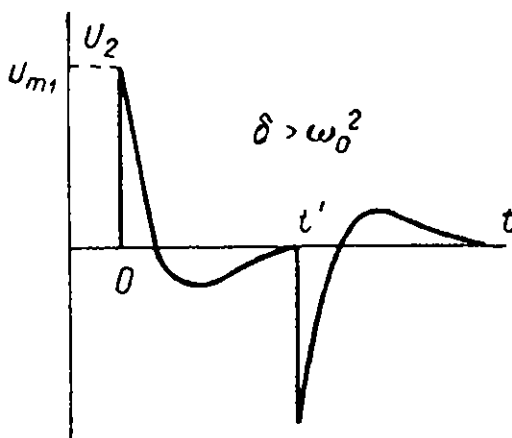


Рис. 55. Зависимость от времени напряжения на индуктивности аperiodического контура при действии в цепи прямоугольного импульса напряжения.

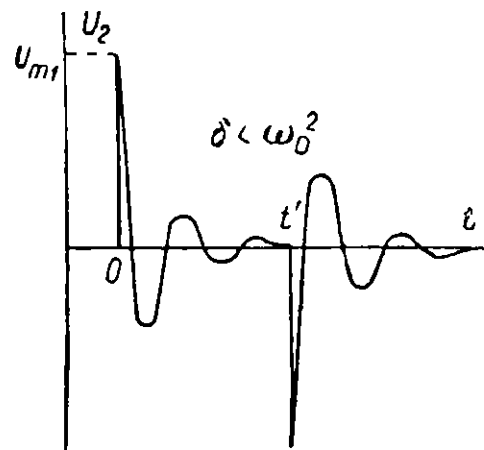


Рис. 56. Зависимость от времени напряжения на индуктивности колебательного контура при действии в цепи прямоугольного импульса напряжения.

непосредственно следует из того, что в RL - или RC -цепи, как бы она ни была сложна, не может иметь место свободный колебательный процесс. Поэтому, очевидно, и в эквивалентной цепи свободный процесс должен носить аperiodический характер. В частности, на рис. 7 приведена цепь, эквивалентная сложной RC -цепи, изображенной на рис. 6.

Сравнивая значения $\delta_0 = \frac{R_0}{L_0}$ и $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$, легко убедиться, что контур на рис. 7 — аperiodический. Поэтому при действии на входе цепи, изображенной на рис. 6, прямоугольного импульса э. д. с., зависимость от времени напряжения на его выходе будет описываться выражениями (68) и (69), а графически изобразится в виде кривой, подобной приведенной на рис. 54.

4. Стационарные процессы в связанных контурах при действии гармонической э. д. с. Контур, которые могут обмениваться электрической энергией, носят название связанных. Связь между контурами, т. е. передача энергии, может осуществляться через

взаимоиндукцию (M на рис. 57а), общую для обоих контуров индуктивность ($L_{1,2}$ на рис. 57б), общую емкость ($C_{1,2}$ на рис. 57с) или несколькими путями одновременно.

Электрические процессы в системе двух связанных колебательных контуров описываются системой из двух дифференциальных уравнений второго порядка или, иначе говоря, дифференциальным уравнением четвертого порядка. Следовательно, такая система не может

быть заменена эквивалентной цепью, состоящей из последовательного включения индуктивности, емкости и активного сопротивления. Однако в частном случае стационарного процесса при действии гармонической э. д. с. эквивалентная RLC -цепь может быть найдена, но ее параметры оказываются функциями частоты.

Обратимся, например, к схеме рис. 57а. Если второго контура нет, то уравнение Кирхгофа, написанное в форме комплексных амплитуд, для контура:

$$\dot{U}_{m1} = \dot{I}_{m1}R_1 + \dot{I}_{m1}j\omega X_1,$$

$$\text{где } X_1 = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}.$$

При наличии второго контура имеем систему уравнений

$$\dot{U}_{m1} = \dot{I}_{m1}R_1 + \dot{I}_{m1}j\omega X_1 + \dot{I}_{m2}j\omega M$$

и

$$0 = \dot{I}_{m2}R_2 + \dot{I}_{m2}j\omega X_2 + \dot{I}_{m1}j\omega M,$$

$$\text{где } X_2 = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}.$$

Исключая из последних уравнений переменную \dot{I}_{m2} , получим:

$$\dot{U}_{m1} = \dot{I}_{m1} \left(R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2 \right) + \dot{I}_{m1} j \left(X_1 - \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2 \right).$$

Сравнивая это выражение с уравнением для одного первого контура, заключаем, что связь с ним второго привела к изменению его активного сопротивления на величину $R_{\text{вн}} = \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2$ и изменению реак-

тивного сопротивления на величину $X_{\text{вн}} = -\frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2$. Эти параметры носят название „вносимых“, и при их учете процессы в первом

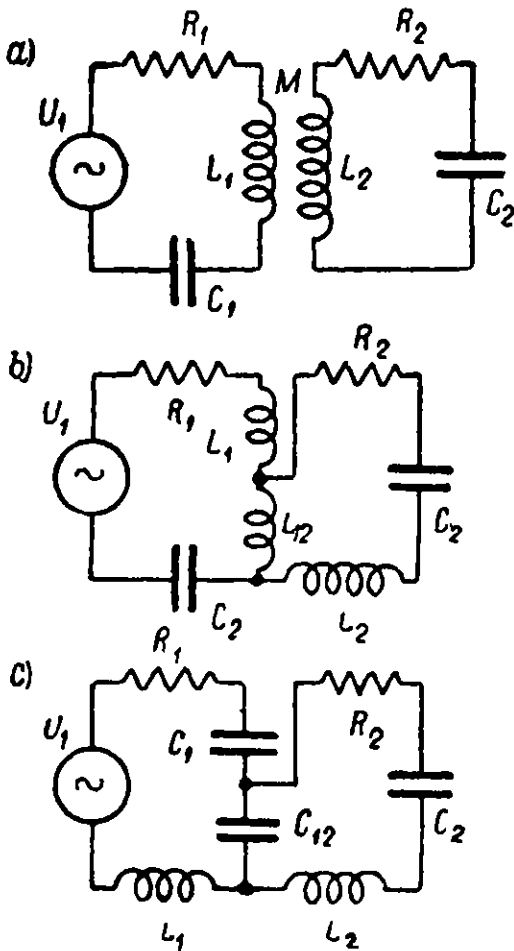


Рис. 57. Примеры связи между контурами.

контуре могут рассматриваться так, словно он не связан ни каким другим контуром.

Величина $\omega M = X_{об}$ имеет размерность сопротивления и носит название сопротивления связи. Нетрудно убедиться, что для схемы, представленной на рис. 57b,

$$X_{об} = \omega L_{1,2},$$

а для схемы на рис. 57c:

$$X_{об} = \frac{1}{\omega C_{1,2}}.$$

В общем виде вносимые в контур параметры при связи его с другим контуром могут быть записаны так:

$$R_{вн} = \frac{X_{об}^2}{Z_2^2} R_2. \quad (74)$$

и

$$X_{вн} = - \frac{X_{об}^2}{Z_2^2} X_2. \quad (75)$$

В частном случае, если с колебательным контуром связывается апериодический контур (например, RL -контур), то собственная частота колебательного контура изменяется, а его затухание возрастает.

В общем случае, когда система состоит из двух связанных колебательных контуров, процессы в ней оказываются гораздо более сложными. Их характер существенно зависит от соотношения между количеством энергии, передаваемой из первого контура во второй за один период колебаний, и величиной энергии, теряемой в течение этого времени во втором контуре. При „слабой“ связи система из двух контуров с равными собственными частотами имеет одну резонансную частоту, соответствующую собственной частоте каждого контура, и зависимость величины амплитуды тока в первом контуре от частоты генератора имеет вид обычной резонансной кривой. При „сильной“ связи такая же система имеет две резонансные частоты, носящие название частот связи, а резонансная кривая имеет два максимума (рис. 58). Одна из частот связи меньше собственной частоты каждого контура и носит название медленной частоты связи; вторая — больше собственной частоты каждого контура и носит название быстрой частоты связи ($\omega'_{об}$ и $\omega''_{об}$ на рис. 58). По мере увеличения связи между контурами разность между частотами связи возрастает. Системы, состоящие из двух или большего числа связанных контуров, играют существенную роль в высокочастотных установках.

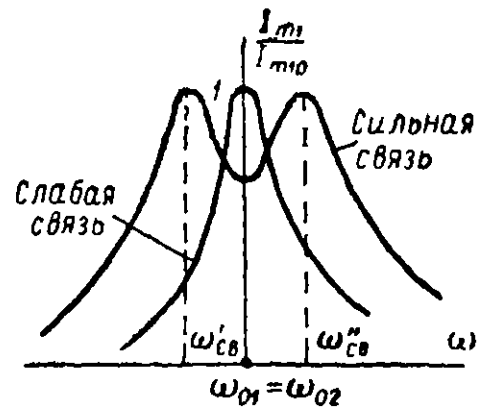


Рис. 58. Резонансные кривые двух связанных контуров при сильной и слабой связи.

Б. Передача энергии в связанных контурах. Мощность, отдаваемая генератором, включенным в один из связанных контуров (будем называть его промежуточным контуром), может быть записана в виде $P = P_1 + P_2$, где P_1 — мощность, выделяющаяся в первом контуре, а P_2 — во втором (потерей мощности, связанной с передачей энергии из одного контура в другой, пренебрегаем). Эффективность передачи мощности во второй контур оценивается величиной

$$\eta_{\text{к}} = \frac{P_2}{P_1 + P_2}, \quad (76)$$

носящей название к. п. д. передачи мощности или к. п. д. промежуточного контура.

Замечая, что $P_1 = \frac{I_{m1}^2 R_1}{2}$ и $P_2 = \frac{I_{m2}^2 R_2}{2}$, и полагая, что собственные частоты обоих контуров одинаковы и равны частоте э. д. с., возбуждаемой генератором в первом контуре, и, следовательно, $I_{m2} = I_{m1} \frac{X_{\text{ов}}}{R_2}$, получаем:

$$\eta_{\text{к}} = \frac{\frac{X_{\text{ов}}^2}{R_2}}{R_1 + \frac{X_{\text{ов}}^2}{R_2}}.$$

Отсюда видно, что из первого контура во второй передается тем большая часть мощности, отдаваемой генератором, чем больше связь между контурами.

Выражение для $\eta_{\text{к}}$ часто записывают в виде

$$\eta_{\text{к}} = \frac{n^2}{1 + n^2}, \quad (77)$$

где

$$n = \frac{X_{\text{ов}}}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (78)$$

(эта величина носит название степени связи).

Мощность, передаваемую из промежуточного контура во второй, формально можно рассматривать как мощность, выделяющуюся на активном сопротивлении, вносимом в промежуточный контур при связи с ним второго. Действительно, принимая во внимание, что

$$I_{m2} = I_{m1} \frac{X_{\text{ов}}}{Z_2} \text{ и } R_{\text{вн}} = \frac{X_{\text{ов}}^2}{Z_2^2} R_2, \text{ выражение для мощности } P_2 = \frac{I_{m2}^2 R_2}{2},$$

выделяющейся во втором контуре, можно записывать в виде:

$$P_2 = \frac{I_{m1}^2}{2} R_{\text{вн}}.$$

Очевидно, что чем большее активное сопротивление вносит второй контур в промежуточный, тем бóльшая доля мощности, отдаваемой генератором системе, выделяется во втором контуре.

§ 6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИНИЯХ

1. Стационарные процессы в линии при действии гармонической э. д. с. Электрическая линия, состоящая из двух параллельных проводников, проводника и проводящей поверхности (например, земли), двух коаксиальных проводящих цилиндров и т. п., представляет собой цепь с распределенными параметрами. Каждый участок такой линии обладает емкостью, индуктивностью и активным сопротивлением, а между проводами линии, вообще говоря, имеются утечки. Если линия однородная, т. е. расстояние между проводниками, из которых она состоит, их сечение и форма, а также электрические и магнитные свойства среды остаются постоянными вдоль линии, то можно считать, что на каждую единицу длины линии приходится емкость C_1 , индуктивность L_1 , активное сопротивление R_1 и утечка, проводимость которой G_1 .

Уравнения для мгновенных значений тока и напряжения в линии можно составить, заменив участок dx однородной линии цепью, состоящей из последовательного соединения индуктивности $L_1 dx$, активного сопротивления $R_1 dx$ и параллельного соединения емкости $C_1 dx$ и сопротивления утечки $\frac{1}{G_1} dx$ (рис. 59). Это эквивалентно представлению линии

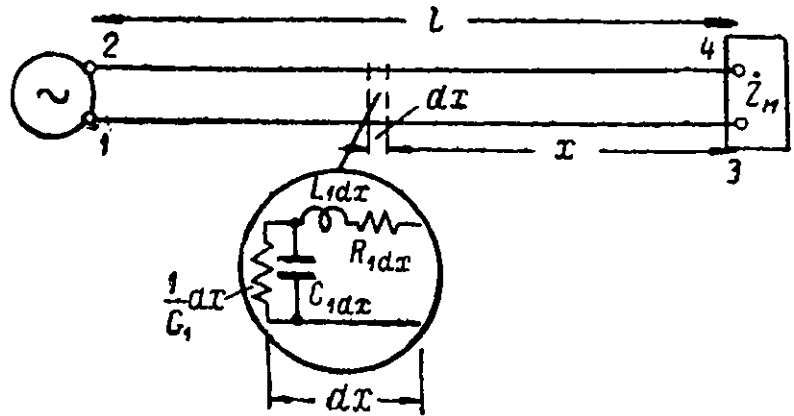


Рис. 59. Замена участка dx длинной линии элементарной цепью с сосредоточенными параметрами.

в виде цепочки из бесконечного числа отдельных ячеек, каждая из которых заменяет элемент dx ее длины. В случае действия в начале линии гармонической э. д. с., интегрирование составленных таким образом уравнений приводит к следующим выражениям для комплексных амплитуд тока и напряжения в линии:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_m &= \dot{A}_1 e^{\dot{\gamma}x} + \dot{A}_2 e^{-\dot{\gamma}x}, \\ \dot{I}_m &= \frac{1}{\dot{Z}_n} (\dot{A}_1 e^{\dot{\gamma}x} - \dot{A}_2 e^{-\dot{\gamma}x}), \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

где

$$\dot{Z}_n = \sqrt{\frac{G_1 + j\omega C_1}{R_1 + j\omega L_1}} \quad (80)$$

$$\dot{\gamma} = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)}, \quad (81)$$

а отсчет координаты x ведется от конца линии, к которому присоединена нагрузка.

Представляя величину $\dot{\gamma}$ (она носит название постоянной распространения линии) в виде суммы вида $a + jb$, напишем выражения для мгновенных значений напряжения и тока в линии в виде

$$\left. \begin{aligned} u^* &= \dot{A}_1 e^{ax} \cdot e^{j\omega \left(t + \frac{b}{\omega} x\right)} + \dot{A}_2 e^{-ax} e^{j\omega \left(t - \frac{b}{\omega} x\right)} \\ i^* &= \frac{1}{\dot{Z}_x} \left[\dot{A}_1 e^{ax} \cdot e^{j\omega \left(t + \frac{b}{\omega} x\right)} - \dot{A}_2 e^{-ax} e^{j\omega \left(t - \frac{b}{\omega} x\right)} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

Первые члены в уравнениях (82) представляют собой выражения бегущих волн напряжения и тока, распространяющихся от начала линии к ее концу (в сторону убывания координаты x), а вторые члены — выражения бегущих волн напряжения и тока, распространяющихся от конца линии к ее началу. Первые носят название прямых, а вторые — обратных, или отраженных, волн.

В частном случае, если $R_1 = 0$ и $G_1 = 0$ (такая линия носит название линии без потерь), $a = 0$ и $b = \omega \sqrt{L_1 C_1}$. При этом амплитуды прямых и обратных волн напряжения и тока не зависят от координаты x , а скорость их распространения, абсолютная величина которой определяется выражением

$$v = \frac{\omega}{b} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

не зависит от частоты, действующей в начале линии э. д. с.

Амплитуды прямых волн тока и напряжения для любого значения координаты x , так же как и амплитуды обратных волн тока и напряжения, связаны величиной \dot{Z}_x . Эта величина имеет размерность сопротивления и носит название волнового сопротивления линии.

Для линии без потерь

$$\dot{Z}_x = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \rho.$$

В общем случае $R_1 \neq 0$ и $G_1 \neq 0$, и амплитуды прямых волн экспоненциально убывают по мере приближения к концу линии, а амплитуды обратных волн экспоненциально уменьшаются при приближении к началу линии (к месту включения источника э. д. с.). При этом скорость распространения волн — функция частоты, действующей в начале линии э. д. с. Наконец, волновое сопротивление линии в общем случае величина комплексная. Во многих случаях применения линий в физических лабораториях выполняются условия $R_1 \ll \omega L_1$ и $G_1 \ll \omega C_1$. Такие линии практически допустимо рассматривать как линии без потерь.

2. Отражения волн напряжения и тока от конца линии. В однородной линии обратная волна напряжения или тока может возникнуть только в результате отражения прямой волны от конца линии. Для того чтобы найти соотношения между амплитудами прямой и отраженной волны, определим постоянные интегрирования \dot{A}_1 и \dot{A}_2 , воспользовавшись граничными условиями $\dot{I}_m = \dot{I}_m^*$ и $\dot{U}_m = \dot{U}_m^* = \dot{I}_m \dot{Z}_n$ (Z_n — сопротивление нагрузки) при $x = 0$. Обращаясь к уравнениям (79), получаем:

$$\begin{aligned}\dot{A}_1 &= \frac{1}{2} \dot{I}_m (\dot{Z}_n + \dot{Z}_l), \\ \dot{A}_2 &= \frac{1}{2} \dot{I}_m (\dot{Z}_n - \dot{Z}_l).\end{aligned}$$

При $x = 0$ амплитуда прямой волны напряжения $\dot{U}_{m \text{ пр}}^* = \dot{A}_1$, а амплитуда обратной волны $\dot{U}_{m \text{ обр}}^* = \dot{A}_2$. Отношение

$$p_u = \frac{\dot{U}_{m \text{ обр}}^*}{\dot{U}_{m \text{ пр}}^*} = \frac{\dot{A}_2}{\dot{A}_1} = \frac{\dot{Z}_n - \dot{Z}_l}{\dot{Z}_n + \dot{Z}_l} \quad (83)$$

носит название коэффициента отражения волны напряжения.

При $x = 0$ амплитуда прямой волны тока $\dot{I}_{m \text{ пр}}^* = \dot{A}_1 / \dot{Z}_l$, а амплитуда обратной волны тока $\dot{I}_{m \text{ обр}}^* = -\dot{A}_2 / \dot{Z}_l$. Отношение

$$p_i = \frac{\dot{I}_{m \text{ обр}}^*}{\dot{I}_{m \text{ пр}}^*} = \frac{-\dot{A}_2}{\dot{A}_1} = \frac{\dot{Z}_l - \dot{Z}_n}{\dot{Z}_l + \dot{Z}_n} \quad (84)$$

носит название коэффициента отражения волны тока.

Положим, что сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению линии. Тогда, очевидно,

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} p_u &= 0 \\ p_i &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

Следовательно, в этом случае в линии имеются только бегущие волны, распространяющиеся от источника э. д. с. к нагрузке, в которой они целиком поглощаются.

Линии часто используются для передачи энергии от генератора к полезной нагрузке (такие линии носят название фидеров). Очевидно, что в этом случае отсутствие отраженных волн весьма существенно, так как при этом потери энергии линии минимальны.

Положим, что линия разомкнута на конце, т. е. $Z_n = \infty$. Тогда

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} p_u &= 1 \\ p_i &= -1. \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

Следовательно, в разомкнутой линии имеются прямые и обратные волны напряжения и тока, причем отражение прямых волн от разомк-

нутого конца линии не сопровождается уменьшением величины их амплитуды. Далее, амплитуда напряжения в конце линии $U_m^* = U_{m\text{пр}}^* + U_{m\text{обр}}^*$ равна удвоенной амплитуде прямой волны напряжения, достигающей конца линии, а амплитуда тока $I_m^* = I_{m\text{пр}}^* - I_{m\text{обр}}^*$ равна нулю.

Прямые и обратные бегущие волны образуют в линии систему стоячих волн напряжения и тока. Мгновенные распределения величины тока в линии без потерь, разомкнутой на конце, и разности потенциалов между ее проводниками изображены на рис. 60 для четырех моментов времени.

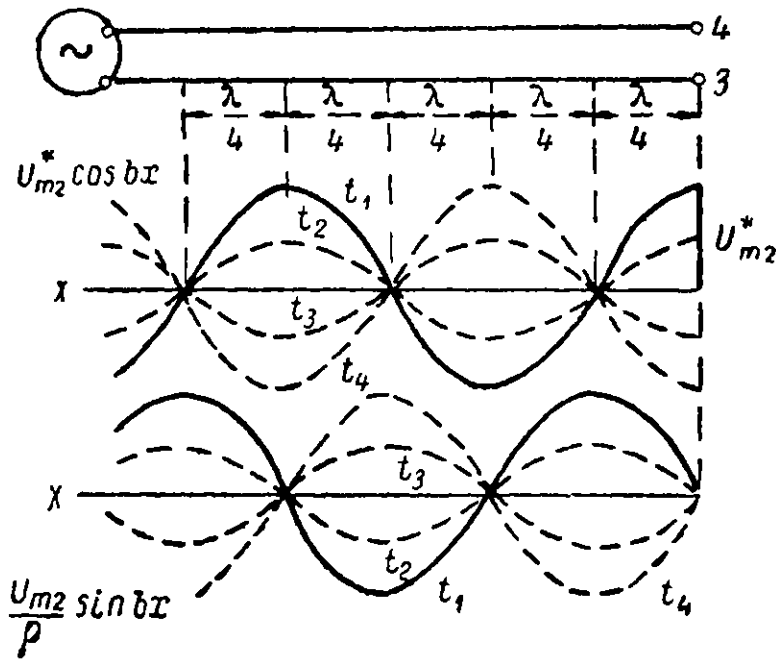


Рис. 60. Распределение в разные моменты времени тока и напряжения в длинной линии, разомкнутой на конце.

тор, питающий линию напряжением с меньшей амплитудой. Для этого следует лишь выбрать длину линии такой, чтобы генератор не оказался включенным в пучность напряжения. Отношение амплитуды напряжения на конце линии к амплитуде напряжения, возбуждающего электрические волны в линии, достигает максимального значения, если длина линии $l = \frac{2n-1}{4} \lambda$, т. е. если генератор включается в узел напряжения. Таким образом, линия, разомкнутая на конце, может рассматриваться как трансформатор напряжения.

Если линия короткозамкнута на конце, т. е. $Z_{\text{н}} = 0$, то

$$\text{и } \left. \begin{aligned} p_u &= -1, \\ p_i &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Следовательно, как и в разомкнутой линии, в этом случае в линии имеются прямые и обратные волны напряжения и тока, причем отражение происходит без потери амплитуд волн. Но в отличие от

потенциалов между ее проводниками изображены на рис. 60 для четырех моментов времени. Пучности напряжения и узлы тока соответствуют значениям координаты x , равным четному числу $\lambda/4$, где λ — длина бегущих в линии волн напряжения и тока. Соответственно, пучности тока и узлы напряжения отвечают значениями x , равным нечетному числу $\lambda/4$.

Обратим внимание на то, что для получения определенного значения амплитуды напряжения на конце разомкнутой линии может служить генера-

разомкнутой линии в короткозамкнутой линии фаза волны напряжения при отражении изменяется на π , а фаза волны тока не меняется. Следовательно, амплитуда напряжения на конце линии равна нулю, а амплитуда тока равна удвоенной амплитуде прямой волны тока, достигающей конца линии. Прямые и обратные волны в короткозамкнутой линии образуют систему стоячих волн, причем пучности напряжения и узлы тока соответствуют значениям координаты x , равным нечетному числу $\lambda/4$, а пучности тока и узлы напряжения — значениям x , равным четному числу $\lambda/4$ (рис. 61).

Во всех случаях, за исключением включения генератора, питающего линию, в пучность тока, амплитуда тока на конце короткозамкнутой линии больше, чем амплитуда тока, питающего линию. Отношение этих амплитуд достигает максимума, если длина линии $l = \frac{2n-1}{4}\lambda$, т. е. если генератор включается в узел тока. Таким образом, линия, короткозамкнутая на конце, может рассматриваться как трансформатор тока.

В общем случае, при нагрузке линии на комплексное сопротивление, не равное ее волновому сопротивлению, в линии имеются прямые и отраженные волны, причем отражение от конца линии происходит с потерей амплитуды волн напряжения и тока. Это соответствует частичному поглощению в нагрузке энергии, полученной линией от генератора, включенного в ее начале.

3. Входное сопротивление линии. Линия представляет собой некоторую нагрузку для источника э. д. с. (генератора сигналов), к клеммам которого она присоединена. В стационарном режиме при действии гармонической э. д. с. это сопротивление

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_{ml}}{\dot{I}_{ml}},$$

где \dot{U}_{ml} — амплитуда напряжения, действующего в начале линии (на расстоянии l от ее конца), а \dot{I}_{ml} — амплитуда тока, протекающего в начале линии. Величина $\dot{Z}_{\text{вх}}$ носит название входного сопротивления линии,

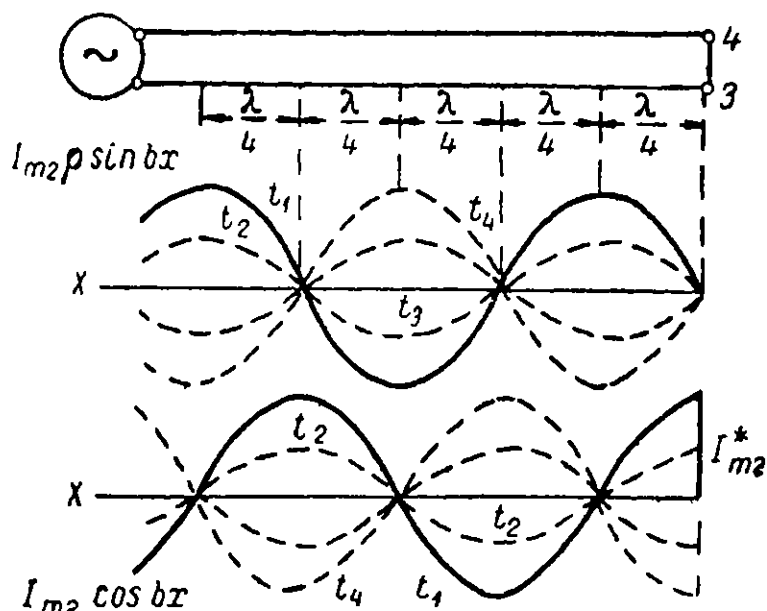


Рис. 61. Распределение в разные моменты времени тока и напряжения в линии, короткозамкнутой на конце.

Если линия нагружена на сопротивление, равное ее волновому сопротивлению, то $\dot{A}_2 = 0$ и на основании (79) имеем:

$$\dot{Z}_{вх} = \dot{Z}_л.$$

Следовательно, входное сопротивление линии, нагруженной на сопротивление, равное ее волновому сопротивлению, независимо от длины линии, равно $\dot{Z}_л$. В частности, если линия не имеет потерь, то

$$\dot{Z}_{вх} = \rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Для разомкнутой на конце линии имеем $\dot{A}_1 = \dot{A}_2$. Поэтому на основании (79) для линии без потерь получаем:

$$\dot{Z}_{вх} = -j\rho \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} l,$$

т. е. входное сопротивление линии зависит от ее длины. В интервале изменения величины l от 0 до $\frac{\lambda}{4}$, $\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} l > 0$. Поэтому входное сопротивление $\dot{Z}_{вх}$ имеет емкостный характер и изменяется по величине

от $-\infty$ до нуля. В интервале изменения величины l от $\frac{\lambda}{4}$ до $\frac{\lambda}{2}$, $\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} l < 0$, и $\dot{Z}_{вх}$ имеет индуктивный характер и возрастает по величине от нуля до ∞ (рис. 62). Далее, при $l > \frac{\lambda}{2}$ картина изменения $\dot{Z}_{вх}$ повторяется. При $l = n \frac{\lambda}{2}$ входное сопротивление линии совпадает с сопротивлением цепи, состоящей из параллельно соединенных индуктивности и емкости при резонансе, а при $l = \frac{2n-1}{4} \lambda$ — совпадает с сопротивлением цепи, состоящей из последовательно соединенных индуктивности и емкости при резонансе. Совершенно аналогично найдем, что для короткозамкнутой на конце линии

$$\dot{Z}_{вх} = j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l.$$

Из рассмотрения этого выражения видно, что короткозамкнутая линия, в зависимости от величины отношения l/λ , представляет собой либо емкость, либо индуктивность (рис. 63). При этом, если для некоторого значения l/λ входное сопротивление разомкнутой линии эквивалентно емкости, входное сопротивление короткозамкнутой линии эквивалентно индуктивности, и наоборот.

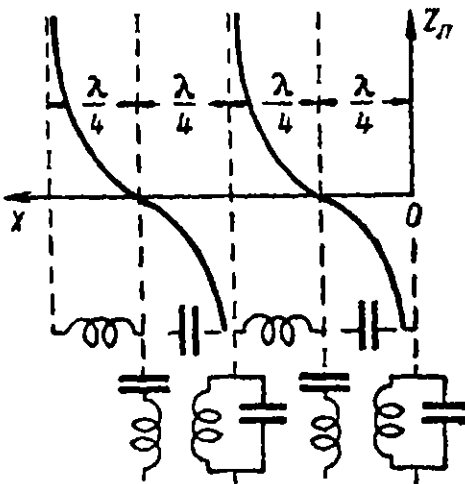


Рис. 62. Зависимость величины входного сопротивления линии, разомкнутой на конце, от ее длины.

В общем случае, при нагрузке линии на сопротивление, не равное ее волновому сопротивлению, входное сопротивление $\dot{Z}_{вх}$ имеет активную и реактивную компоненты. Значение этих компонент зависит от длины линии и, в частности, делается чисто активным и равным активной компоненте сопротивления нагрузки R_H при значении $l = \frac{n}{2} \lambda$ и равным $\frac{\rho^2}{R_H}$ при значениях $l = \frac{(2n-1)}{4} \lambda$.

Из изложенного следует, что любое сопротивление \dot{Z} можно заменить участком двухпроводной линии. Индуктивность может быть заменена короткозамкнутым на конце отрезком линии, имеющим длину, меньшую $\lambda/4$, а емкость — разомкнутым на конце отрезком линии, длиной меньше $\lambda/4$. Наконец, комплексное сопротивление заменяется отрезком линии, нагруженной на активное сопротивление.

На рис. 64 изображена эквивалентная замена индуктивности L_H и емкости C_H отрезками линий. Из рассмотрения этого рисунка видно, что включение на конце линии реактивного элемента эквивалентно ее удлинению. При этом распределения тока и напряжения в линии определяются приведенными выше соотношениями, но координату x следует отсчитывать от конца новой, удлиненной линии. Если, например, на конец разомкнутой линии, т. е. в пучность напряжения, включена емкость, то амплитуда напряжения на ее клеммах окажется меньшей, чем амплитуда в пучностях напряжения вдоль линии. Величина амплитуды U_{m0} равна амплитуде напряжения на расстоянии l_0 от конца разомкнутой линии (рис. 64).

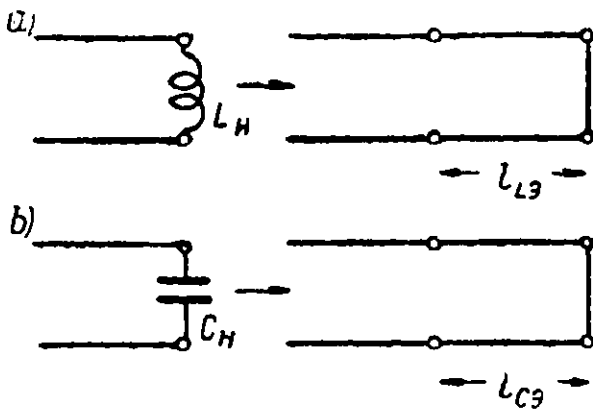


Рис. 64. Эквивалентная замена индуктивности и емкости отрезками короткозамкнутой и разомкнутой линий.

Возможна и обратная замена — короткозамкнутый отрезок линии длиной, меньшей $\lambda/4$, можно заменить индуктивностью, а разомкнутый — емкостью. Поэтому замкнутый с одной стороны участок линии длиной $\lambda/4$ может быть заменен параллельным соединением индуктивности L_3 и емкости C_3 . Это иллюстрирует рис. 65 — участок линии левее точек a и b заменен индуктивностью, а участок правее этих точек — емкостью. Разумеется, вместо точек a и b могут быть

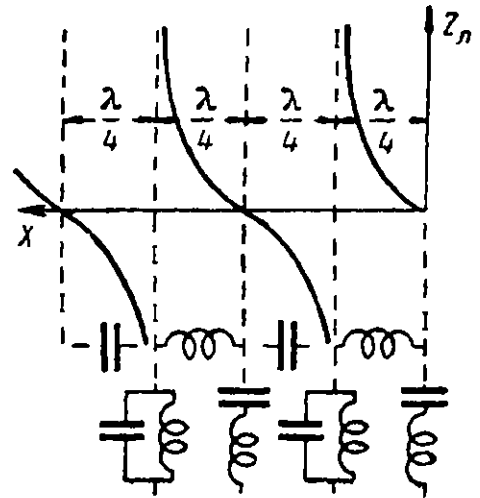


Рис. 63. Зависимость величины входного сопротивления короткозамкнутой линии от ее длины.

выбраны другие (например, a' и b'). Тогда получатся другие значения L_3 и C_3 , но во всех случаях резонансная частота контура останется одной и той же (равной $\omega_0 = \frac{\pi C}{2\sqrt{\epsilon\mu}l}$, где l — длина линии).

Замена любого элемента цепи отрезком линии с равным входным сопротивлением возможна только, если в цепи действует гармоническая э. д. с. Если же частота действующей э. д. с. меняется или в цепи действует сигнал, имеющий сложный спектр, то следует ли тот или иной элемент считать сосредоточенным, или представлять его как участок цепи с распределенными параметрами, зависит от соотношения между геометрическими размерами элемента и длинами волн (частотами) компонент спектра, действующего в цепи сигнала.

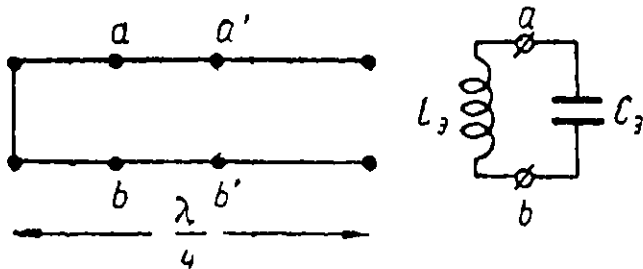


Рис. 65. Эквивалентная замена короткозамкнутой с одной стороны линии колебательным контуром.

Для пояснения этого обратимся, например, к устройству, состоящему из двух коаксиальных проводящих цилиндров, разделенных диэлектриком. Очевидно, что при действии на одном конце такого устройства э. д. с., его можно рассмотреть как линию, раз-

зомкнутую на другом конце. Если длина цилиндров меньше четверти длины волны наиболее высокочастотной компоненты спектра сигнала, то такая линия представляет собой емкость. Значение этой емкости остается постоянным, пока $\lambda \gg 4l$. Поэтому, включение рассматриваемого устройства в цепь эквивалентно включению емкости. Если же в спектре сигнала имеются компоненты, для которых $l > \frac{\lambda}{4}$, то,

в зависимости от соотношения между величинами l и λ , устройство из двух цилиндров будет представлять собой либо емкость, либо индуктивность. Следовательно, оно не может быть представлено в виде только сосредоточенной емкости или только сосредоточенной индуктивности для всех частот спектра и его следует рассматривать как цепь с распределенными параметрами.

Совершенно так же, элемент, который является сосредоточенной индуктивностью при низких частотах, превращается в цепь с распределенными параметрами, если в спектре сигнала имеются достаточно высокочастотные составляющие.

4. Нестационарные процессы в линиях. Если к началу линии, не имеющей потерь, в момент $t=0$ присоединяется источник постоянного напряжения U_0 , то, начиная с этого момента, в линии распространяются прямые волны напряжения и тока. За время Δt в линии накапливается заряд $\Delta q = C_1 U_0 v \Delta t$, где C_1 — емкость на единицу длины линии, а v — скорость распространения электрического возмущения.

Следовательно, сила тока, отдаваемого генератором,

$$I_0 = \frac{\Delta q}{\Delta t} = C_1 U_0 v,$$

а отдаваемая им мощность

$$P = I_0 U_0 = U_0^2 C_1 v.$$

Так как, с другой стороны, мощность, запасаемая в линии, может быть записана в виде

$$\left(\frac{C_1 U_0^2}{2} + \frac{L_1 I_0^2}{2} \right) v,$$

то, очевидно,

$$U_0^2 C_1 v = \left(\frac{C_1 U_0^2}{2} + \frac{L_1 I_0^2}{2} \right) v.$$

Отсюда

$$\frac{C_1 U_0^2}{2} = \frac{L_1 I_0^2}{2}.$$

Иначе говоря, в любой момент времени величина тока в начале линии определяется соотношением

$$I_0 = \frac{U_0}{\rho},$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ — волновое сопротивление линии. Таким образом, в первые моменты времени после присоединения к линии источника напряжения ее входное сопротивление равно волновому сопротивлению.

Положим для определенности, что линия разомкнута на конце, а внутреннее сопротивление источника э. д. с., присоединяемого в момент $t = 0$ к началу линии, равно ее волновому сопротивлению (рис. 66).

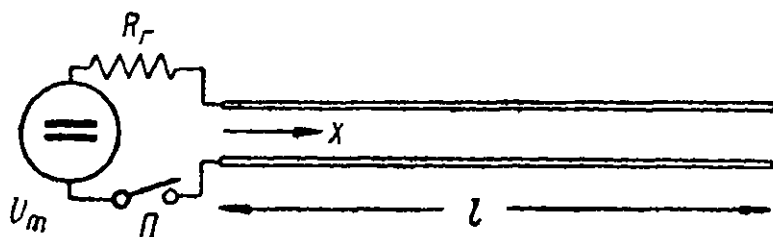


Рис. 66. Включение в линию постоянного напряжения.

После замыкания рубильника Π от начала линии к ее концу распространяется волна постоянного напряжения $\frac{U_0}{2}$ и волна постоянного тока $I_0 = \frac{U_0}{2\rho}$ (рис. 67a). Через промежуток времени $t_{пр} = \frac{l}{v}$ обе волны достигают конца линии. Так как на разомкнутом конце линии ток должен быть равен нулю в любой момент времени, то на конце линии должно произойти изменение величины тока от значения, равного I_0 , до нуля. Это соответствует тому, что на конце линии энергия магнитного поля целиком превращается в энергию электростати-

ческого поля. В результате этого появляются волны напряжения и тока, распространяющиеся к началу линии. Отраженная волна напряжения имеет такую же амплитуду и полярность, как прямая волна напряжения, а отраженная волна тока имеет полярность, обратную полярности прямой волны, и амплитуду, равную амплитуде последней (рис. 67b). Через промежуток времени, равный $t_{\text{др}} = \frac{l}{v}$, после того как прямая волна достигла конца линии, отраженная волна достигает ее начала, где включен генератор (рис. 67c). Так как внутреннее сопро-

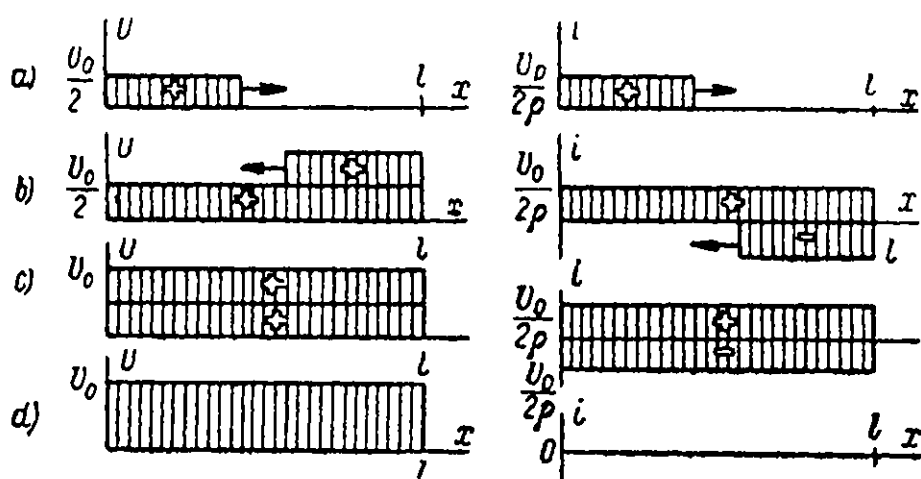


Рис. 67. Распределение напряжения и тока в разомкнутой на конце линии в разные моменты времени при включении на вход постоянного напряжения.

тивление последнего равно волновому сопротивлению линии, то отражений обратных волн от начала линии не будет и нестационарные процессы на этом заканчиваются. В результате вдоль всей линии устанавливается напряжение, равное U_0 , и ток, равный нулю.

Если после того как процессы в линии установились, в момент $t = t'$ э. д. с. генератора внезапно приобретает значение, равное нулю, то в линии вновь протекает нестационарный процесс. Его характер вполне подобен характеру рассмотренного процесса установления режима, так как изменение величины э. д. с. до нуля эквивалентно включению в начале линии в момент $t = t'$ дополнительного генератора последовательно с первым, дающего э. д. с. U_0 обратной полярности. Изменение при этом напряжения вдоль линии иллюстрирует рис. 68.

Картина нестационарных процессов в короткозамкнутой линии без потерь, присоединенной к генератору с внутренним сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии, совершенно аналогична рассмотренной, но при отражении от конца линии сохраняется полярность волн тока и изменяется на обратную полярность волны напряжения. В результате этого через время, равное $t = \frac{2l}{v}$, после включения на входе линии генератора постоянного напряжения по

всей длине линии устанавливается напряжение, равное нулю, и ток $I_0 = \frac{U_0}{\rho}$. Распределение напряжения и тока вдоль линии в разные моменты времени изображается графиками, отличающимися от приведенных на рис. 67 только тем, что везде вместо тока i следует написать напряжение u , и наоборот.

Если линия замкнута на сопротивление, равное её волновому сопротивлению, то отраженных волн напряжения и тока нет и нестационарные процессы сводятся к прохождению прямых волн напряжения и тока от генератора к нагрузке. При этом процессы установления не зависят от внутреннего сопротивления источника напряжения, включенного в начале линии.

В случае, если $R_H \neq \rho$ и $R_T \neq \rho$, процессы в линии практически полностью устанавливаются после нескольких прохождений прямых и обратных волн, причем последние претерпевают частичное отражение в начале линии. В стационарном режиме в такой линии на постоянное напряжение и ток вдоль линии накладываются волны, проходящие от конца линии к ее началу и обратно (блуждающие волны).

Наконец, если линия имеет потери, то фронт сигнала (скажем, фронт волны, соответствующей внезапному включению э. д. с. в начале линии) искажается. Это является следствием того, что для линии с потерями скорость распространения и затухание гармонических волн зависят от частоты. Поэтому имеют место частотные и фазовые искажения сигнала, проходящего от начала линии к ее концу. В общем случае исследование нестационарных процессов в линиях оказывается крайне сложным.

Б. Искусственные линии. В высокочастотной технике широко применяются „искусственные“ линии, представляющие собой цепочки, составленные из емкостей и индуктивностей, процессы в которых во многих отношениях подобны процессам в длинных линиях. Такие линии применяются, в частности, для изменения формы импульсов и для увеличения времени прохождения импульсов напряжения через то или иное устройство на определенный интервал времени. Последние носят название линий задержек. Преимущество искусственных линий по сравнению с линиями, выполненными в виде отрезков кабеля или системы воздушных проводов, заключается в их малых габаритах и относительно большом волновом сопротивлении (порядка несколь-

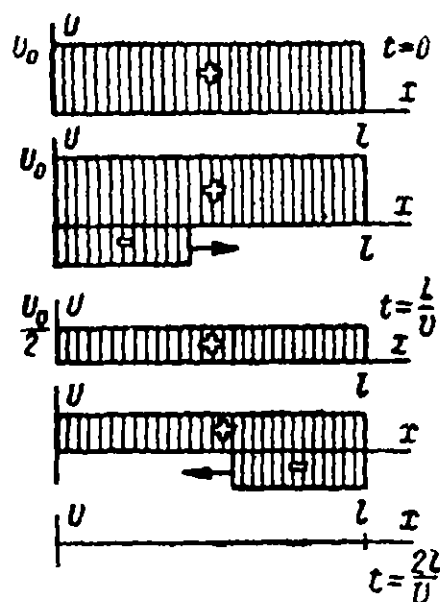


Рис. 68. Распределение напряжения в разомкнутой на конце линии в разные моменты времени при выключении постоянного напряжения, действовавшего на ее входе.

ких тысяч ом). Последнее часто бывает необходимо для включения линии в схему.

Примеры построения искусственных линий из отдельных секций, содержащих сосредоточенные индуктивности и емкости, показаны на рис. 69. Каждое звено состоит из последовательно включенной индуктивности L и параллельно включенной емкости C . В зависимости от того, сосредоточена ли индуктивность и емкость ячейки в одной или двух катушках самоиндукции и в одном или двух конденсаторах, различают ячейки типа T , Π и Γ (рис. 69). Линия, построенная из ячеек одного типа, отличается от линии, построенной из ячеек другого типа, только видом входа и выхода — вид промежуточных звеньев во всех случаях одинаков. Выбор того или иного типа ячеек определяется способом включения линии в схему.

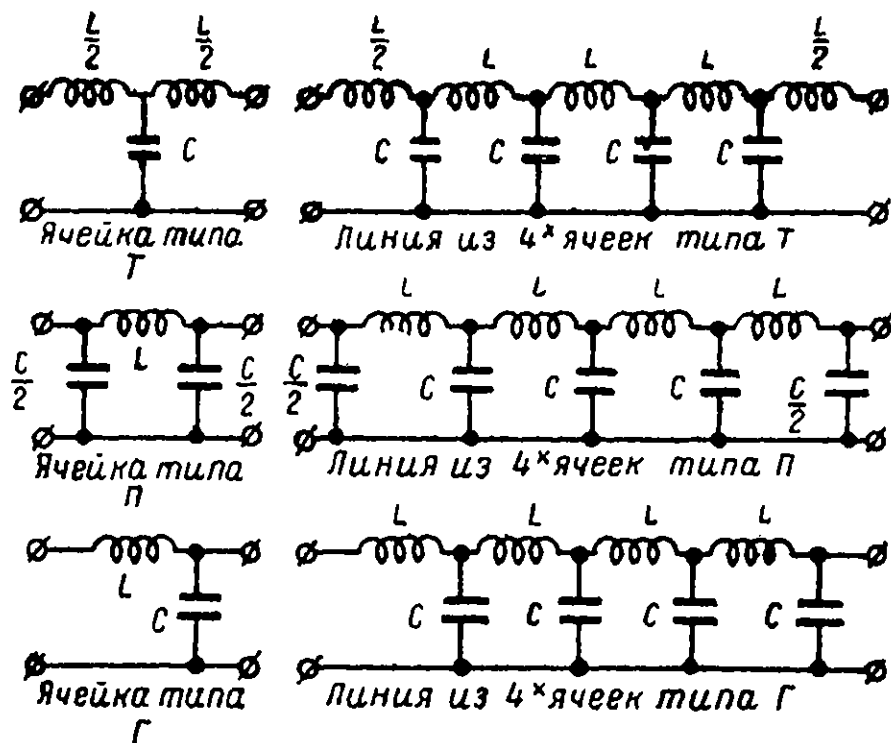


Рис. 69. Построение искусственной линии из ячеек разных типов.

Возможность построения искусственной линии из отдельных L, C -звеньев вытекает из того, что действительная линия может быть разбита на отдельные участки, и последние представлены в виде последовательного включения индуктивности и параллельного включения емкости (рис. 59). При этом, чем большим числом звеньев заменяется действительная линия, т. е. чем меньшему участку действительной линии соответствует каждое звено, тем ближе свойства искусственной линии к свойствам действительной линии.

Анализ процессов в искусственной линии показывает, что ее свойства приближаются к свойствам действительной линии, если частота гармонического напряжения, действующего на ее входе, не превышает значения

$$\omega = \omega_{кр} = \frac{2}{\sqrt{L_1 C_1}}. \quad (88)$$

При этом, если $\omega \ll \Omega_{кр}$, то время прохождения волны от начала искусственной линии, состоящей из N идентичных звеньев, до ее конца определяется соотношением

$$t_{пр} = N \sqrt{L_1 C_1} = \frac{2N}{\Omega_{кр}}, \quad (89)$$

а волновое сопротивление линии:

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}. \quad (90)$$

Если частота сигнала, оставаясь меньшей $\Omega_{кр}$, приближается к величине последней, то значения $t_{пр}$ и ρ оказываются функциями частоты ω . При $\omega > \Omega_{кр}$ линия практически вовсе не пропускает сигналов.

Из изложенного следует, что импульсный сигнал, действующий на входе искусственной линии, распространяется вдоль нее без изменения своей формы и достигает конца линии за время $t_{пр}$, определяемое соотношением (89), если все компоненты его укороченного спектра располагаются в области частот $\omega < \Omega_{кр}$. В противном случае, форма сигнала искажается, что связано с изменениями в высокочастотной части его спектра. Это искажение выражается, в частности, в замедлении скорости нарастания напряжения на конце линии по сравнению со скоростью нарастания напряжения в ее начале (см. § 4 настоящей главы). При мгновенном изменении величины напряжения на входе линии на величину U_m , начальная крутизна фронта нарастания напряжения на разомкнутом или замкнутом на волновое сопротивление конце линии определяется приближенным соотношением [1]:

$$S_\phi = \frac{du_2}{dt} = U_m \Omega_{кр}. \quad (91)$$

Поэтому, если в первом приближении считать, что величина напряжения на конце линии нарастает линейно, то длительность этого возрастания

$$t_\phi \approx \frac{1}{\Omega_{кр}}. \quad (92)$$

Из (89) и (92) следует, что

$$t_\phi \approx \frac{t_{пр}}{2N}. \quad (93)$$

Поэтому при заданном значении величины времени $t_{пр}$, значение времени t_ϕ тем меньше, чем большее число звеньев содержит линия.

Для иллюстрации приведенных соотношений рассмотрим простой численный пример. Положим, что линия задержки должна обладать следующими характеристиками: $t_{пр} = 2 \cdot 10^{-6}$ сек., $t_\phi = 0,2 \cdot 10^{-6}$ сек. и $\rho = 10^4$ ом. На основании соотношения (93) находим, что искусственная линия должна содержать $N = \frac{t_{пр}}{2t_\phi} = 5$ звеньев. Решая (89)

и (90) относительно L_1 и C_1 , получаем $L_1 = \frac{t_{пр}}{N} \rho$ и $C_1 = \left(\frac{t_{пр}}{N}\right) \frac{1}{\rho}$.

Подставляя сюда $N = 5$ и заданные значения $t_{пр}$ и ρ , находим параметры каждого звена: $L_1 = 4$ мкн и $C_1 = 40$ пф.

На рис. 70 изображена линия задержки, построенная из Π -звеньев, параметры которых выбраны в соответствии с результатами расчета. При действии на входе такой линии прямоугольного импульса напряжения (рис. 71а), напряжение на ее выходе, т. е. на клеммах сопротивления $R_H = \rho = 10^4$ ом, присоединенного к последней ячейке,

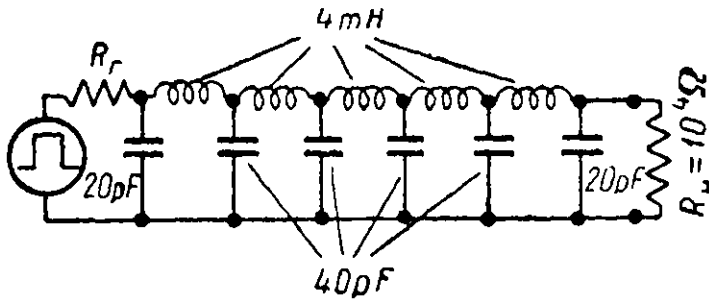


Рис. 70. Линия задержки, рассчитанная на время прохождения импульса, равное 2 мксек.

близко по форме к трапецевидному и сдвинуто по отношению к напряжению на входе на время $t_{\text{пр}} = 2$ мксек (рис. 71б). Представление импульса на выходе трапецевидным является весьма приближенным и обычно импульс имеет более сложную форму. Вследствие имеющих место в искусственной линии частичных

отражений волн, соответствующих некоторым компонентам спектра сигнала, у импульса имеется „хвост“ (рис. 71с).

При изготовлении искусственных линий обычно используются миниатюрные катушки самоиндукции с магнетитовыми или карбонильными сердечниками. Особое внимание приходится обращать на уменьшение потерь, т. е. на уменьшение активного сопротивления катушек и проводимости конденсаторов, так как в противном случае искажения сигналов, проходящих через искусственную линию, оказываются очень большими.

В последнее время все шире и шире применяются искусственные линии, изготовленные в виде намотанной на стержень из изолирующего материала спирали, покрытой сверху слоем изоляции и помещенной затем в проводящий чулок (рис. 72). Входом линии служит один конец спирали и отвод от проводящего чулка, а выходом — второй конец спирали и отвод от чулка. Для предохранения линии от механических деформаций поверх проводящего чулка помещается та или иная защита.

Индуктивность и емкость на единицу длины такой линии определяются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &\approx 10^{-8} n^2 D^2 \text{ гн/см} \\ C_1 &\approx 5 \cdot 10^{-8} \frac{\epsilon D}{d} \text{ ф/см} \end{aligned} \right\}, \quad (94)$$

где D — диаметр спирали, а d — толщина слоя изоляции, отделяющей спираль от проводящего чулка (в см), n — число витков спирали

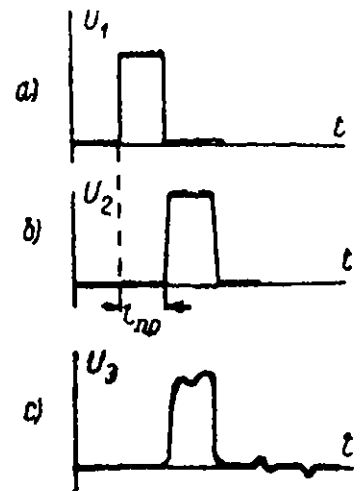


Рис. 71. Импульсы на выходе линии задержки.

на 1 см длины линии, а ϵ — диэлектрическая постоянная материала, изолирующего спираль от внешнего чулка. Время прохождения гармонического сигнала от начала линии до ее конца и величина волнового сопротивления линии определяются обычными соотношениями

$$t_{\text{пр}} = l \sqrt{L_1 C_1} \text{ и } \rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Приведенные соотношения справедливы только в том случае, если частота гармонического сигнала, действующего в начале линии, не слишком велика. В противном случае, значения L_1 и C_1 , а следовательно, и $t_{\text{пр}}$ и ρ оказываются функциями частоты. Поэтому импульсные сигналы, проходящие через спиральную искусственную линию, искажаются, причем характер искажений аналогичен характеру искажений при прохождении через искусственную линию в виде цепочки. Значение частоты $\omega = \Omega_{\text{пр}}$, ниже которой процессы в спиральной линии подобны процессам в действительной однородной длинной линии —

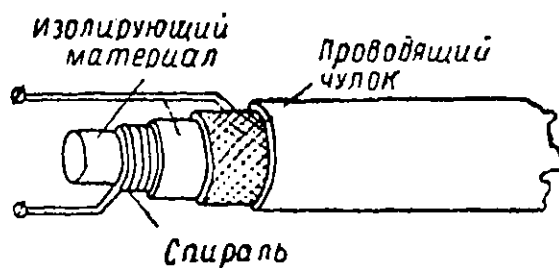


Рис. 72. Линия задержки в виде проволочной спирали.

функция диаметра спирали и расстояния от спирали до чулка. Поэтому искажения сигналов существенно зависят от размеров линии. Эта зависимость очень сложная и для расчета линии пользуются графиками [2] или подбирают размеры линии экспериментально.

В некоторых конструкциях спиральной линии применяется не сплошная намотка, и линия состоит из отдельных участков спирали, разделенных сравнительно большими промежутками. Иногда для увеличения распределенной емкости на поверхность трубки или стержня из изолирующего материала до намотки спирали помещают продольные тонкие медные пластинки, проходящие или вдоль всей спирали или вдоль ее отдельных участков. Наконец, имеются конструкции линий, в которых внутрь спирали помещается сердечник.

В настоящее время трудно указать лучшую конструкцию спиральной линии и установить простую связь между ее параметрами и геометрическими размерами для сложных конструкций. Описание разных конструкций спиральных искусственных линий можно найти в периодической литературе [3].

ГЛАВА II

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

§ 1. ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

Основные электрические свойства вакуумного диода определяются его вольтамперной характеристикой, т. е. зависимостью величины анодного тока i_a от величины разности потенциалов между катодом и анодом u_a . Обычно при рассмотрении процессов в электрических

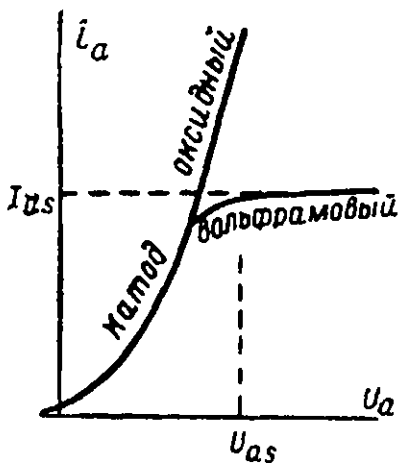


Рис. 73. Зависимость анодного тока диода от напряжения на аноде при оксидном и вольфрамовом катодах.

цепях имеют в виду техническое направление тока, т. е. считают, что ток через диод протекает от анода к катоду. Разность потенциалов между катодом и анодом большей частью отсчитывают от катода, потенциал которого условно считается нулевым.

Графически характеристики диодов с разными катодами изображаются кривыми, подобными приведенным на рис. 73.

Область тока насыщения ($i_a = \text{const} = I_{as}$), отвечающая потенциалу анода лампы, превосходящему некоторое значение U_{as} , соответствует тому, что все электроны, эмитированные катодом, увлекаются на анод, и объемный заряд около катода исчезает. Дальнейшее возрастание величины анодного тока возможно только при увеличении эмитирующей способности катода.

В лампах с оксидным катодом ток насыщения не достигается. Основная причина этого заключается в том, что слой оксида на поверхности катода обладает относительно большим сопротивлением и при протекании через него анодного тока лампы сильно нагревается. Это приводит к тому, что по мере увеличения напряжения u_a и, следовательно, возрастания тока i_a растет эмиссионная способность катода. При значениях анодного тока, превышающих некоторую критическую величину, оксидный катод перегревается и разрушается.

Таким образом, максимальное значение тока в анодной цепи лампы с вольфрамовым катодом определяется величиной тока насыщения

(при неизменной температуре катода), а в лампах с оксидным катодом — величиной предельно допустимого тока, при котором катод не разрушается.

Вольфрамовые катоды могут работать как с недокалом, так и с известным перекалом без каких-либо необратимых процессов. Существенным недостатком вольфрамовых катодов с технической точки зрения является их малая экономичность. Большой экономичностью обладают карбидированные катоды, представляющие собой вольфрамовое основание, поверхность которого превращена в карбид вольфрама, а затем на нее нанесен мономолекулярный слой тория. Карбидированные катоды легко теряют эмиссию при их перекале.

Наиболее широкое распространение получили оксидные катоды, представляющие собой металлическую основу (чаще всего никель с примесью кремния), покрытую оксидами бария, стронция и кальция. Такие катоды имеют большую удельную эмиссию и гораздо экономичнее, чем вольфрамовые или карбидированные катоды.

При работе как при более низкой, так и более высокой температуре, чем нормальная, в оксидных и бариевых катодах происходят необратимые процессы, ведущие к их порче.

Оксидные катоды могут быть двух типов — прямого накала и подогревные. В последних ток, нагревающий катод, протекает через специальный подогреватель, электрически не соединенный с металлической подложкой, на которую нанесен оксид. Такие катоды удобны при построении многоламповых схем, так как при одном общем для всех ламп источнике питания их катоды электрически не соединены друг с другом.

Подогревные катоды обладают большой тепловой инерцией. Это позволяет питать их техническим переменным током. Катоды прямого накала можно питать техническим переменным током только если для работы устройства несущественны небольшие колебания величины анодного тока лампы с частотой 100 гц.

Величина допустимого анодного напряжения диода ограничивается не только допустимой величиной тока эмиссии (для оксидных катодов), но также нагреванием анода лампы вследствие электронной бомбардировки его поверхности. Величина мощности, рассеяние которой допускается на аноде лампы, или величина максимального допустимого анодного тока обычно приводятся в справочниках.

При использовании диодов в схемах выпрямителей существенную роль играет величина „обратного“ напряжения. Так называется напряжение, приложенное между анодом и катодом лампы таким образом, что потенциал катода оказывается более высоким, чем потенциал анода. При этом через лампу не протекает ток, но возможен пробой между ее анодом и катодом. Величина допустимого обратного напряжения обычно указывается в справочниках.

Во многих случаях, с точностью, достаточной для практических расчетов, характеристика диода может быть заменена отрезками пря-

мых (рис. 74). При этом для диода с вольфрамовым катодом она задается крутизной наклонной части и током насыщения, а для диода с оксидным катодом — крутизной и максимально допустимым анодным током.

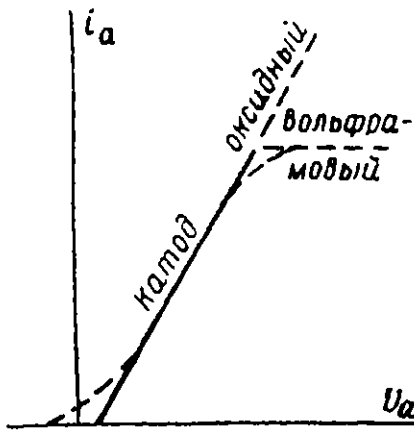


Рис. 74. Представление действительной характеристики диода отрезками прямых.

Крутизна характеристики диода

$$S = \frac{di_a}{du_a} \quad (95)$$

имеет размерность проводимости, и величина, обратная ей,

$$R_i = \frac{1}{S} = \frac{du_a}{di_a} \quad (96)$$

носит название внутреннего сопротивления диода.

Вообще говоря, значение крутизны характеристики диода или его внутреннего сопротивления — функция величины анодного напряжения. При замене действительной характеристики лампы отрезками прямых значения S и R_i остаются постоянными в известной области изменения величины напряжения u_a .

Диоды широко применяются для преобразования формы сигналов. В частности, они используются в схемах питания установок для выпрямления технического переменного тока. Диоды, предназначенные для работы в качестве выпрямителей, носят название кенотронов.

Простая схема кенотронного выпрямителя приведена на рис. 75. Через сопротивление нагрузки (R_n на рис. 75) протекает ток только в течение тех полупериодов переменного напряжения, действующего на входе, когда потенциал анода лампы положителен. Напряжение на клеммах нагрузки оказывается пульсирующим — постоянным по полярности и переменным по своей величине. Обычно в схемах выпрямителей предусматриваются устройства для сглаживания пульсаций (фильтры). Примеры применения диодов в специальных схемах будут приведены ниже.

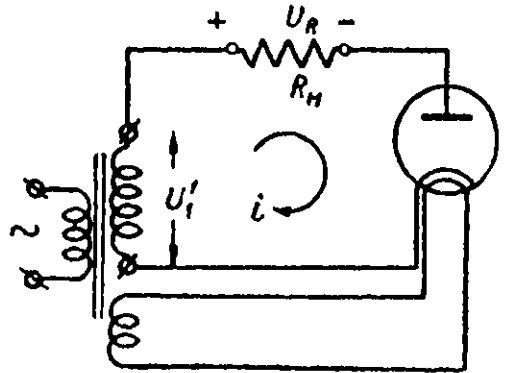


Рис. 75. Принципиальная схема выпрямителя.

§ 2. ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

1. Статические характеристики триодов. Вакуумный триод отличается от диода введением третьего электрода — „сетки“, расположенной между анодом и катодом, вблизи от последнего.

Анодный ток вакуумного триода при постоянной температуре его катода — функция потенциалов анода и сетки:

$$i_a = F_1(u_a, u_g).$$

Для описания работы лампы удобно рассматривать зависимость величины ее анодного тока от потенциала сетки при постоянном напряжении на аноде:

$$i_a = f_1(u_g)_{u_a = \text{const}}, \quad (97)$$

и зависимость величины анодного тока от потенциала анода при постоянном напряжении на сетке:

$$i_a = f_2(u_a)_{u_g = \text{const}}. \quad (98)$$

Эти зависимости дают два семейства характеристик, причем первое, описываемое выражением (97), носит название семейства статических сеточных характеристик лампы, а второе, описываемое выражением (98), — семейства статических анодных характеристик лампы.

Типичные графики семейств статических сеточных и анодных характеристик триода приведены на рис. 76 и 77 (они соответствуют лампе 6С4Б). Не представляет труда убедиться, что, располагая одним семейством характеристик, легко построить второе семейство.

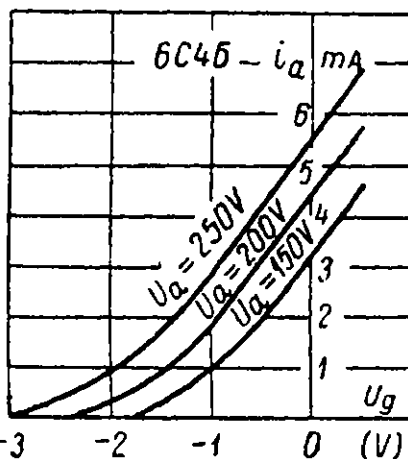


Рис. 76. Семейство статических сеточных характеристик триода.

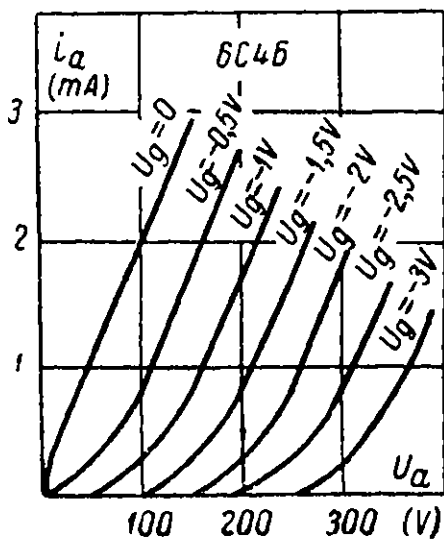


Рис. 77. Семейство статических анодных характеристик триода.

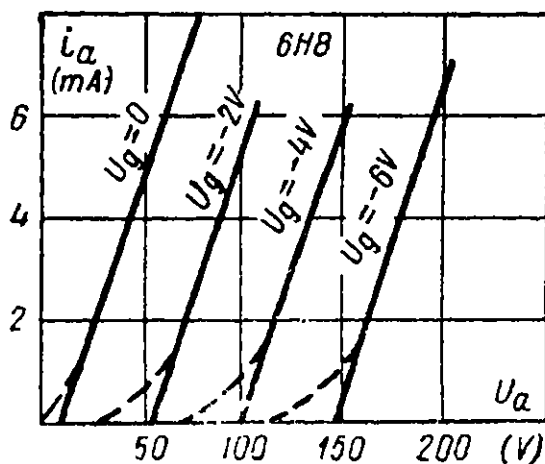


Рис. 78. Представление действительных статических анодных характеристик триода отрезками прямых.

Аналитическое выражение характеристик триода оказывается весьма сложным. Для решения некоторых задач характеристики аппроксимируются полиномами. Часто можно ограничиться представлением характеристик отрезками прямых (рис. 78).

Если потенциал сетки триода таков, что при положительном потенциале его анода в анодной цепи не протекает ток, триод носит название запертого. Потенциал сетки, соответствующий переходу от открытой к запертой лампе, носит название потенциала ее запираения.

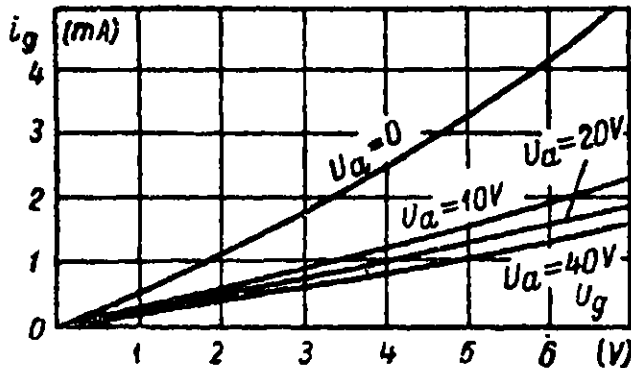


Рис. 79. Статические сеточные характеристики сеточного тока триода.

При значительном положительном потенциале сетка может отвлекать на себя столь большую долю тока эмиссии катода, что дальнейшее увеличение значения напряжения u_g сопровождается не возрастанием, а уменьшением величины анодного тока лампы. Значение напряжения u_g , соответствующее уменьшению величины тока i_g , зависит от типа лампы и тем выше, чем больше напряжение на ее аноде.

Лампы, у которых значительная часть приблизительно линейных участков анодных характеристик, соответствующих нормальным анодным напряжениям, расположены в области значений $u_g < 0$, носят название левых ламп. Если же основные части приблизительно линейных участков характеристик $i_a = f(u_a)$ располагаются в области $u_g > 0$, то лампа носит название правой.

Часть электронов, эмитированных катодом, попадает на сетку лампы. Величина сеточного тока i_g , так же, как и величина анодного тока, зависит от потенциалов анода и сетки лампы: $i_g = F(u_a, u_g)$. На рис. 79 и 80 приведены семейства статических характеристик сеточного тока триода. Характеристики $i_g = f(u_g)_{u_a = \text{const}}$ могут быть приближенно аппроксимированы отрезками прямых.

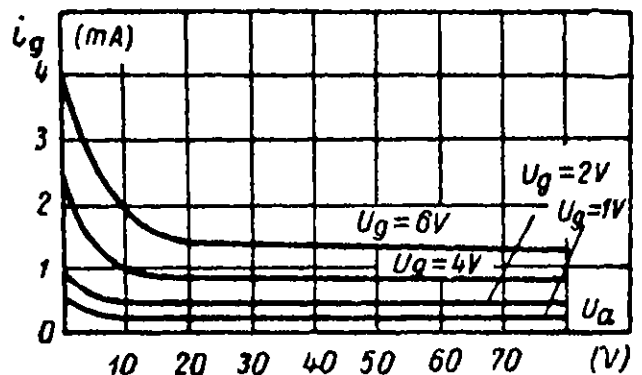


Рис. 80. Статические анодные характеристики сеточного тока триода.

2. Параметры характеристик триодов. Изменение величины анодного тока лампы вблизи его некоторого значения $i_a = I_{a0}$, соответствующего потенциалам электродов $u_a = U_{a0}$ и $u_g = U_{g0}$, при варьировании этих потенциалов найдется как полный дифференциал функции $F_1(u_a, u_g)$:

$$dI_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial u_g} \right)_{u_a = U_{a0}} du_g + \left(\frac{\partial I_a}{\partial u_a} \right)_{u_g = U_{g0}} du_a.$$

Частная производная

$$\left(\frac{\partial I_a}{\partial u_g} \right)_{u_a = U_{a0}} = S \quad (99)$$

определяет наклон характеристики $i_a = f_1(u_g)_{u_a = U_{a0}}$ возле точки $i_a = I_{a0}$ и носит название крутизны сеточной характеристики лампы (она обычно измеряется в миллиамперах на вольт).

Частная производная

$$\left(\frac{\partial i_a}{\partial u_a}\right)_{u_g = U_{g0}} = Y_i$$

определяет наклон характеристики $i_a = f_2(u_a)_{u_g = U_{g0}}$ возле точки $i_a = I_0$ и имеет смысл дифференциальной проводимости лампы. Обычно пользуются величиной, обратной Y_i , которая носит название внутреннего сопротивления лампы:

$$R_i = \frac{1}{Y_i} = \left(\frac{\partial u_a}{\partial i_a}\right)_{u_g = \text{const}}. \quad (100)$$

Принимая во внимание (99) и (100), выражение для изменения величины анодного тока лампы можно записать в виде

$$di_a = \frac{1}{R_i} (SR_i du_g + du_a). \quad (101)$$

Из последнего соотношения видно, что приращение сеточного напряжения вызывает в SR_i раз большее изменение величины анодного тока лампы, чем равное приращение анодного напряжения. Величина

$$SR_i = \mu \quad (102)$$

носит название статического коэффициента усиления лампы. Практически для всех ламп, за исключением весьма специальных [например, электрометрических (см. гл. VII)], $\mu \gg 1$.

Иногда пользуются проницаемостью лампы — величиной, обратной статическому коэффициенту усиления:

$$D = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{SR_i}. \quad (103)$$

Эта величина показывает, во сколько раз изменение анодного тока лампы при приращении анодного напряжения меньше изменения тока при равном по величине приращении сеточного напряжения.

Коэффициенты S , R_i и μ (или D) носят название параметров характеристик лампы. Очевидно, что только два из них являются независимыми. Вследствие нелинейности характеристик лампы ее крутизна и внутреннее сопротивление — функции потенциалов анода и сетки. Величина статического коэффициента усиления лампы изменяется сравнительно мало, пока триод открыт.

Если при анализе электрических процессов в схеме, содержащей триод, допустимо заменить характеристики последнего отрезками

прямых (рис. 78), то уравнение (101) может быть переписано в виде

$$i_a = \frac{1}{R_i} (SR_i u_g + u_a) = \frac{u_{упр}}{R_i}. \quad (104)$$

Напряжение $u_{упр}$ носит название управляющего напряжения лампы.

Из этого выражения, в частности, видно, что потенциал запирающего триода определяется приближенным соотношением

$$u_{зап} \approx - \frac{U_a}{\mu}. \quad (105)$$

Параметры лампы, приводимые в справочниках, соответствуют приблизительно прямолинейным участкам характеристик. Значения R_i , S и μ , соответствующие выбранному режиму работы лампы, легко найти, пользуясь семейством снятых экспериментально характеристик.

Подчеркнем, что внутреннее сопротивление триода представляет собой дифференциальное сопротивление лампы. Оно имеет смысл только при рассмотрении процессов, протекающих в схеме, содержащей лампу, при малых изменениях величины напряжения на ее аноде. Для постоянного напряжения, действующего в анодной цепи триода, интервал анод — катод последнего представляет собой сопротивление R_p , вообще говоря, не равное сопротивлению R_i . Действительно, если, напри-

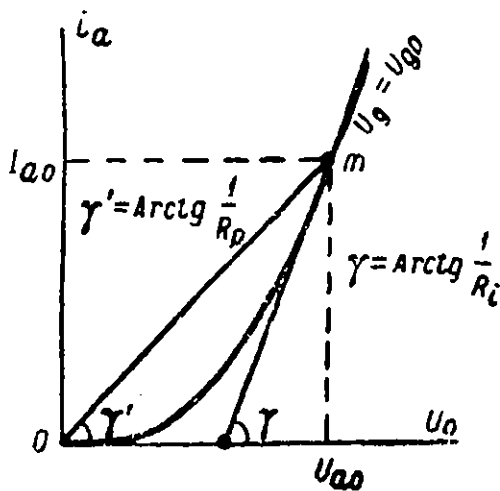


Рис. 81. Определение внутреннего сопротивления триода и сопротивления постоянному току.

мер, анодное напряжение триода U_{a0} (рис. 81) и в анодной цепи при этом протекает ток I_{a0} , то сопротивление интервала анод — катод лампы характеризуется котангенсом угла наклона прямой Om (угол γ' на рис. 81). Дифференциальное же сопротивление триода в этом режиме определяется котангенсом угла наклона касательной, проведенной к его характеристике в точке I_{a0}, U_{a0} (угол γ на рис. 81). Так же как и величина R_i , величина сопротивления R_p — функция потенциалов анода и сетки лампы.

3. Динамические характеристики триодов. При работе электронной лампы в схеме в ее анодную цепь чаще всего включается некоторая „нагрузка“ Z_a , а к сетке подводится переменное напряжение (рис. 82). Здесь для простоты будем полагать, что в анодную цепь лампы включено активное сопротивление R_a .

Если мгновенное значение переменного напряжения, действующего в цепи сетки, равно нулю, то потенциал сетки $u_g = U_{g0} \approx E_g$ (этот потенциал носит название сеточного смещения). При этом в анодной

цепи протекает некоторый ток $i_a = I_{a0}$ (начальный анодный ток), а напряжение на аноде лампы (начальное анодное напряжение):

$$u_a = U_{a0} = E_{aB} - I_{a0} R_a. \quad (106)$$

Появление на входе схемы (точки 1 и 2 на рис. 82), например, положительного напряжения u_1 вызывает повышение анодного тока лампы и снижение анодного напряжения вследствие увеличения падения напряжения на сопротивлении нагрузки (сопротивлением батареи пренебрегаем). Совершенно аналогично при действии на входе напряжения $u_1 < 0$ режим работы лампы изменяется таким образом, что ее анодное напряжение увеличивается.

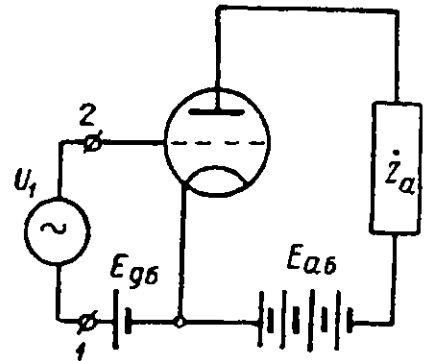


Рис. 82. Принципиальная схема усилителя на триоде.

При любом режиме работы лампы в плоскости ее анодных или сеточных характеристик можно указать точку, соответствующую данному режиму. Эта точка носит название рабочей точки. Если напряжение на сетке лампы с течением времени изменяется в пределах от $U_{g0} + u_1'$ до $U_{g0} - u_2''$, то рабочая точка перемещается по некоторой линии. Эта линия носит название динамической характеристики. В случае чисто активной нагрузки лампы и перемещения рабочей точки в пределах, где параметры лампы приблизительно постоянны, динамическая характеристика представляет собой прямую. Действительно, замечая, что

$$du_a = -R_a di_a, \quad (107)$$

на основании выражения (101), напишем:

$$di_a = \mu \frac{du_g}{R_i + R_a}. \quad (108)$$

Следовательно,

$$i_a = \frac{\mu}{R_a + R_i} u_g + \text{const.}$$

Тангенс угла наклона динамической прямой меньше крутизны статических характеристик лампы и изменяется в пределах от нуля при $R_a \rightarrow \infty$ до S при $R_a = 0$ (рис. 83).

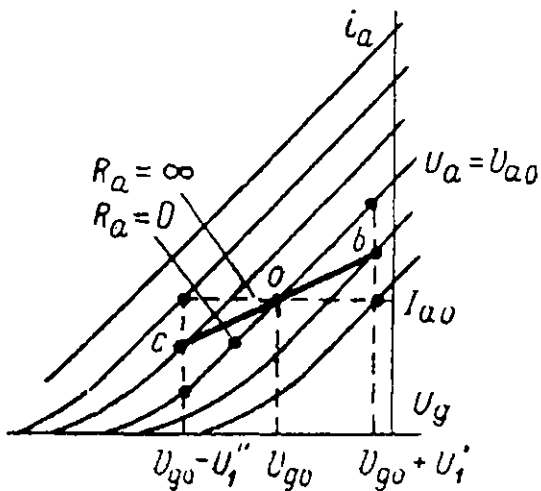


Рис. 83. Динамическая характеристика триода в осях i_a, u_g .

Не представляет труда убедиться, что в координатах i_a, u_a уравнение динамической характеристики для лампы с чисто активной нагрузкой

$$i_a = -\frac{u_a}{R_a} + \text{const} \quad (109)$$

(попрежнему полагаем, что рабочая точка перемещается в области, где параметры лампы можно считать постоянными). Следовательно, в этих координатах динамическая характеристика представляет собой прямую, тангенс угла наклона которой меняется в пределах от $-\infty$ при $R_a = 0$ до нуля при $R_a \rightarrow \infty$ (рис. 84).

При комплексной анодной нагрузке динамическая характеристика изображается в виде более или менее сложной петли. Ее вид зависит от параметров нагрузки, частоты сигналов, действующих в цепи сетки, и границ области, в пределах которой перемещается рабочая точка. В частном случае это может быть эллипс.

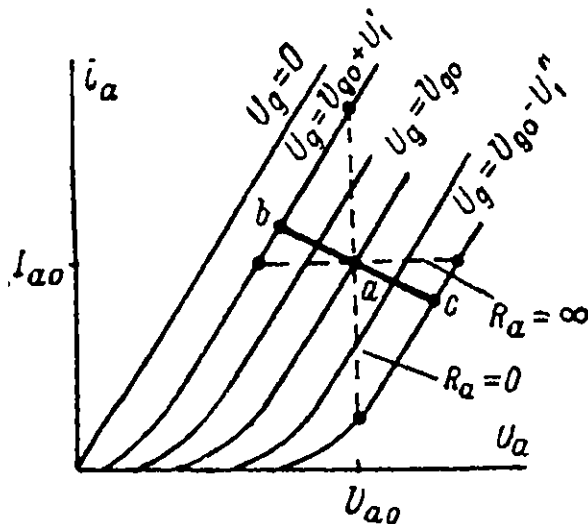


Рис. 84. Динамическая характеристика триода в осях i_a , u_a .

4. Применение триодов для усиления электрических сигналов. Возможность усиления электрических сигналов с помощью лампы, имеющей управляющую сетку, вытекает из написанных выше соотношений. Действительно, комбинируя (107) и (108), получаем:

$$du_a = -\mu \frac{R_a}{R_i + R_a} du_g. \quad (110)$$

Отношение изменения анодного напряжения лампы к вызвавшему его изменению сеточного напряжения носит название коэффициента усиления напряжения:

$$k = \frac{du_a}{du_g}. \quad (111)$$

Для схемы, содержащей лампу с включенным в ее анодную цепь активным сопротивлением, имеем:

$$k = -\mu \frac{R_a}{R_i + R_a}. \quad (112)$$

Знак минус, стоящий в этом выражении, соответствует тому, что увеличение потенциала сетки вызывает уменьшение потенциала анода лампы. Если $\frac{R_i + R_a}{R_a} < \mu$, то изменение величины сеточного напряжения сопровождается большим по абсолютной величине изменением напряжения на аноде лампы.

Написанные соотношения могут быть распространены на случай изменений потенциалов электродов лампы на конечные величины, если в пределах этих изменений можно считать значения параметров

μ и R_i лампы постоянными. В частности, если при этом в цепи сетки действует гармоническое напряжение, то

$$k = \frac{\dot{U}_{ma}}{\dot{U}_{mg}} = -\mu \frac{R_a}{R_i + R_a}. \quad (113)$$

Знак минус указывает на то, что при включении в анодную цепь лампы чисто активного сопротивления напряжение на аноде находится в противофазе с напряжением на сетке.

Выход рабочей точки за пределы линейных участков характеристик лампы сопровождается значительными искажениями формы усиливаемых сигналов, так как равные малые приращения сеточного напряжения вызывают различные по величине изменения анодного напряжения. В результате действие, например, гармонического напряжения в цепи сетки приводит к появлению переменного анодного напряжения сложного спектрального состава. Эти искажения носят название нелинейных.

В общем случае, при комплексной нагрузке в анодной цепи лампы:

$$\dot{k} = -\mu \frac{\dot{Z}_a}{R_i + \dot{Z}_a}. \quad (114)$$

Комплексность коэффициента усиления свидетельствует о том, что усиление сигналов сопровождается их частотными и фазовыми искажениями.

Схема, изображенная на рис. 82, может рассматриваться не только как усилитель напряжения, но и как усилитель тока. При действии напряжения на входе схемы в сеточной цепи лампы всегда протекает некоторый (обычно весьма малый по сравнению с анодным) ток i_1 . Отношение

$$\frac{di_a}{di_1} = k_i \quad (115)$$

будем называть коэффициентом усиления тока.

Пользуясь выражением (108), получаем для случая активной нагрузки лампы:

$$k_i = \mu \frac{R_{gк}}{R_i + R_a}, \quad (116)$$

где $R_{gк}$ — величина сопротивления между входными клеммами схемы (точки 1 и 2 на рис. 82). При $\frac{R_i + R_a}{R_{gк}} < \mu$ величина di_a превосходит величину di_1 и значение коэффициента k_i оказывается большим единицы.

В ряде случаев нагрузкой усилителя является устройство, потребляющее значительную мощность при своей работе, а усилитель должен дать возможность управлять его действием с помощью сигнала.

лов малой мощности. Для характеристики таких усилителей можно ввести коэффициент усиления мощности

$$k_M = \frac{P_2}{P_1}, \quad (117)$$

где P_2 — полезная мощность, выделяющаяся в нагрузке, а P_1 — мощность, расходуемая источником сигналов, присоединенным ко входу схемы. В простейшем случае, при включении в анодную цепь лампы активного сопротивления и действия на ее входе гармонического сигнала, $P_1 = R_{гк} \frac{I_{m1}^2}{2}$, а мощность, выделяющаяся при этом в анодной цепи при протекании переменного тока через нагрузку, $P_2 = R_a \frac{I_{ma}^2}{2}$. Поэтому

$$k_M = \mu^2 \frac{R_{гк} R_a}{(R_{гк} + R_a)^2}. \quad (118)$$

Простейшая схема усилителя, изображенная на рис. 82, рассматривалась здесь и как усилитель напряжения, и как усилитель тока, и, наконец, как усилитель мощности. Это свидетельствует о том, что между этими типами усилителей нет принципиальной разницы. Они отличаются выбором параметров схемы. Кроме того, для усилителей каждого типа рационально применять специальные лампы, отличающиеся определенным значением их параметров (см. гл. III и IV).

5. Применение электронных ламп для генерирования электрических сигналов. Электронные лампы, содержащие управляющую сетку, широко применяются для генерирования электрических сигналов.

Как правило, всякое периодическое устройство, работающее как усилитель и возбуждающее за счет расхода энергии источников питания мощность, большую чем нужно для управления его работой, можно сделать автоматическим, т. е. превратить в автоколебательную систему. Для этого достаточно часть энергии, получаемой на выходе, использовать для управления работой устройства.

Пусть, например, сначала к сетке лампы, в анодную цепь которой включена нагрузка Z_a (рис. 85), от

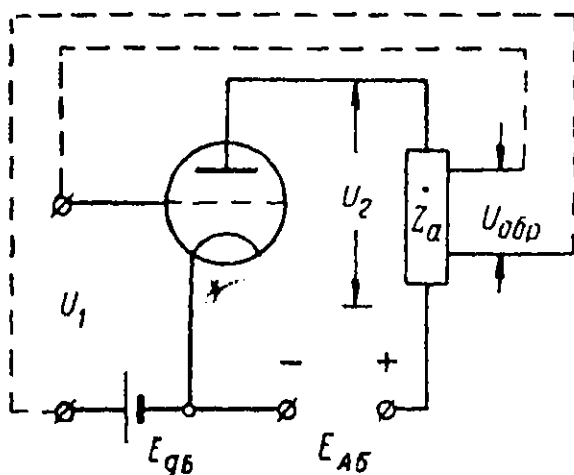


Рис. 85. Обратная передача части напряжения с выхода усилителя на его вход.

постороннего источника подводится гармоническое напряжение u_1 с амплитудой \dot{U}_{m1} . В результате этого на нагрузке лампы появляется напряжение u_2 с амплитудой $\dot{U}_{m2} = k \dot{U}_{m1}$. Если теперь соответствующим выбором элементов схемы выделить из напряжения u_2 часть $u_{обр}$,

в точности равную по амплитуде и фазе напряжению u_1 , подвести его к сетке лампы и убрать напряжение от внешнего источника, то напряжение на нагрузке сохранит свою величину (полагаем, что подключение входа схемы к нагрузке лампы практически не меняет величины последней).

Следовательно, в анодной цепи лампы такой схемы будет выделяться некоторая колебательная мощность без внешнего управления потенциалом сетки. Часть этой колебательной мощности тем или иным способом может быть передана другому устройству.

Цепь, служащая для передачи части напряжения (по существу — части энергии) с выхода схемы на ее вход, носит название цепи обратной связи, а величину

$$\beta = \frac{\dot{U}_{m \text{ обр}}}{\dot{U}_{m_2}} \quad (119)$$

называют коэффициентом обратной связи.

Условие, необходимое для существования автоколебаний в схеме, $\dot{U}_{m \text{ обр}} = \dot{U}_{m_1}$, может быть записано в виде

$$k\beta = 1. \quad (120)$$

Это соотношение представляет собой общую формулу самовозбуждения и можно показать, что оно справедливо не только для электрических систем.

Подставляя в (120) выражение для k из (114), получим частную формулу самовозбуждения

$$\beta = D + \frac{1}{S\dot{Z}_a}. \quad (121)$$

Выражения (120) и (121), по существу, являются формальными критериями возможности перехода схемы в автоколебательный режим. В частности, совершенно неясно, будут ли колебания устойчивыми, нужно ли для их возникновения в схеме какое-либо внешнее воздействие и т. д. Ответы на эти вопросы могут быть получены только в результате более детального рассмотрения электрических процессов в схемах ламповых генераторов.

§ 3. ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТРЕХЭЛЕКТРОДНОЙ ЛАМПЫ

При действии напряжения в сеточной цепи лампы протекает ток. Отношение величины этого тока к величине действующего в сеточной цепи напряжения носит название входной проводимости электронной лампы. В случае действия в цепи сетки гармонического напряжения входная проводимость определяется как отношение амплитуды тока, протекающего в цепи сетки \dot{I}_{m1} , к амплитуде действующего напряжения \dot{U}_{m1} :

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{\dot{I}_{m1}}{\dot{U}_{m1}}.$$

Входная проводимость лампы складывается из нескольких частей.

Если потенциал сетки таков, что сеточный ток не равен нулю, то интервал сетка — катод лампы представляет собой активное сопротивление, величина которого определяется наклоном характеристики сеточного тока $i_g = f(u_g)$ (рис. 79). Для большинства триодов это сопротивление порядка нескольких тысяч ом. Во многих случаях лампы работают практически без сеточных токов. Тогда эту компоненту входной проводимости можно считать равной нулю.

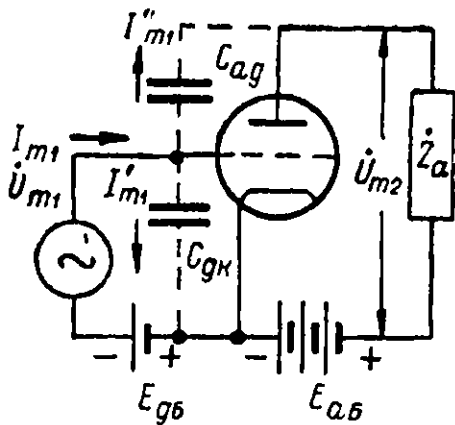


Рис. 86. Протекание тока через междуэлектродные емкости лампы.

Далее, входная проводимость может быть обусловлена утечками между вводами электродов лампы. У обычных усилительных ламп сопротивление утечек — порядка $10^8 - 10^9$ ом или выше и оно принимается в расчет лишь при использовании лампы для специальных измерительных целей.¹

Наконец, при действии на входе схемы переменного напряжения, ток в цепи сетки лампы обусловлен наличием емкости между ее сеткой и катодом, с одной стороны, и сеткой и анодом — с другой (соответственно, $C_{гк}$ и $C_{аг}$ рис. 86).

Если амплитуда напряжения, действующего между сеткой и катодом лампы, равна \dot{U}_{m1} , то через емкость $C_{гк}$ протекает ток амплитудой $\dot{i}'_{m1} = \dot{U}_{m1} j\omega C_{гк}$. При вычислении амплитуды тока, протекающего через емкость $C_{аг}$, надо иметь в виду, что между сеткой и анодом лампы действует переменное напряжение $\dot{U}_{m1} - \dot{U}_{m2}$. Поэтому полагая, что $R_a \ll \frac{1}{\omega C_{аг}}$ (это неравенство обычно выполняется, если частота сигналов не слишком велика), напишем $\dot{i}''_{m1} = j\omega C_{аг} (\dot{U}_{m1} - \dot{U}_{m2})$. В случае чисто активной нагрузки в анодной цепи лампы $\dot{U}_{m2} = -k\dot{U}_{m1}$ и, следовательно, входная проводимость, обусловленная междуэлектродными емкостями, определяется выражением:

$$\dot{Y}_{вх} = \frac{\dot{i}'_{m1} + \dot{i}''_{m1}}{\dot{U}_{m1}} = j\omega [C_{гк} + C_{аг} (1 + k)].$$

Отсюда видно, что вход лампы с активной нагрузкой может быть заменен эквивалентной емкостью (рис. 87а):

$$C_{вх} = C_{гк} + C_{аг} (1 + k). \quad (122)$$

¹ Более подробно входная проводимость лампы, обусловленная сеточным током и утечками между вводами электродов, будет рассмотрена при описании ламповых электрометров, где она играет очень существенную роль (см. гл. VII).

Если величина сопротивления R_a много больше внутреннего сопротивления лампы, то величина $C_{вх}$ приближается к максимальному значению, равному

$$C_{вх \max} = C_{gк} + C_{ag}(1 + \mu).$$

В качестве примера укажем, что для триода 6С4Б (6Ф5) $\mu = 100$, $C_{ag} = 2пф$, $C_{gк} = 6пф$ и, следовательно, $C_{вх \max} = 206 пф$. Последняя цифра свидетельствует о том, что входная емкость триода может быть весьма значительной.

В случае комплексной нагрузки, напряжения \dot{U}_{m1} и \dot{U}_{m2} сдвинуты по фазе на угол, не равный π , и в составе входной проводимости, обусловленной междуэлектродными емкостями, появляется активная составляющая. При этом вход каскада может быть заменен параллельным соединением емкости и активного сопротивления (рис. 87b), причем

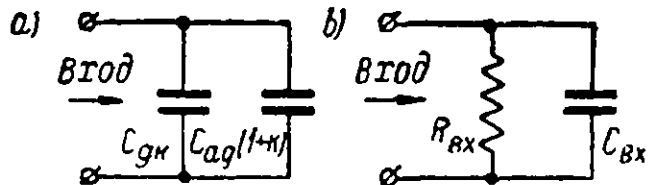


Рис. 87. Эквивалентные схемы входа ламповой схемы: а — в случае активной нагрузки лампы, б — в случае комплексной нагрузки лампы.

$$R_{вх} = \frac{(1 + R_i g_a)^2 + R_i^2 b_a^2}{\mu \omega C_{ag} R_i b_a} \quad (123)$$

и

$$C_{вх} = C_{gк} + C_{ag} \left(1 + \mu \frac{1 + R_i g_a}{(1 + R_i g_a)^2 + R_i^2 b_a^2} \right), \quad (124)$$

где g_a и b_a — активная и реактивная компоненты проводимости анодной цепи лампы $(\dot{Y}_a = \frac{1}{\dot{Z}_a} = g_a + j b_a)$.

Активная компонента входного сопротивления $R_{вх}$ с увеличением частоты уменьшается и, следовательно, возрастает энергия, потребляемая входом схемы от источника сигналов. В случае индуктивного характера нагрузки $b_a < 0$ и величина сопротивления $R_{вх}$, определяемая выражением (123), становится отрицательной. Это соответствует тому, что энергия в цепи сетки не потребляется, а выделяется (за счет перехода ее из анодной цепи лампы). В результате этого в схеме может возникнуть генерация. Во многих случаях такое самовозбуждение схемы из-за наличия емкости C_{ag} приводит к нарушению нормальной работы устройства.

Входная емкость лампы существенно ухудшает вид характеристик усилителя и приводит к искажениям формы сигналов, проходящих через схему.

Из выражений (123) и (124) видно, что основную роль в определении величины емкости $C_{вх}$ играет емкость между анодом и сеткой лампы. Этой же емкостью определяется величина сопротивления $R_{вх}$

(при заданной анодной нагрузке лампы). Стремление уменьшить величину емкости между сеткой и анодом лампы вызвало разработку специальных „экранированных“ ламп.

При частотах порядка сотен мегагерц, кроме паразитных междуэлектродных емкостей, существенную роль в определении входной проводимости лампы играют индуктивности вводов электродов и конечное время пролета электронов от катода лампы к ее аноду. И то и другое приводит к дополнительному фазовому сдвигу напряжения на входе схемы и на аноде лампы и эквивалентно уменьшению величины активной составляющей входного сопротивления $R_{вх}$. Вследствие этого в лампах, предназначенных для работы в области ультравысоких частот, делаются очень малые расстояния между электродами, вводы электродов делаются короткими и лампа не снабжается цоколем.

Примером ламп такого типа может служить триод-жолуль 6С1Ж ($\mu = 25$, $S = 2$ ма/в, $C_{аг} = 1,65$ пф, $C_{гк} = 1,2$ пф).

§ 4. МНОГОСЕТОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

1. Характеристики и параметры тетродов. Для уменьшения величины емкости $C_{аг}$ между управляющей сеткой и анодом лампы помещается электростатический экран, выполненный в виде сетки. Эта сетка носит название экранной, а лампа с такой сеткой называется экранированной лампой, или тетродом.

Экранная сетка обычно поддерживается при постоянном напряжении, несколько более низком, чем напряжение на аноде лампы.

Емкость между управляющей сеткой и анодом у тетродов порядка 0,01—0,005 пф. Эту емкость иногда называют проходной емкостью лампы.

Вследствие того что между анодом и катодом расположены две сетки, потенциал анода очень слабо влияет на количество электронов, уходящих из объемного заряда в сторону экранной сетки и анода. Влияние же напряжения управляющей сетки столь же эффективно, как и у триода. Отсюда следует, что значение статического коэффициента усиления тетрода и его внутреннее сопротивление больше, чем у триода. У тетродов μ достигает величины порядка 1000, а значение R_i — порядка 1 Мом.

Характеристики экранированных ламп по своему виду существенно отличаются от характеристик триодов. На рис. 88 приведены графики зависимости анодного тока и тока экранной сетки лампы от потенциала ее анода при постоянном экранном напряжении и разных потенциалах управляющей сетки (эти характеристики соответствуют тетродам типа 24А первых выпусков). Немонотонное изменение величины анодного тока лампы связано с тем, что электроны, достигшие энергии порядка 10 в, выбивают из анода заметное число вторичных электронов. Если при этом потенциал анода меньше потенциала экранной сетки,

то вторичные электроны увлекаются на экранную сетку. Возрастание коэффициента вторичной эмиссии с увеличением энергии электронов, достигающих анода лампы, приводит к тому, что с увеличением анодного напряжения анодный ток уменьшается, а экранный возрастает. При напряжении на аноде, заметно превышающем напряжение экранной сетки, все вторичные электроны возвращаются на анод и анодный ток достигает такой величины, какую он имел бы при отсутствии вторичной эмиссии.

Параметры тетрода не остаются постоянными даже в узкой области изменения потенциалов электродов лампы. Поэтому тетроды

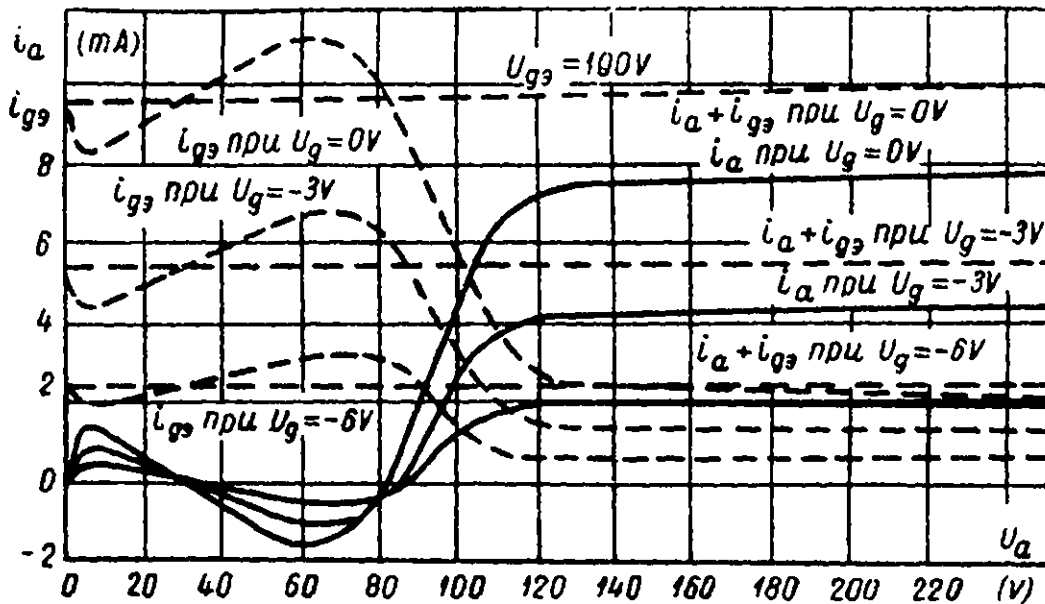


Рис. 88. Анодные характеристики анодного тока и тока экранной сетки тетрода.

могут быть использованы для усиления сигналов без существенного искажения их формы, только если амплитуды этих сигналов невелики.

2. Пентоды и лучевые тетроды. Провалы в анодных характеристиках тетродов из-за явления вторичной электронной эмиссии (динатронный эффект) ограничивают область, в пределах которой может изменяться анодное напряжение ламп при работе их во многих схемах. Кроме того, наличие у анодных характеристик участков с отрицательной крутизной приводит к ряду паразитных явлений в схеме.

Избавиться от динатронного эффекта можно либо ликвидировав вторичную эмиссию с анода, либо уничтожив отрицательный градиент потенциала около него. Полностью устранить вторичную эмиссию с анода до настоящего времени не удавалось. С целью получения около анода положительного градиента потенциала даже при условии, если потенциал анода ниже потенциала экранной сетки, между этими электродами вводится еще одна дополнительная сетка. Эта сетка обычно соединяется с катодом внутри лампы или вне ее. При этом, как нетрудно убедиться, градиент потенциала у анода поло-

жительный, даже если $u_{g3} > u_a$. Лампы, содержащие три сетки, носят название пентодов, а третья сетка называется пентодной, или антидинаatronной.

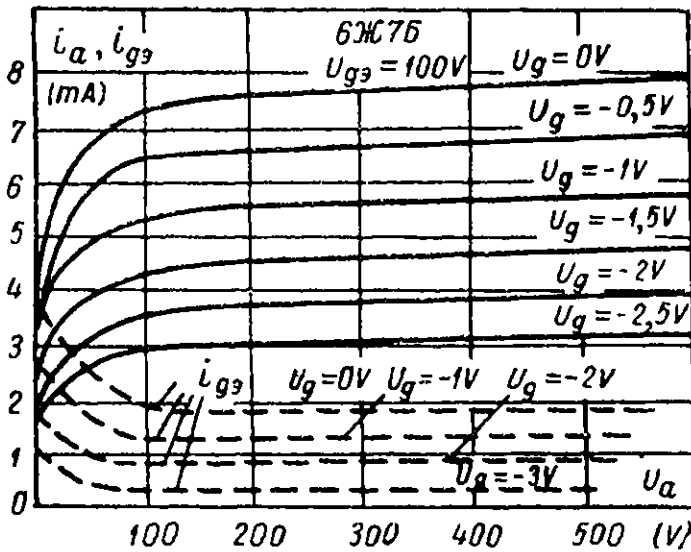


Рис. 89. Статические анодные характеристики анодного тока и тока экранной сетки пентода 6Ж7Б.

в сравнительно узкой области изменения потенциала управляющей сетки их можно считать приблизительно постоянными.

Для решения специальных задач радиоприема были разработаны пентоды, у которых в некоторой области значений потенциала управляющей сетки резко изменяется крутизна характеристик анодного тока. Вне этой области анодные характеристики приблизительно прямолинейны (рис. 90). Такой вид характеристик лампы дает возможность, выбирая то или иное смещение, получить либо относительно большое, либо относительно малое усиление сигналов при малых искажениях их формы. Примером пентодов такого типа, носящих название пентодов варимю, может служить лампа 6К7Б.

Для работы в области ультравысоких частот разработаны специальные пентоды, не имеющие цоколя, с короткими выводами электродов и малыми расстояниями между ними. Пентодом такого типа является пентод-жолудь 6Ж1Ж ($\mu = 1800$, $S = 1,8$ ма/в, $C_{uy} \approx 0,01$ пф). Вследствие малых размеров электродов, пентоды типа жолудь, так

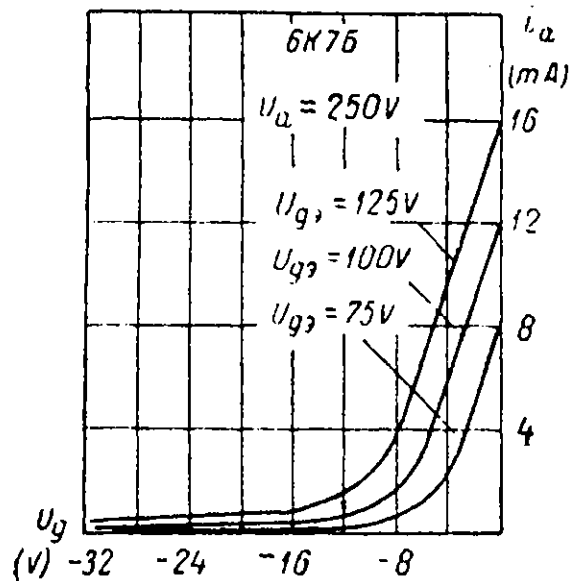


Рис. 90. Статические сеточные характеристики пентода варимю 6К7Б.

же как и триоды типа жолудь, могут применяться лишь для усиления и генерации сигналов малой мощности. Благодаря большому сопротивлению между вводами сетки и катода, возможности использования лампы в области весьма высоких частот и, наконец, благодаря удовлетворительной работе лампы при очень низких напряжениях на ее электродах, пентоды-жолуди широко применяются в лабораторной практике (например, в ламповых вольтметрах, в схемах измерения слабых токов и т. п.).

Получить у анода тетрода положительный градиент потенциала оказывается возможным без введения дополнительной сетки. Для этого выбирают соответствующее расположение управляющей и экранной сеток и вводят в лампу специальные „лучеобразующие“ пластины, лежащие в стороне от путей электронов. При этом удается заставить электроны двигаться от катода к аноду такими пучками, в которых плотность объемного заряда максимальна в области, лежащей между анодом и экранной сеткой. Благодаря этому потенциал в этой области понижается, и около анода появляется положительный градиент потенциала, даже если потенциал анода ниже потенциала экранной сетки. Такие лампы носят название лучевых.

Примером лучевого тетрода может служить лампа 6ПЗ, применяемая в усилителях мощности. Анодные характеристики этой лампы приведены на рис. 91.

В лучевых тетродах витки экранной сетки расположены точно за витками управляющей сетки. Благодаря этому, экранный ток относительно невелик и можно работать при значительных положительных потенциалах экранной сетки без отвлечения на нее большого тока.

Лучевые лампы обычно применяются в каскадах усиления мощности. При этом оказывается желательным, чтобы их внутреннее сопротивление было бы невелико (см. гл. III). У лучевого тетрода 6ПЗ $R_i \approx 25 \text{ ком}$ и значение μ порядка 100—150.

3. Электронные лампы с двумя управляющими сетками. К числу многосеточных электронных ламп относятся лампы, имеющие, кроме экранной и антидинаatronной, не одну, а две управляющие сетки. Между этими сетками обычно помещается еще одна дополни-

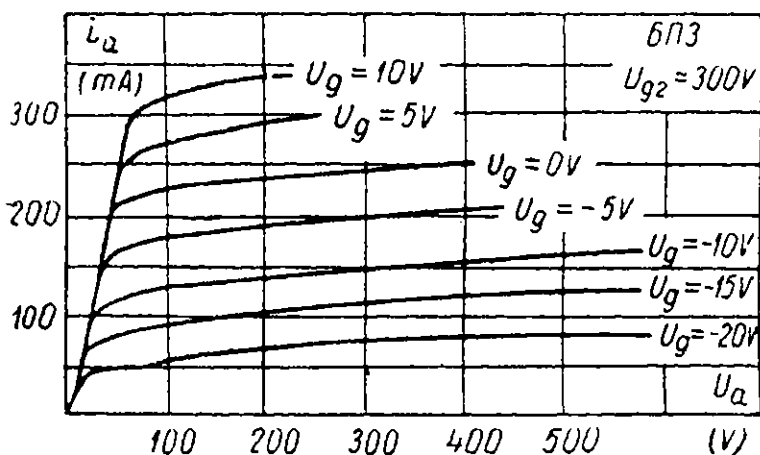


Рис. 91. Статические анодные характеристики лучевого тетрода 6ПЗ.

тельная экранная сетка (с целью уменьшить емкости между ними) и поэтому такие лампы имеют пять сеток. В связи с этим они носят название пентагридов.

Величина анодного тока пентагрида при постоянных напряжениях питания — функция переменных напряжений на обеих управляющих сетках — u_g^* и u_g^{**} . Поэтому, вместо одного семейства статических анодных характеристик следует рассматривать два частных семейства статических характеристик: $i_a = f_1(u_g^*)$ — при постоянных потенциалах u_a , u_{g2} и u_g^{**} и $i_a = f_2(u_g^{**})$ — при постоянных потенциалах u_a , u_{g2} и u_g^* . Соответственно можно говорить о параметрах лампы, отнесенных к одному или другому сеточному напряжению.

Обычно при работе пентагрида в схеме потенциалы обеих управляющих сеток изменяются одновременно, при этом описание работы лампы оказывается весьма сложным. Часто бывает удобно формально считать, что имеется лампа с одной управляющей сеткой, потенциал которой определяется действующим в ее цепи сигналом, но параметры этой лампы изменяются в соответствии с изменением напряжения на второй управляющей сетке. Тогда изменения величины анодного тока связаны с величиной изменения потенциала управляющей сетки уравнением, отличающимся от (101) тем, что параметры лампы — функции времени.

Можно показать, что если рабочая точка в результате действия на сетках лампы сигналов u_g^* и u_g^{**} не выходит за пределы линейных участков ее характеристик, то мгновенное значение анодного тока может быть записано в виде $i_a = I_{a0} + Au_g^* u_g^{**}$. Такая мультипликация сигналов широко применяется, например, для выделения частот биений между двумя гармоническими сигналами разных частот.

§ 5. МЕТОДЫ АНАЛИЗА СХЕМ, СОДЕРЖАЩИХ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

1. Пользование характеристиками ламп. Многие вопросы, связанные с построением и исследованием работы схем, содержащих электронные лампы, проще всего решаются с помощью рассмотрения характеристик последних. В общем случае комплексной нагрузки лампы и действия в цепи ее сетки сложного сигнала пользование динамическими характеристиками оказывается сложным. Поэтому, рассматривая процессы в той или иной схеме, большей частью предполагают, что нагрузка лампы представляет чисто активное сопротивление. Получаемые при этом приближенные результаты обычно бывают весьма полезны.

Обратимся к графикам рис. 92, представляющим семейство статических анодных характеристик триода. Положим, что в анодную цепь лампы включено активное сопротивление R_a . Динамическая характеристика каскада может быть построена проведением прямой через

точку a , соответствующую начальному режиму лампы, и любую вторую точку, координаты которой отличаются от значений $i_a = I_{a0}$ и $u_a = U_{a0}$ на величины Δi_a и Δu_a , удовлетворяющие условию $\frac{\Delta u_a}{\Delta i_a} = -R_a$ (линия pq на рис. 92). При действии в цепи сетки переменного напряжения рабочая точка перемещается по линии pq , причем пределы этого перемещения и его закон определяются законом изменения сеточного напряжения лампы. Это изменение потенциала сетки может быть изображено на рис. 92 графиком $u_g = f(t)$, расположенным таким образом, что его координата времени совпадает с касательной в точке a к статической характеристике лампы, соответствующей потенциалу ее сетки $u_g = u_{g0}$.

Изменение с течением времени величины анодного тока и потенциала сетки находится путем очевидного геометрического построения. Такое построение позволяет наглядно судить о характере искажений формы сигналов при их прохождении через схему. Так, например, если начальное анодное напряжение вы-

брано равным U'_{a0} , то формы переменного анодного тока и переменного напряжения на аноде лампы существенно отличаются от формы напряжения, действующего в цепи сетки.

Площадь треугольника dba на рис. 92 представляет собой выраженную в некотором масштабе мощность, выделяющуюся в анодной цепи лампы, а площадь заштрихованного прямоугольника — мощность, теряемую в лампе (т. е. рассеиваемую на ее аноде) в исходном режиме. Следовательно, пользуясь динамической характеристикой лампы легко судить об энергетических соотношениях в схеме, зависимости их от выбора режима лампы, сопротивления нагрузки, амплитуды сигналов и т. д.

Для того чтобы в действительной схеме обеспечить выбранный при расчете режим работы лампы, необходимо знать, каково должно быть напряжение источников питания. Очевидно, что напряжение источника питания анодной цепи должно превышать значение U_{a0} на величину, равную падению напряжения на сопротивлении, которое

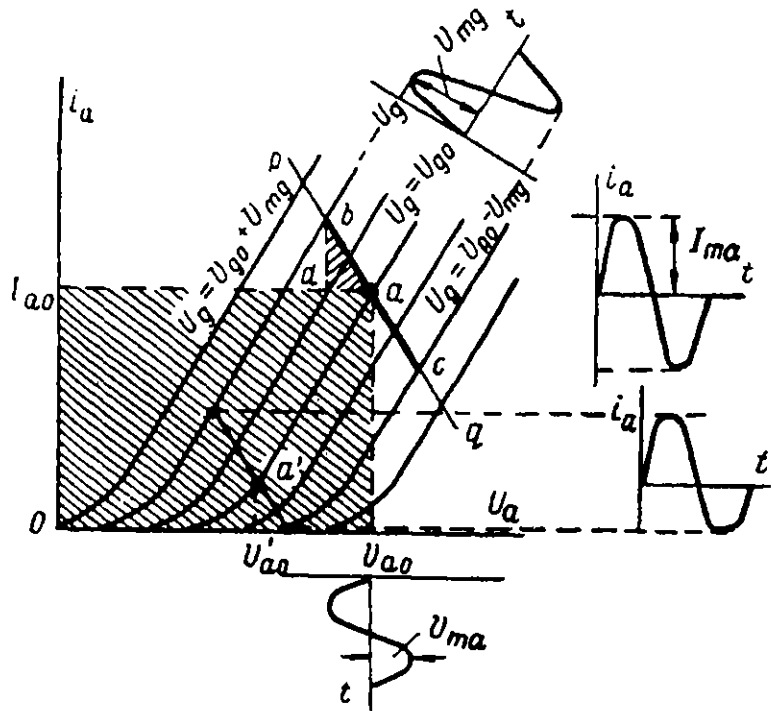


Рис. 92. К исследованию режима работы лампы с помощью ее динамической характеристики.

встречает постоянный ток, протекающий в анодной цепи лампы. Если, например, в анодную цепь включено активное сопротивление R_a и, кроме того, RC -цепь (рис. 93) то

$$E_{aB} = U_{a0} + R_a I_{a0}. \quad (125)$$

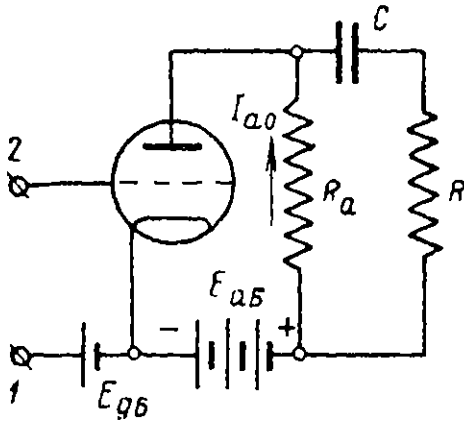


Рис. 93. Пример схемы, в которой сопротивления анодной цепи лампы для постоянного и переменного тока разные.

Иногда встречается обратная задача — напряжение источника питания анодной цепи задано и требуется найти положение начальной рабочей точки при выбранном сеточном смещении и известном сопротивлении анодной цепи лампы. Для этого достаточно через точку $u_a = E_{aB}$ на оси напряжений и какую-либо другую точку, координаты которой отличаются от координат первой на величины Δi_a и Δu_a , удовлетворяющие соотношению $\frac{\Delta u_a}{\Delta i_a} = -R_a$, провести прямую (рис. 94). Эта линия носит название нагрузочной прямой.

Нетрудно убедиться, что начальная рабочая точка есть точка пересечения нагрузочной прямой со статической характеристикой лампы, соответствующей потенциалу сетки $u_g = U_{g0}$ (точка a на рис. 94).

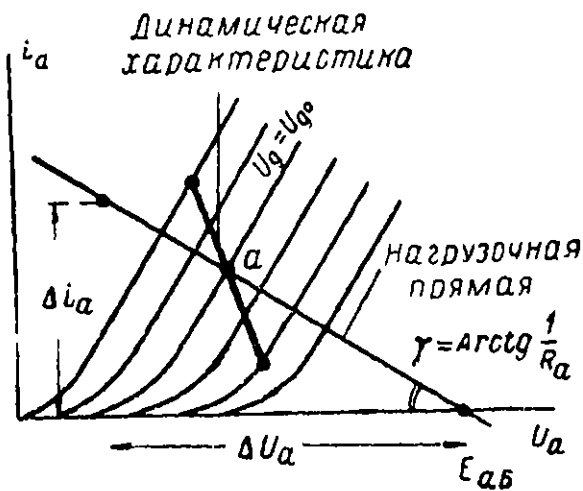


Рис. 94. Определение положения начальной рабочей точки с помощью проведения нагрузочной прямой.

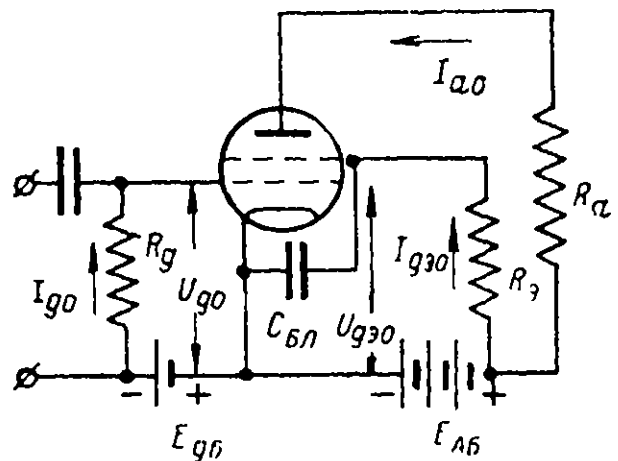


Рис. 95. Схема усилительного каскада на тетроде.

Напряжение батареи сеточного смещения находится на основании очевидного соотношения

$$U_{g0} = E_{gB} - R_g I_{g0},$$

где I_{g0} — значение начального сеточного тока, а R_g — сопротивление, которое встречает этот ток, протекая в цепи, соединяющей сетку лампы с батареей E_{gB} (рис. 95). Величина тока I_{g0} определяется

по характеристике сеточного тока лампы, соответствующей напряжению на аноде $u_a = U_{a0}$ (см. рис. 79).

Для питания экранной сетки многосеточной лампы большей частью используется анодная батарея. При этом напряжение U_{g2} либо снимается с участка потенциометра, приключенного к клеммам источника E_{aB} , либо в цепь питания экранной сетки включается гасящее сопротивление R_s (рис. 95). Величина этого сопротивления находится из соотношения:

$$R_s = \frac{E_{aB} - U_{g2}}{I_{g2}}.$$

Ток экранной сетки I_{g2} определяется по характеристике тока экранной сетки, соответствующей напряжению на аноде лампы $u_a = U_{a0}$. Если характеристик тока экранной сетки лампы нет, величина сопротивления R_s легко находится подбором.

Обычно экранная сетка соединяется с катодом лампы через большую емкость (C_{FD} на рис. 95). Делается это для того, чтобы потенциал экранной сетки не изменялся вследствие протекания в ее цепи переменного тока при действии переменного напряжения на управляющей сетке.

2. Построение цепей, эквивалентных схемам, содержащим электронные лампы. Для построения цепей, эквивалентных схемам, содержащим электронные лампы, сама электронная лампа заменяется некоторым эквивалентом. При этом можно говорить об эквивалентной схеме лампы по цепи каждого ее электрода.

Наиболее существенны эквивалентные схемы по цепям управляющей сетки и анода лампы.

Эквивалентная схема электронной лампы по цепи ее управляющей сетки при $i_g = 0$ уже была приведена выше — она представляет собой параллельное включение емкости и активного сопротивления.

Эквивалентные схемы лампы по анодной цепи могут быть найдены на основании следующих соображений.

Ток, протекающий в анодной цепи лампы при постоянных потенциалах ее электродов:

$$I_a = \frac{E_{aB}}{R_p + R_a},$$

где R_p — сопротивление интервала катод — анод лампы постоянному току при выбранных потенциалах электродов, а R_a — сопротивление анодной цепи, которое встречает анодный ток I_a . Поэтому анодная цепь лампы для постоянного тока эквивалентна последовательному соединению сопротивлений R_p и R_a , замкнутых на источник питания E_{aB} (рис. 96а).

Если в цепи сетки лампы действует переменное напряжение с амплитудой \dot{U}_{mg} и рабочая точка не выходит за пределы прямолинейных

участков характеристик лампы, то амплитуда переменного анодного напряжения

$$\dot{U}_{ma} = -\mu \frac{\dot{Z}_a}{R_i + \dot{Z}_a} \dot{U}_{mg}. \quad (126)$$

Это выражение показывает, что лампа по ее анодной цепи может быть заменена генератором, который дает э. д. с. с амплитудой $-\mu \dot{U}_{mg}$

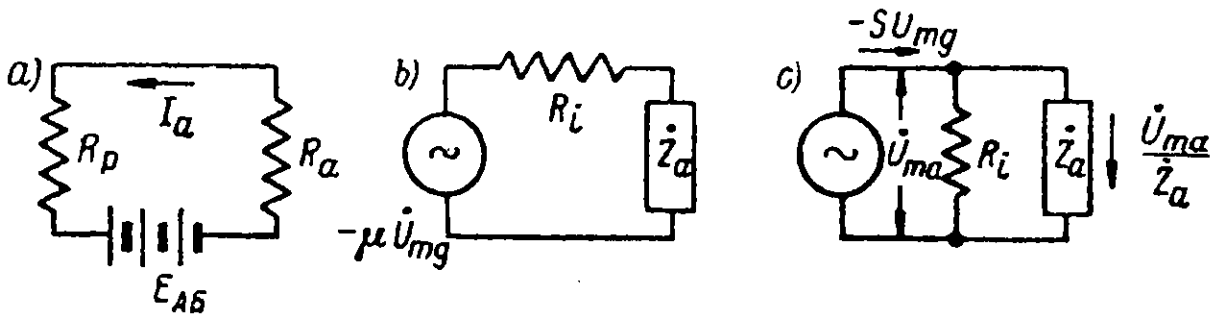


Рис. 96. Эквивалентные схемы лампы по анодной цепи: *a* — для постоянного тока, *b* и *c* — для переменного тока.

и имеет внутреннее сопротивление, равное величине R_i (рис. 96*b*). Иногда пользуются другой эквивалентной схемой анодной цепи. Выражение (126) может быть переписано в виде

$$-S \dot{U}_{mg} = \frac{\dot{U}_{ma}}{\dot{Z}_a} + \frac{\dot{U}_{ma}}{R_i}, \quad (127)$$

т. е. лампу можно рассматривать как генератор тока с амплитудой $-S \dot{U}_{mg}$, распределяющегося между параллельно включенными сопротивлениями \dot{Z}_a и R_i (рис. 96*c*). При анализе электрических процессов в схеме пользуются либо одной, либо второй эквивалентной схемой — в зависимости от того, какая из них более удобна.

Рис. 97. Схема с обратной связью между анодной и сеточной цепями через емкость C_2 .

В сложных схемах напряжение на сетке лампы может быть функцией анодного тока. Так, например, в схеме, изображенной на рис. 97, в которой имеется обратная связь через емкость C_2 , сеточное напряжение складывается из двух частей: $\dot{U}'_{mg} = \dot{I}_{m1} R_g$ и $\dot{U}''_{mg} = \dot{I}''_{ma} R_g$. Поэтому амплитуда э. д. с. генератора, эквивалентно заменяющего лампу, по анодной цепи равна величине $\mu (\dot{U}'_{mg} + \dot{U}''_{mg})$, а схема, эквивалентная рассматриваемой, изобразится в виде цепи, представленной на рис. 98.

Написанные выше выражения, на основании которых составлены эквивалентные схемы лампы по анодной цепи, справедливы только в том случае, если лампу можно рассматривать как линейный элемент. Возможность же считать лампу линейным элементом определяется, с одной стороны, пределами изменения потенциалов ее электродов, а с другой стороны, допустимыми погрешностями при анализе. Поэтому приведенные эквивалентные схемы следует считать приближенными и возможность пользования ими должна устанавливаться в связи с условиями работы действительной схемы и необходимой точностью анализа протекающих в ней процессов.

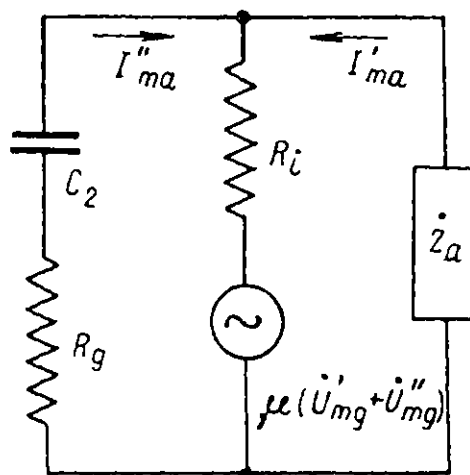


Рис. 98. Схема, эквивалентная анодной цепи лампы на рис. 97.

§ 6. ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

1. Двухэлектродные ионные приборы. Наряду с электронными вакуумными приборами в настоящее время широко применяются газонаполненные приборы. Существенную роль в протекании через них тока играют ионы газа или пара, находящегося в их колбе. Поэтому такие приборы часто называют ионными или газоразрядными.

Зависимость величины силы тока, протекающего в цепи, содержащей два электрода, помещенные в атмосферу газа, от приложенной между ними разности потенциалов изображается разрывной кривой, подобной приведенной на рис. 99. Участок *ob* кривой соответствует несамостоятельному разряду, а участки *df* и *gh* — самостоятельному. Форма разряда, который устанавливается при переходе от несамостоятельного к самостоятельному разряду, в основном определяется процессами на катоде разрядного промежутка. Если катод не поддерживается при высокой температуре, а в цепи питания разрядного промежутка включено достаточно большое сопротивление, то устанавливается так называемый тлеющий разряд. Нормальному тлеющему разряду соответствует участок *de* вольтамперной характеристики, приведенной на рис. 99, а участок *ef* этой характеристики отвечает аномальному тлеющему разряду.

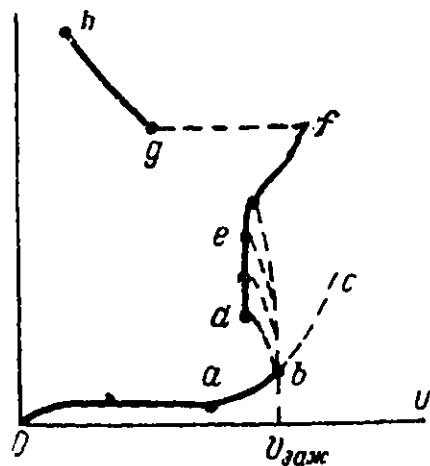


Рис. 99. Зависимость тока, протекающего в цепи, содержащей газоразрядный промежуток, от напряжения на электродах последнего.

Скачок тока к его более высокому значению при переходе от несамостоятельного к тлеющему разряду отмечен на рисунке пунктир-

ными линиями, соответствующими разным сопротивлениям в цепи питания разрядного промежутка. Потенциал, при котором несамостоятельный разряд переходит в самостоятельный, называют пороговым или потенциалом зажигания.

Участок gh вольтамперной характеристики, изображенной на рис. 99, соответствует дуговому разряду. Такой разряд легко может быть получен в широком интервале давлений газа или пара, если электрод, служащий катодом, поддерживается при высокой температуре.

В газоразрядных приборах используется как тлеющий, так и дуговой разряд. Простейший двухэлектродный ионный прибор с тлеющим разрядом — неоновая лампочка, имеющая холодные электроды. Для ограничения величины тока, протекающего через неоновую лампочку, в цепь ее питания обычно включается активное сопротивление.

Зависимость величины протекающего в цепи тока (или падения напряжения на неоновой лампочке), от величины напряжения источника питания $E_{\text{п}}$ и величины активного сопротивления R , включенного в цепь, может быть найдена графически. Действительно, величина протекающего через лампочку тока и величина падения напряжения на ней определяется точкой пересечения нагрузочной прямой, проходящей через

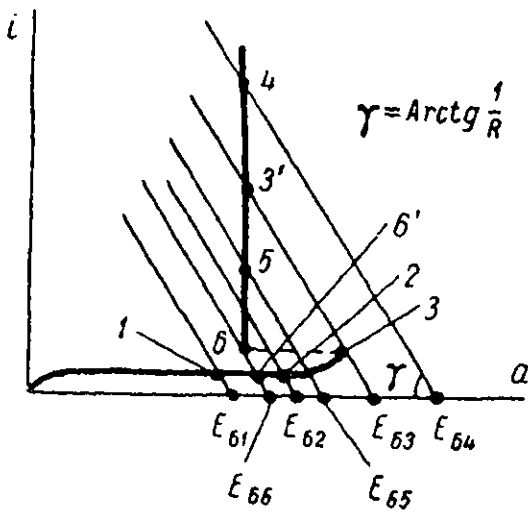


Рис. 100. Определение величины тока, протекающего в цепи неоновой лампочки при изменении напряжения питания.

точку $u = E_{\text{п}}$ на оси напряжений, со статической характеристикой лампочки. Если напряжение питания при постоянной величине сопротивления R принимает значения $E_{\text{п1}}$, $E_{\text{п2}}$, $E_{\text{п3}}$ (рис. 100), то рабочая точка соответственно занимает положения 1, 2, 3, перемещаясь по нижнему участку статической характеристики лампочки. При этом, если напряжение источника питания достигает величины $E_{\text{п3}}$, то рабочая точка перескакивает из положения 3 в положение 3', т. е. происходит зажигание разряда в лампочке. Дальнейшее возрастание напряжения сопровождается перемещением рабочей точки по верхнему участку характеристики лампы (напряжение $E_{\text{п4}}$ и соответствующая ему рабочая точка 4). Уменьшение напряжения после зажигания лампочки сопровождается перемещением рабочей точки по верхнему участку статической характеристики, пока напряжение не достигнет значения, при котором самостоятельный разряд в лампочке прекращается (напряжение $E_{\text{п6}}$ на рис. 100). При этом рабочая точка перескакивает с верхнего участка характеристики на нижний (точки б' и б). Если нарисовать зависимость тока, протекающего через лампочку, от

напряжения питания при неизменном сопротивлении в цепи, то получается график с характерной петлей (рис. 101). Границы последней определяются потенциалами зажигания и потухания, причем, как легко видеть, первый превышает второй. Совершенно аналогично можно было бы рассмотреть, каким образом протекающий через неоновую лампочку ток зависит от величины включенного в цепь ее питания сопротивления при постоянном напряжении источника питания. Нетрудно убедиться, что и в этом случае получается петлеобразная характеристика.

Неоновые лампочки находят себе широкое применение. Они используются, в частности, в качестве сигнальных, отмечающих, что напряжение в том или ином участке цепи достигло определенного напряжения, достаточного для их зажигания.

С помощью неоновой лампочки может быть построен простой генератор электрических колебаний. Схема такого генератора приведена на рис. 102. После замыкания рубильника Π , конденсатор C заряжается от источника питания E_B до тех пор, пока напряжение

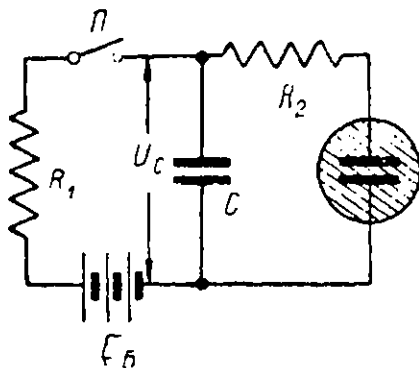


Рис. 102. Схема простейшего генератора с неоновой лампочкой.

на его обкладках не достигнет величины, достаточной для вспышки неоновой лампочки (напряжение $E_{Бз}$ на рис. 101). После этого в лампочке развивается разряд, и конденсатор разряжается через правую ветвь схемы. При правильно выбранных величинах сопротивлений R_1 и R_2 напряжение на емкости падает до величины, соответствующей потуханию неоновой лампочки ($E_{Бп}$ на рис. 101), разряд в лампочке прекращается, и напряжение на конденсаторе вновь начинает возрастать вследствие его зарядки от батареи E_B .

Зависимость напряжения на емкости от времени имеет вид кривой, изображенной на рис. 103.

Неоновые лампочки часто используются как стабилизаторы напряжения, причем имеются специально разработанные конструкции неоновых стабилизаторов.

Возможность стабилизировать величину напряжения с помощью прибора тлеющего разряда вытекает из того, что в определенном интервале изменения величины тока, протекающего через такой прибор, напряжение на его клеммах остается приблизительно постоянным. Поэтому если, например, в схеме, представленной на рис. 104,

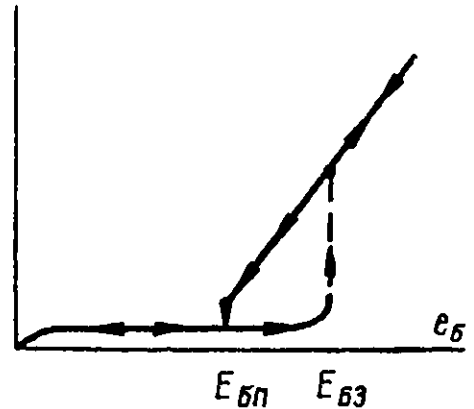


Рис. 101. Зависимость тока, протекающего в цепи неоновой лампочки, от напряжения источника питания.

величина напряжения u_1 изменяется в известных пределах, значение напряжения u_2 остается приблизительно неизменным.

Неоновая лампочка может служить для выпрямления переменного тока, если ее электроды имеют разную конфигурацию. В этом случае потенциал зажигания зависит от полярности приложенного напряжения, и при действии переменного напряжения в цепи, содержащей такую лампочку, ток преимущественно протекает в одном направлении. Вследствие относительно малых абсолютных значений тока, протекающего через неоновую лампочку, она может быть применена как выпрямитель только в слаботочной цепи.

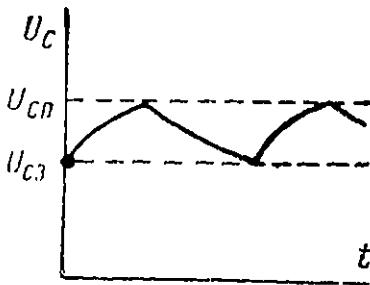


Рис. 103. Зависимость от времени напряжения на емкости в схеме, представленной на рис. 102.

Специально для выпрямления переменного тока разработаны газоразрядные приборы с накаливаемым катодом (газотроны и тунгары).

Пороговое напряжение, соответствующее развитию дугового разряда в газотронах и тунгарах, порядка 10—20 в (поэтому потери на них выпрямленного напряжения малы), а выпрямленный ток весьма велик по сравнению с током, даваемым кенотронами. Имеются газотроны, рассчитанные на тысячи ампер. В лабораторной практике часто применяются газотроны, позволяющие получить выпрямленный ток в несколько единиц или десятков ампер (лампы ВГ-161, ВГ-163, ВГ-129 и др.).

2. Ионные приборы с управляющей сеткой. Для постройки выпрямителей разработаны приборы с дуговым разрядом, в которых величиной выпрямленного тока можно управлять путем изменения потенциала третьего электрода — сетки, введенной в лампу. Такие лампы получили название тиратронов.

Сетка тиратрона вместе с его анодом действует на электроны, эмитированные катодом, тормозя или ускоряя их. Если она имеет значительный отрицательный потенциал, то даже при высоком анодном напряжении электроны, покинувшие катод, не проникают в область между сеткой и анодом, где они могут ускоряться, и зажигания тиратрона не наступает. Конечно, вследствие того, что сетка не представляет собой сплошной перегородки в лампе, поле, создаваемое анодом, частично проникает в область между сеткой и катодом и поэтому увеличением анодного напряжения можно „вытащить“ электроны за пределы, ограниченные сеткой, и зажечь лампу. Требуемое для этого напряжение тем больше, чем выше по абсолютной величине отрицательный потенциал сетки. Так же как и в газотроне, при

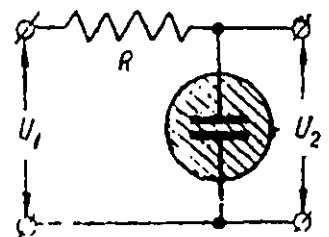


Рис. 104. Схема, иллюстрирующая применение неоновой лампочки для стабилизации величины постоянного напряжения.

вспышке тиратрона его анодный ток сразу приобретает большую величину.

После того как тиратрон вспыхнул, сетка теряет свое управляющее действие. Причина этого заключается в том, что в непосредственной близости от сетки образуется ионная оболочка, которая ее полностью экранирует. Вне этой оболочки поле оказывается практически таким же, как в отсутствии сетки. Разумеется, если отверстия в сетке невелики, а ее отрицательный потенциал выбран столь значительным, что ионные слои, образующиеся около поверхности сетки, полностью перекрывают эти отверстия, то разряд в лампе прекращается. Практически для этого нужен столь большой отрицательный потенциал сетки, что можно говорить о возможности гашения разряда сеткой лишь в тиратронах специальной конструкции. Обычно же для того, чтобы погасить тиратрон, необходимо снять напряжение с его анода (или понизить величину напряжения u_a до нескольких вольт).

Тиратрон удобно характеризовать зависимостью напряжения на аноде, при котором в тиратроне вспыхивает разряд u_a заж от потенциала его сетки u_g (характеристика зажигания). Часто также пользуются понятием коэффициента сеточного управления, понимая под ним отношение анодного напряжения к напряжению на сетке, при котором в тиратроне вспыхивает разряд. В современных тиратронах эта величина имеет порядок нескольких сотен.

Характеристика зажигания тиратрона имеет вид, подобный кривой, приведенной на рис. 105, и в зависимости от конструкции тиратрона может располагаться в области как положительных, так и отрицательных потенциалов сетки.

В схемах тиратронных выпрямителей на сетку лампы чаще всего подается переменное напряжение, сдвиг фазы которого по отношению к фазе напряжения на аноде можно плавно регулировать. При этом изменяется длительность тех отрезков времени, в течение которых в лампе протекает разряд, если в ее анодной цепи действует переменное напряжение и, следовательно, изменяется постоянная составляющая анодного тока.

Тиратроны широко применяются для постройки схем реле, регулировочных схем, генераторов электрических колебаний и т. д. Некоторые схемы такого типа будут приведены ниже.

Среди ионных приборов имеются тиратроны, в которые введена экранная сетка.

Это позволяет уменьшить величину сеточного тока, предшествующего зажиганию разряда, что часто очень существенно, так как дает

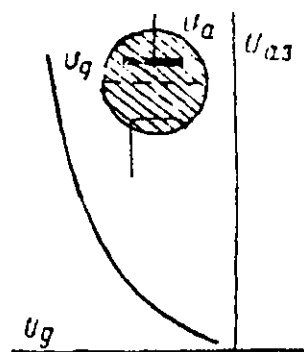


Рис. 105. Характеристика зажигания тиратрона.

возможность при расходе ничтожной мощности в сеточной цепи управлять мощностями порядка сотен и тысяч ватт в анодной цепи.

Ионные приборы обладают заметной инерционностью. После того, как анодное напряжение снято, в лампе протекает процесс деионизации. Только после его окончания лампа возвращается к исходному режиму, который соответствует отсутствию в ней разряда. Время деионизации у аргоновых тиратронов порядка нескольких десятых долей миллисекунды, а в современных водородных тиратронах — значительно меньше.

Инерционность газоразрядных приборов необходимо иметь в виду при действии в цепях, содержащих ионные приборы напряжений, быстро изменяющихся по величине.

ГЛАВА III

УСИЛИТЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

§ 1. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ УСИЛИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

1. Основные характеристики и схемы усилителей электрических сигналов. Выше, в § 2 второй главы, было отмечено, что усилительные каскады могут служить для усиления тока, напряжения или мощности. Большой частью усилительное устройство содержит несколько каскадов, включенных последовательно. Тип последнего, так называемого оконечного, или выходного каскада, определяется тем, нужно ли для управления работой прибора, присоединенного к выходу усилителя, затрачивать заметную (или большую) мощность или эта мощность исчезающе мала, но необходимо достаточно большое напряжение или ток. Если лампа выходного каскада работает с токами сетки, то получение колебательной мощности в нагрузке связано с затратой мощности для управления работой оконечного каскада. Такие каскады носят название усилителей мощности. Если оконечная лампа работает без токов сетки, то для управления выходным каскадом необходима исчезающе малая мощность. Такие каскады иногда называют мощными усилителями.

Выходной каскад оценивается по величине мощности, отдаваемой нагрузке, мощности, потребляемой от источников питания, мощности и амплитуде сигналов, которые надо подвести к сетке лампы для нормальной работы каскада. Амплитуда напряжения, действующего на сетке лампы, носит название „раскачки“ каскада. Говоря о мощности, отдаваемой каскадом, нередко имеют в виду „неискаженную“ мощность. Под этим термином подразумевают наибольшую выходную мощность, которую можно получить при условии, что степень нелинейных искажений формы сигналов (см. ниже) не превосходит некоторой заданной величины.

Каскады усиления напряжения и тока характеризуются величиной коэффициента усиления напряжения или тока. Иногда говорят о крутизне усилителя, имея в виду отношение приращения величины тока на его выходе к приращению величины напряжения на входе.

Прохождение сигналов через усилительное устройство, вообще говоря, сопровождается искажениями их формы. Частотные и фазовые

искажения, обусловленные наличием в схеме реактивных элементов, определяются видом частотной и фазовой характеристик усилителя и оцениваются отклонением этих характеристик от идеальных (см. § 3 первой главы). В зависимости от того, в какой области частот действительные характеристики усилителя приближаются к идеальным, различают усилители низкой и высокой частоты. Первые предназначаются для усиления сигналов, верхняя граница укороченного спектра которых не превышает нескольких десятков килогерц; вторые — для усиления сигналов, основная часть спектра которых лежит в области нескольких сотен килогерц, единиц или десятков мегагерц.

Особый класс представляют так называемые широкополосные усилители, обычно применяемые для усиления импульсных сигналов. Характеристики таких усилителей приближаются к идеальным в области частот от десятков герц или килогерц до многих сотен килогерц или до нескольких единиц или десятков мегагерц. Для приближения действительных характеристик к идеальным в широкой области частот в схему вводятся специальные „корректирующие“ цепи. Поэтому широкополосные усилители часто носят название усилителей с коррекцией.

Другим классом усилителей являются усилители постоянного тока или постоянного напряжения. Они характеризуются тем, что их коэффициент усиления отличен от нуля для частоты $\omega = 0$. Благодаря этому такие усилители пропускают не только переменные, но и постоянную составляющую спектра сигналов.

Общий коэффициент усиления многокаскадной схемы равен произведению коэффициентов усиления всех каскадов. Поэтому частотная характеристика усилителя в целом может быть получена перемножением ординат частотных характеристик всех каскадов, соответствующих одной и той же частоте. Фазовая характеристика усилителя получается сложением ординат, отвечающих одной и той же частоте фазовых характеристик всех каскадов.

Коэффициент неравномерности частотной характеристики многокаскадного усилителя, соответствующий некоторой частоте, и общий сдвиг фазы гармонического сигнала, проходящего через схему N -каскадного усилителя, определяются, таким образом, соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} M_{\omega} &= M_1 \cdot M_2 \cdot \dots \cdot M_N, \\ \Psi_{\omega} &= \Psi_1 + \Psi_2 + \dots + \Psi_N. \end{aligned} \right\} \quad (128)$$

Кроме линейных искажений при усилении сигналов, могут иметь место нелинейные искажения их формы,¹ обусловленные наличием в схеме нелинейных элементов. В первую очередь — это электронные лампы, трансформаторы и дроссели с железом. Нелинейные искажения обычно возрастают с увеличением амплитуды усиливаемых сигналов.

¹ Нелинейные искажения часто называются амплитудными.

Поэтому появление нелинейных искажений наиболее вероятно в последних каскадах многокаскадной схемы, где амплитуда усиливаемых сигналов наибольшая.

Степень нелинейных искажений сигналов при усилении определяется видом амплитудной характеристики усилителя, представляющей собой зависимость амплитуды выходного напряжения (или тока) от амплитуды гармонического напряжения, действующего на входе схемы:

$$U_{m2} = f_1(U_{m1}), \quad I_{m2} = f_2(U_{m1}). \quad (129)$$

Появление нелинейных искажений отмечается отклонением графиков, описываемых этими выражениями, от прямой линии (рис. 106).

Усилители, у которых в рабочей области изменения амплитуды сигнала U_{m1} амплитудная характеристика линейна, иногда называют линейными усилителями.

В радиотехнике для числовой оценки нелинейных искажений широко пользуются коэффициентом нелинейных искажений — клирфактором. Последний представляет собой отношение действующего значения всех гармоник выходного напряжения к действующему значению напряжения основной частоты при прохождении через схему гармонического сигнала:

$$\nu = \frac{\sqrt{U_{m2 I}^2 + U_{m2 II}^2 + \dots}}{U_{m2}}. \quad (130)$$

Для приближения реальной амплитудной характеристики к идеальной в схему вводятся корректирующие цепи. Усилители с такими цепями носят название усилителей с амплитудной коррекцией.

Усилительные каскады часто классифицируются по виду анодной нагрузки лампы. При этом различают аperiodические и резонансные каскады.

Нагрузкой лампы резонансного каскада обычно служит колебательный контур (или система связанных контуров), собственная частота которого лежит в пределах области частот спектра усиливаемых сигналов. Нагрузкой лампы аperiodического каскада служит цепь, не имеющая ярко выраженных резонансных свойств. На рис. 107, 108 и 109 приведены схемы трех наиболее распространенных типов аperiodических каскадов.

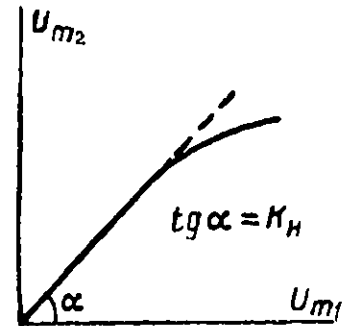


Рис. 106. Амплитудная характеристика усилителя.

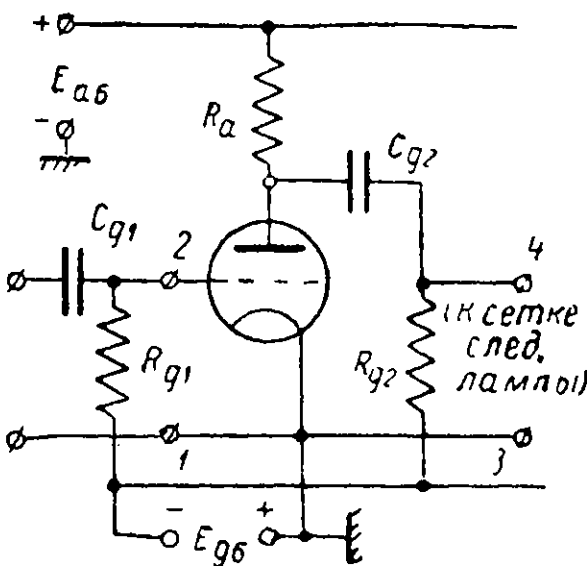


Рис. 107. Схема каскада усилителя на сопротивлениях.

Схема, изображенная на рис. 107, представляет собой схему каскада усиления на сопротивлениях, или реостатного каскада. Она отличается от схемы каскада, изображенной на рис. 82, в котором анодная

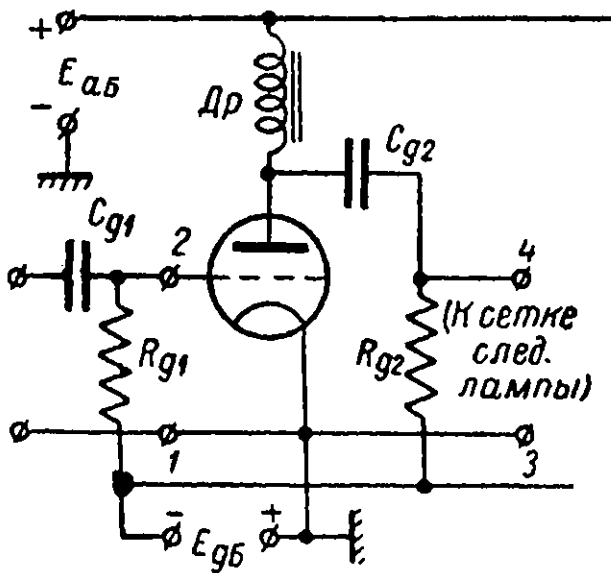


Рис. 108. Схема дроссельного усилительного каскада.

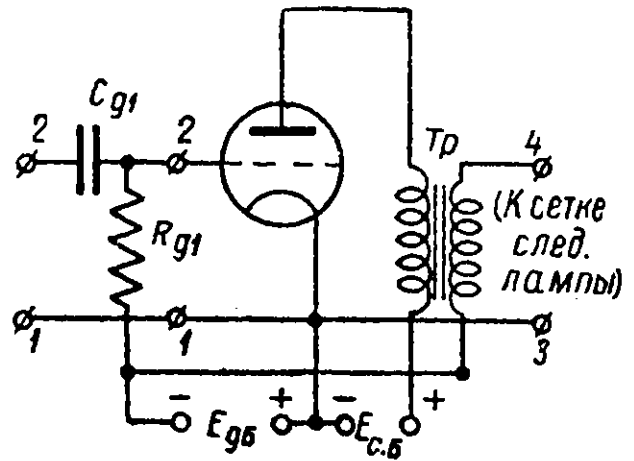


Рис. 109. Схема трансформаторного усилительного каскада.

нагрузка Z_a заменена сопротивлением R_a , наличием цепей $C_{г1}$, $R_{г1}$ и $C_{г2}$, $R_{г2}$. Благодаря включению „входной“ цепи $C_{г1}$, $R_{г1}$, на сетку лампы поступает только переменная составляющая напряжения от источника сигналов. Необходимое для нормальной работы лампы сеточное смещение подается через сопротивление

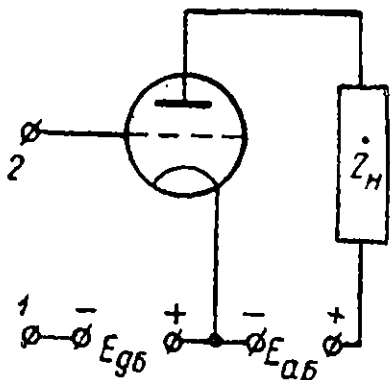


Рис. 110. Схема каскада с непосредственным включением нагрузки в анодную цепь лампы.

$R_{г1}$. Цепь $C_{г2}$, $R_{г2}$ называется переходной и связывает анод лампы с сеткой следующей лампы. Включение емкости $C_{г2}$ приводит к тому, что с анода первой лампы на сетку второй подается только переменная составляющая напряжения. Так как переменный анодный ток лампы протекает не только через сопротивление R_a , но также через цепь $C_{г2}$, $R_{г2}$, последнюю следует относить в состав анодной нагрузки лампы каскада.

Схема дроссельного каскада (рис. 108) отличается от схемы реостатного каскада заменой активного сопротивления R_a дросселем $L_{др}$. Каскад, построенный по схеме, изображенной на рис. 109, носит название трансформаторного. В технике физического эксперимента особенно широкое применение находят реостатные каскады.

Нагрузка лампы окончного каскада определяется прибором, включенным на выход усилительного устройства. Так как один и тот же усилитель может работать на разные нагрузки, то окончные каскады классифицируют не по виду нагрузки лампы, а по способу включения

этой нагрузки в ее анодную цепь. Именно, различают схемы с непосредственным включением нагрузки в анодную цепь лампы (рис. 110), схемы с дроссельным выходом (рис. 111) и схемы с трансформаторным выходом (рис. 112). Трансформаторная схема широко приме-

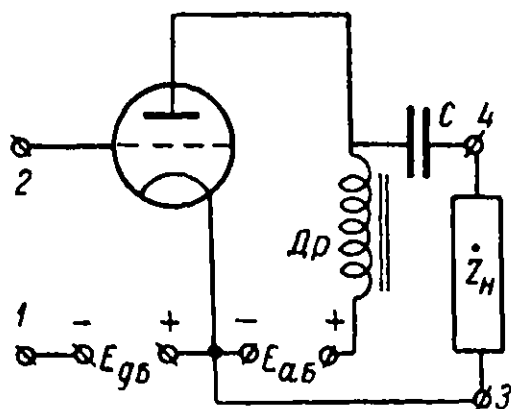


Рис. 111. Схема каскада с дроссельным выходом.

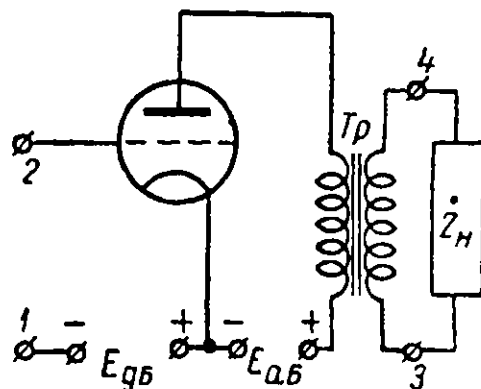


Рис. 112. Схема каскада с трансформаторным выходом.

няется в радиотехнических устройствах, так как позволяет получить наиболее выгодные энергетические характеристики оконечного каскада. В технике физического эксперимента часто применяется простейшая схема непосредственного включения нагрузки в анодную цепь последней лампы усилителя.

Все приведенные схемы соответствуют однокатным усилителям. Кроме схем такого типа, имеются усилители, носящие название двухтактных. Двухтактный каскад содержит две лампы, включенные таким образом, что действие сигнала на входе вызывает изменение потенциалов их сеток в противоположных направлениях. Анодные цепи ламп построены так, что при этом сигналы, получаемые от каждой лампы, не нейтрализуются, а складываются.

Пример схемы двухтактного трансформаторного усилительного каскада приведен на рис. 113.

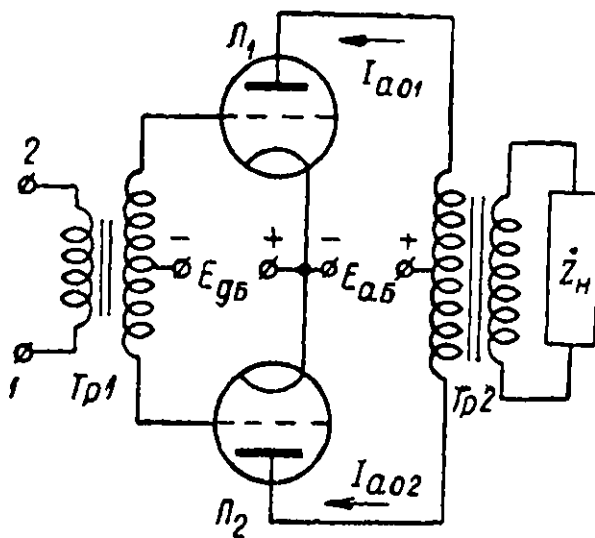


Рис. 113. Схема двухтактного трансформаторного усилительного каскада.

Усилители электрических сигналов могут оцениваться не только по величине коэффициента усиления, степени искажений формы сигналов или по энергетическим соотношениям, но также по стабильности и устойчивости их работы, по величине флюктуационного напряжения на входе и т. д. На этих характеристиках мы остановимся ниже, при рассмотрении электрических процессов в схемах усилителей.

2. Режимы работы ламп в усилительных каскадах. Различают три основных режима работы ламп в усилительных каскадах — режимы „А“, „В“ и „С“.

Режим „А“ характеризуется тем, что при действии сигнала рабочая точка не выходит за пределы практически прямолинейного участка динамической характеристики лампы (рис. 114). При этом нелинейные искажения минимальны, но к. п. д. каскада оказывается низким. Последнее связано с тем, что в анодной цепи лампы протекает постоянный ток значительной величины.

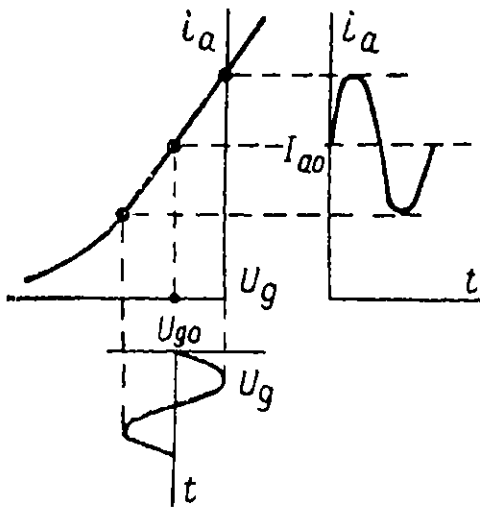


Рис. 114. Графическая иллюстрация работы лампы в режиме „А“.

Режим класса „А“ широко используется в схемах относительно маломощных усилителей, в частности, лампы апериодических усилителей напряжения или тока почти исключительно работают в этом режиме. Для постройки маломощных оконечных каскадов также обычно предпочитают режим „А“, особенно если необходимо, чтобы степень нелинейных искажений

была мала. В установках большой мощности, вследствие малого к. п. д., этот режим почти не применяется.

При работе лампы в режиме „В“ на ее сетку подается такое смещение, что рабочая точка располагается левее искривленного участка динамической характеристики (рис. 115).

К. п. д. каскада в этом случае значительно выше, чем при работе лампы в режиме „А“, но нелинейные искажения сигналов оказываются большими.

При работе лампы в режиме „С“ абсолютная величина сеточного смещения выбирается еще больше, чем в режиме „В“. Работа усилителя в этом режиме связана с еще большими нелинейными искажениями.

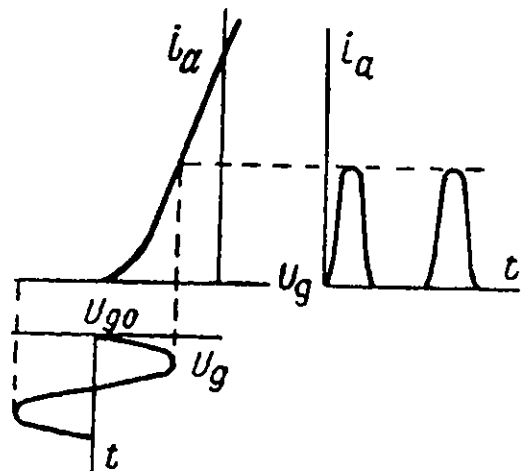


Рис. 115. Графическая иллюстрация работы лампы в режиме „В“.

Режимы работы „В“ и „С“ широко применяются в двухтактных схемах и схемах резонансных усилителей гармонических сигналов. Благодаря резонансным свойствам анодной нагрузки лампы гармоники основной частоты оказываются ослабленными и, следовательно, усиление сигналов связано с небольшими нелинейными искажениями.

При использовании режимов „В“ и „С“ в двухтактных схемах нелинейные искажения также относительно невелики, даже если нагрузка каскада апериодическая. Это иллюстрирует изображенная на рис. 116 диаграмма работы двухтактного каскада (схема которого была приведена на рис. 113) при действии на его входе гармонического напряжения. Здесь i_{a1} и i_{a2} — мгновенные значения анодных токов первой и второй лампы. Напряжение на сетках обеих ламп сдвинуто по фазе на угол π , что учтено на приведенном графике. Форма напряжения на выходе определяется изменением с течением времени величины разности токов i_{a1} и i_{a2} . Легко видеть, что напряжение значительно ближе по форме к входному, чем в однотактном каскаде, работающем в таком же режиме.

Кроме трех основных режимов работы ламп, иногда используются промежуточные режимы „АВ“ и „ВС“, в которых начальная рабочая точка располагается соответственно правее или левее ее положения в режиме „В“. Оба эти режима также связаны с большими нелинейными искажениями и применяются в таких же схемах, что и режимы „В“ и „С“.

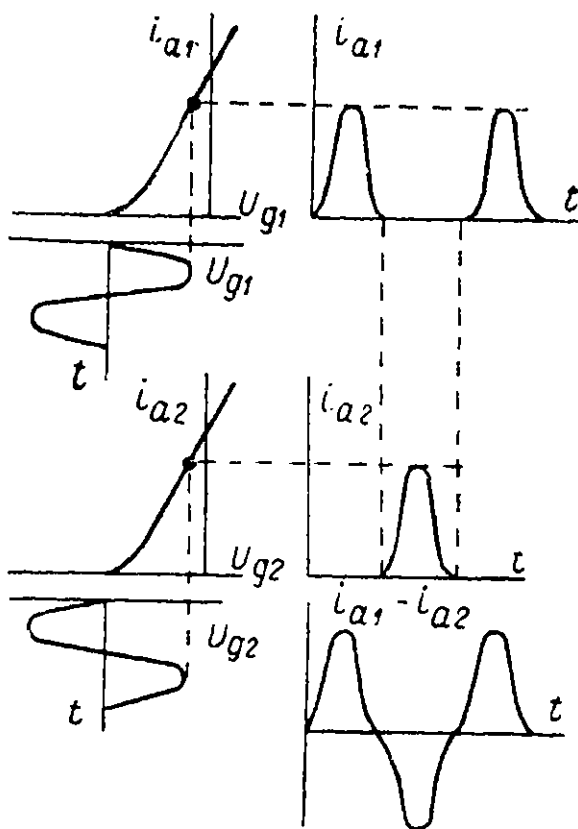


Рис. 116. Графическая иллюстрация работы лампы в режиме „В“ в двухтактном каскаде.

§ 2. АПЕРИОДИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ

1. Характеристики усилительного каскада на сопротивлениях. На рис. 117 приведена эквивалентная схема лампы с нагрузкой по ее анодной цепи. В схеме усилителя на сопротивлениях анодная нагрузка лампы для переменного тока складывается из сопротивления R_a , цепи C_{g2} , R_{g2} и паразитных параметров. К их числу относятся параметры входа каскада — активное сопротивление $R_{вх2}$ и емкость $C_{вх2}$ (см. рис. 87b), распределенная емкость монтажа $C_{ох}$ и емкость между анодом и катодом лампы рассматриваемого каскада $C_{ак}$.

Емкость C_{g2} обычно велика и, следовательно, для переменного тока она представляет относительно малое сопротивление. Поэтому емкости $C_{вх2}$, $C_{ак}$ и $C_{ох}$ можно объединить в одну емкость

$$C_2 = C_{вх2} + C_{ак} + C_{ох}. \quad (131)$$

Заменяя также параллельно включенные сопротивления R_{g2} и $R_{вх2}$ одним $R_2 = \frac{R_{вх2}R_{g2}}{R_{вх2} + R_{g2}}$ и пользуясь теоремой об эквивалентном генераторе (см. § 1, п. 3 первой главы), перерисуем эквивалентную схему в виде, представленном на рис. 118. Составляя для этой схемы ура-

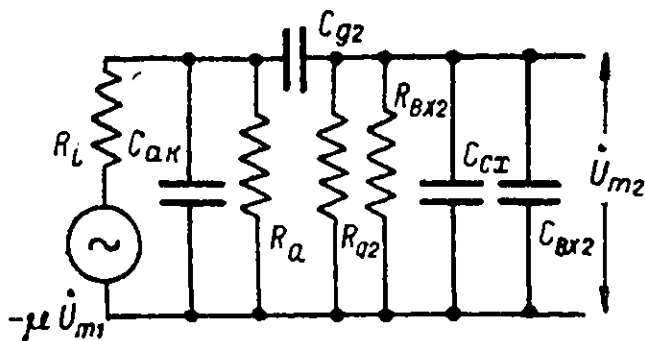


Рис. 117. Эквивалентная схема для переменного тока анодной цепи лампы усилительного каскада на сопротивлениях.

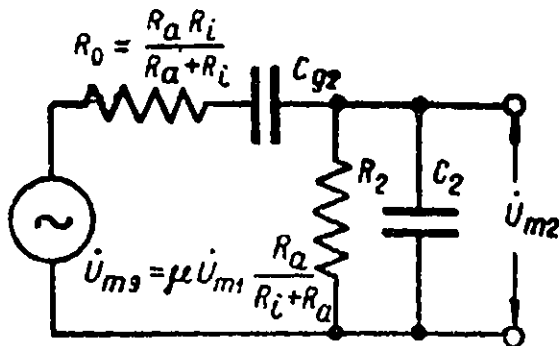


Рис. 118. Преобразованная эквивалентная схема для переменного тока анодной цепи лампы усилительного каскада на сопротивлениях.

внения Кирхгофа для комплексных амплитуд токов и напряжения и полагая, что $C_{g2} \gg C_2$, получим следующее выражение для комплексного коэффициента усиления каскада усилителя на сопротивлениях:

$$k = -\mu \frac{1}{\left(1 + \frac{R_i}{R_a} + \frac{R_i}{R_2}\right) + j \left[\omega C_2 R_i - \frac{1}{\omega C_{g2} R_2} \left(\frac{R_i}{R_a} + 1\right)\right]} \quad (132)$$

Пользуясь этим выражением, нетрудно найти частотную и фазовую характеристики каскада.

Графики $k = k(\omega)$ и $\Psi = \Psi(\omega)$, соответствующие выражению (132), приведены на рис. 119, причем отсчет величины Ψ ведется от значения, равного π . Так как изменение фазы всех частотных компонент спектра сигнала на угол π приводит только к изменению его полярности, а форма сигнала при этом не искажается, то обычно говоря о фазовой характеристике каскада и имеют в виду зависимость от частоты величины Ψ , отсчитанной от значения, равного π .

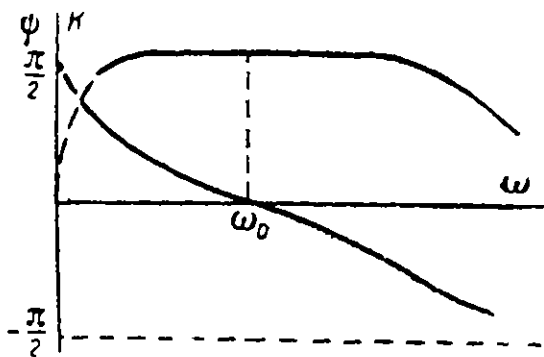


Рис. 119. Частотная и фазовая характеристики усилительного каскада на сопротивлениях.

Частота, соответствующая $\Psi = \Psi_0 = 0$ (или, точнее говоря, $\Psi = \pi$) и, одновременно, максимальной величине коэффициента усиления $k = k_0$, носит название квазирезонансной частоты и опреде-

...

ляется из соотношения

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{C_{g2}C_2R_2R_i} \left(\frac{R_i}{R_a} + 1 \right)}. \quad (133)$$

При этом значении частоты сигнала соотношение (132) можно переписать в виде:

$$k_0 = -SR_0, \quad (134)$$

где

$$R_0 = \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_2}}. \quad (135)$$

Соотношение (135) показывает, что эквивалентная схема каскада для сигнала, частота которого совпадает с квазирезонансной частотой ω_0 , может быть представлена в виде цепи, не содержащей емкостей (рис. 120а).

Если частота $\omega \gg \omega_0$, то (132) можно приближенно записать в виде

$$\dot{k}_B = -\frac{SR_0}{1 + j\omega C_2 R_0}. \quad (136)$$

Написанное выражение показывает, что в области высокочастотного конца спектра приближенная эквивалентная схема реостатного каскада имеет вид RC -цепи с емкостью на выходе (рис. 120б). Это соответствует тому, что при достаточно большой частоте сигнала сопротивлением конденсатора C_{g2} можно пренебречь, заменив его коротким замыканием. Уменьшение величины коэффициента усиления с возрастанием частоты, по сравнению с квазирезонансной, обусловлено уменьшением сопротивления емкости C_2 и возрастанием в связи с этим доли переменного напряжения, падающего на сопротивлении R_i .

При $\omega \rightarrow \infty$, $\frac{1}{\omega C_2} \rightarrow 0$, и величина коэффициента усиления каскада уменьшается до нуля.

Если частота $\omega \ll \omega_0$, то соотношение (132) можно приближенно записать в виде

$$\dot{k}_H = -\frac{SR_0}{1 - \frac{j}{\omega R_H C_{g2}}}, \quad (137)$$

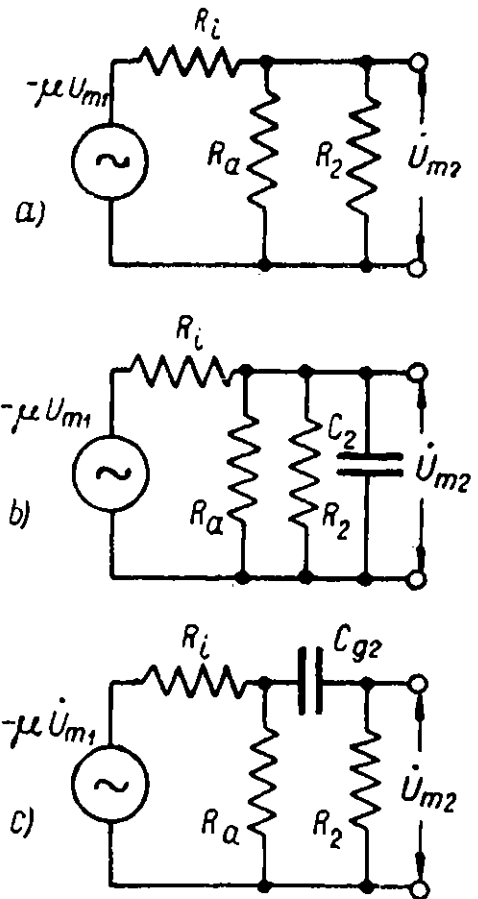


Рис. 120. Эквивалентные схемы для переменного тока анодной цепи лампы усиительного каскада на сопротивлениях: а — для квазирезонансной частоты, б — для области частот, значительно превышающих квазирезонансную, с — для области частот, значительно меньших квазирезонансной.

где

$$R_{II} = R_2 + \frac{1}{\frac{1}{R_{II}} + \frac{1}{R_I}}. \quad (138)$$

Выражение (138) показывает, что в области нижних частот спектра эквивалентная схема реостатного каскада может быть представлена в виде RC -цепи с активным сопротивлением на выходе (рис. 120). Это соответствует тому, что при достаточно низкой частоте прово-

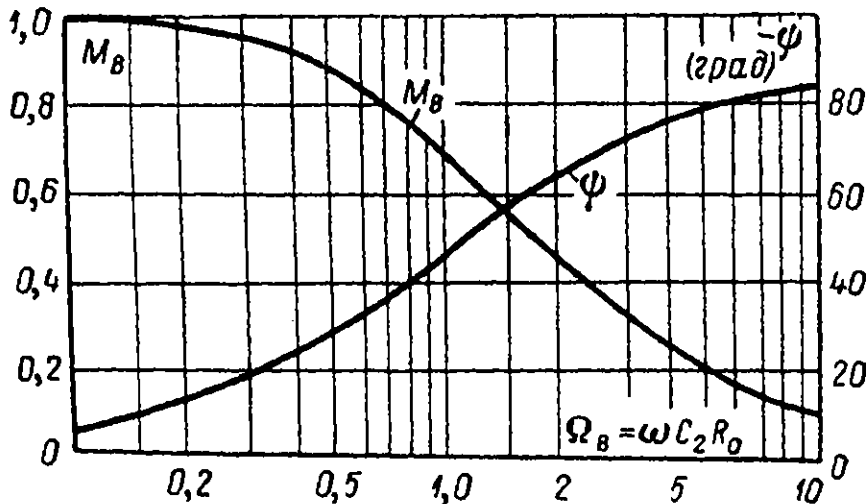


Рис. 121. Обобщенные частотная и фазовая характеристики усилительного каскада на сопротивлениях для высокочастотного конца спектра.

димость емкости C_2 становится настолько малой, что ею можно пренебречь по сравнению с проводимостью остальных элементов схемы. Уменьшение величины коэффициента усиления по мере снижения частоты по сравнению с квазирезонансной обусловлено возрастанием сопротивления емкости $C_{\rho 2}$. При $\omega \rightarrow 0$, $\frac{1}{\omega C_{\rho 2}} \rightarrow \infty$, и коэффициент усиления каскада падает до нуля.

Пользуясь выражениями (134) и (136), найдем, что неравномерность частотной характеристики каскада в области высокочастотного конца спектра:

$$M_{II} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega C_2 R_0)^2}}. \quad (139)$$

Зависимость коэффициента неравномерности M_{II} от безразмерной величины $\Omega_{II} = \omega C_2 R_0$ носит название обобщенной частотной характеристики реостатного каскада в области высокочастотной части спектра. Такая характеристика изображена на рис. 121. На этом же графике приведена обобщенная фазовая характеристика каскада, т. е. зависимость $\Psi = \Psi(\Omega_{II})$. Из выражения (136) следует, что ее уравнение

$$\Psi = -\arctg \Omega_{II}. \quad (140)$$

Обратим внимание на то, что сдвиг фаз Ψ , соответствующий некоторой частоте ω , просто связан с величиной неравномерности частотной характеристики для этой частоты. Действительно, из (139) и (140) имеем:

$$\cos \Psi_{\text{н}} = |M_{\text{н}}|, \quad (141)$$

т. е. косинус угла сдвига фазы сигнала численно равен коэффициенту неравномерности частотной характеристики для той же частоты.

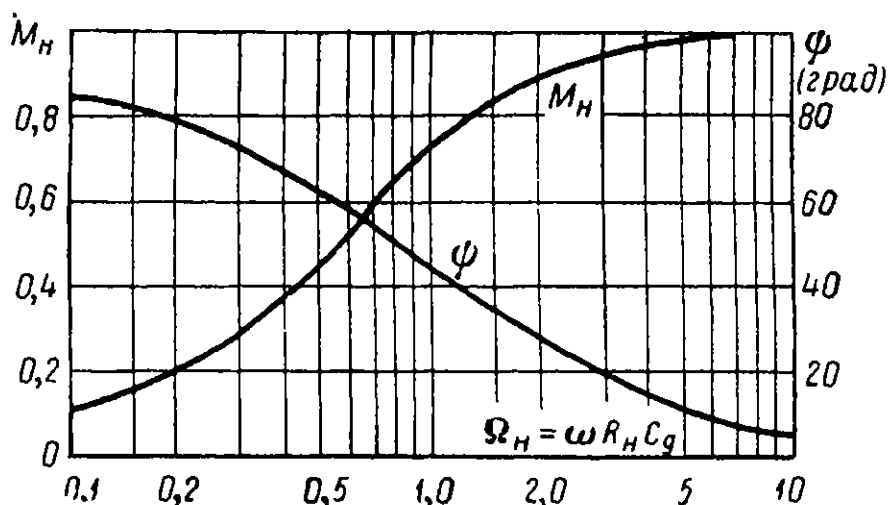


Рис. 122. Обобщенные частотная и фазовая характеристики усилительного каскада на сопротивлениях для низкочастотного конца спектра.

Неравномерность частотной характеристики каскада в области низкочастотного конца спектра найдем на основании выражений (134) и (137):

$$M_{\text{н}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega C_{g2} R_{\text{н}}}\right)^2}}. \quad (142)$$

Зависимость $M_{\text{н}} = f(\Omega_{\text{н}})$, где $\Omega_{\text{н}} = \omega C_{g2} R_{\text{н}}$, носит название обобщенной частотной характеристики реостатного каскада в области низкочастотного конца спектра. Такая характеристика изображена на рис. 122, на котором также приведена обобщенная фазовая характеристика каскада в низкочастотной части спектра, описываемая уравнением

$$\Psi_{\text{н}} = \arctg \frac{1}{\Omega_{\text{н}}}. \quad (143)$$

Из сравнения (142) и (143) следует, что

$$\cos \Psi_{\text{н}} = M_{\text{н}}, \quad (144)$$

т. е. как и в области высокочастотного конца спектра, косинус угла сдвига фазы сигнала, проходящего через каскад, численно равен коэффициенту неравномерности частотной характеристики для той же частоты.

Из приведенных соотношений следует, что малые частотные искажения обеспечивают малые фазовые искажения. Фазовая характеристика каскада остается приблизительно прямолинейной, даже если усиление в области крайних частот диапазона, на который рассчитан усилитель, на 5—10% меньше своей максимальной величины. Обычно при расчете реостатного усилителя без коррекции, предназначенного для усиления сигналов, имеющих сравнительно узкий спектр, принимаются во внимание только частотные искажения. Параметры схемы выбираются такими, чтобы эти искажения не превосходили допустимой величины.

Если указано, что величина коэффициента неравномерности частотной характеристики при частоте $\omega = \omega_B \gg \omega_0$ не должна быть менее, чем M_B^* , то на основании выражения (139) находим, что параметры схемы должны удовлетворять соотношению

$$\omega_B C_2 R_0 \leq \frac{\sqrt{1 - M_B^{*2}}}{M_B^*}. \quad (145)$$

Совершенно так же для того, чтобы при частоте $\omega = \omega_H \ll \omega_0$ коэффициент неравномерности частотной характеристики был бы не меньше M_H^* , параметры схемы должны удовлетворять условию:

$$\omega_H C_{g2} R_H \geq \frac{M_H^*}{\sqrt{1 - M_H^{*2}}}. \quad (146)$$

которое легко находится из соотношения (142).

Прежде чем рассчитывать усилитель, устанавливается тип лампы, на которой он будет построен, выбирается ее режим и находятся параметры лампы, соответствующие этому режиму.

2. Лампы для каскадов усиления на сопротивлениях. Выражение для максимального значения коэффициента усиления каскада на сопротивлениях (134) показывает, что величина k_0 тем больше, чем больше статический коэффициент усиления лампы μ , сопротивление анодной нагрузки R_a и сопротивление R_2 , и тем меньше, чем больше внутреннее сопротивление лампы R_i . Увеличение равномерности частотной характеристики каскада в области высокочастотного конца спектра без снижения величины коэффициента k_0 требует уменьшения величины емкости C_2 (см. частотные характеристики каскада, изображенные на рис. 123). Величина емкости C_2 определяется емкостью монтажа, выходной емкостью лампы и, наконец, входной емкостью следующего каскада. Если, как это часто бывает, лампы обоих каскадов одинаковы, то можно считать, что величина C_2 связана с входной емкостью лампы рассматриваемого каскада. Отсюда следует, что для того, чтобы получить одновременно большое усиление и малые частотные искажения формы сигналов, усилители на сопротивлениях следует строить на лампах, имеющих большое значе-

ние μ , малое внутреннее сопротивление R_i и малую емкость $C_{вх}$. Иначе говоря, различные лампы можно сравнивать по величине отношения $S/C_{вх}$, где S — крутизна характеристики.

Среди ламп, предназначенных для использования в усилителях на сопротивлениях, имеются как триоды [например, 6С4Б (6Ф5)], так и многосеточные лампы (например, пентод 6Ж7Б). У многосеточных ламп отношение $S/C_{аg}$ значительно больше, чем у триодов. Поэтому

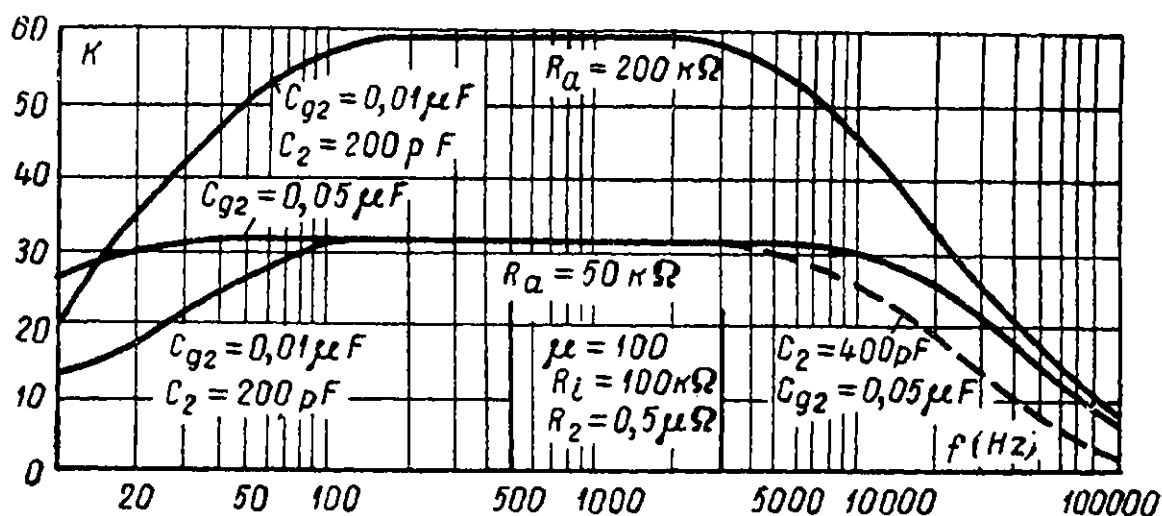


Рис. 123. Частотные характеристики усилительного каскада на сопротивлениях при разных значениях параметров схемы.

для усиления сигналов, укороченный спектр которых хотя бы частично располагается в области частот, превышающих 10—20 кГц, обычно применяются пентоды.

В триодных каскадах величина сопротивления R_a часто выбирается большей внутреннего сопротивления лампы с тем, чтобы получить большое усиление на каскад. При построении реостатного усилителя на пентоде значение сопротивления R_a практически всегда выбирается значительно меньшим внутреннего сопротивления лампы. Это связано как с условием получения малых искажений в высокочастотной части спектра, так и с тем, что при большом значении R_a для поддержания нормального режима работы лампы потребовался бы источник питания анодной цепи, обладающий очень большим напряжением. Усиление пентодного каскада превосходит усиление триодного при одинаковой неравномерности частотных характеристик.

Выбирая режим работы лампы в усилительном каскаде, принимают во внимание нелинейные искажения сигналов. Для того чтобы они были малы, динамическая характеристика лампы должна располагаться в области приблизительно линейных участков ее статических характеристик. Проще всего выбрать наиболее удачный режим, пользуясь семейством статических анодных или сеточных характеристик лампы и нанося на него нагрузочную прямую и динамическую характеристику (см. § 5 второй главы). Определяя таким образом целесообразную величину сеточного смещения, в большинстве случаев стремятся по-

ставить лампу в такой режим, при котором для всех значений потенциалов ее сетки во время работы сеточный ток был бы практически равен нулю. В противном случае рассматриваемый каскад будет представлять собой нагрузку переменной величины для предыдущего каскада (или другого источника усиливаемых сигналов), что приведет

к появлению дополнительных нелинейных искажений.

На рис. 124 приведена схема реостатного каскада, построенного на пентоде.

Величины сопротивлений R_1 и R_2 выбираются такими, чтобы напряжение на экранной сетке было бы порядка 80—100 в. Емкость конденсатора $C_{бл}$, включенного параллельно сопротивлению R_2 , выбирается такой, чтобы для нижней частоты диапазона, на который рассчитан усилитель, его сопротивление было бы много меньше величины сопротивления R_2 . В противном случае потенциал экранной сетки не будет поддерживаться неизменным, и входная емкость каскада возрастет.

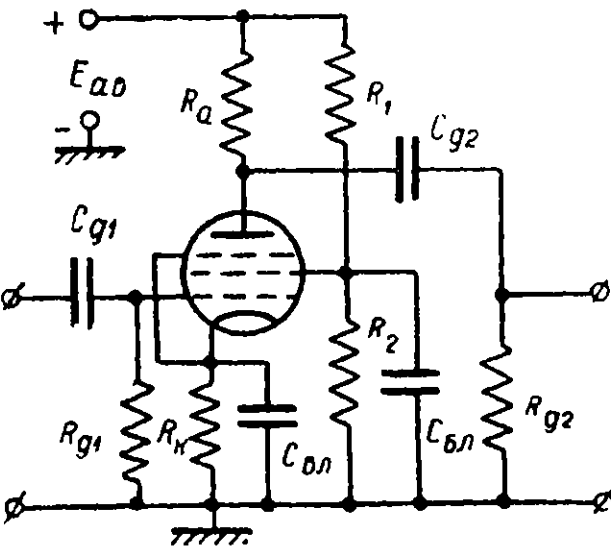


Рис. 124. Схема усилительного каскада на сопротивлениях на пентоде.

Сопротивление R_k , шунтированное емкостью $C_{бл}$, позволяет получить начальное сеточное смещение на сетке лампы без применения отдельной батареи. По этому сопротивлению протекает постоянная составляющая анодного тока лампы I_{a0} и тока экранной сетки $I_{g^{э0}}$. Поэтому потенциал сетки лампы оказывается ниже потенциала ее катода на величину

$$U_{g^0} = (I_{a0} + I_{g^{э0}}) R_k. \quad (147)$$

Для того чтобы через сопротивление R_k не протекали переменные составляющие анодного и экранного токов и вследствие этого смещение на сетке не оказалось бы переменным, это сопротивление шунтируется конденсатором $C_{бл}$, величина которого выбирается из условия

$$C_{бл} \gg \frac{1}{\omega_{н} R_k}, \quad (148)$$

где $\omega_{н}$ — низшая частота в спектре усиливаемых сигналов.

В качестве блокировочных конденсаторов в катодных цепях ламп часто используются электролитические конденсаторы емкостью в несколько десятков или сотен микрофард.

3. Расчет усилителя на сопротивлениях. Параметры схемы усилителя на сопротивлениях могут быть выбраны на основании написанных выше соотношений (145) и (146). Если каскады схемы

идентичны, то достаточно рассчитать только один из них, определив предварительно допустимую неравномерность его частотной характеристики по заданной неравномерности характеристики всего устройства. Если же каскады не идентичны, то допустимая неравномерность характеристик отдельных каскадов устанавливается на основании тех или иных дополнительных соображений. Число каскадов определяется величиной требуемого усиления и значением коэффициента усиления для каждого каскада.

Если реостатный каскад строится на пентоде, то обычно, как уже упоминалось, величина сопротивления R_a выбирается значительно меньшей внутреннего сопротивления лампы. Сопротивление утечки сетки следующего каскада R_{g2} берется значительно большим, чем R_a , с тем, чтобы включение переходной цепи не привело к заметному снижению значения коэффициента усиления k_0 . Слишком большую величину сопротивления R_{g2} не берут, так как при этом, как показывает рассмотрение процессов в лампе, возможно развитие электронного тока с сетки за счет вторичной эмиссии и нагревание сетки, в результате чего лампа выходит из строя. Допустимое значение сопротивления R_{g2} для ламп данного типа часто указывается в справочниках и зависит от того, в какой схеме работает лампа. Большей частью его величина не превосходит 0,5—1 *Мом*.

Так как обычно в диапазоне частот, на которые рассчитан реостатный усилитель, выполняется неравенство $R_{вх2} \gg R_{g2}$, то величину сопротивления R_2 можно считать равной значению R_{g2} . Поэтому для пентодного усилителя справедливы соотношения $R_a \ll R_{g2}$ и $R_a \ll R_i$ и в выражениях (145) и (146) вместо R_0 можно написать R_a , а вместо $R_{ii} — R_{g2}$. Величина емкости C_2 обычно либо задается, либо определяется, если приблизительно известен коэффициент усиления следующего каскада и лампа, на которой он построен. При этом величину емкости $C_{ох}$ [см. выражение (130)] обычно полагают равной 10—15 *пф*. Зная величину емкости C_2 и пользуясь заданными при расчете значениями ω_{ii} и M_{ii}^* , на основании (145) находят величину сопротивления R_a .

Далее, располагая значениями ω_{ii} и M_{ii}^* , находят с помощью соотношения (146) величину произведения $C_{g2}R_{g2}$. Для того чтобы теперь определить значения C_{g2} и R_{g2} , руководствуются указанными выше соображениями о желательной величине сопротивления R_{g2} . Кроме того, следует иметь в виду, что возможность увеличения емкости C_{g2} с целью уменьшения коэффициента неравномерности M_{ii} при заданном значении сопротивления R_{g2} — ограничена. С увеличением емкости конденсатора растут его геометрические размеры, а с ними — утечки, емкость его пластин по отношению к „земле“ (т. е. емкость C_2) и увеличивается индуктивность пластин. Первое приводит к тому, что на сетку лампы следующего каскада может оказаться поданным положительное напряжение, второе — к ухудшению характеристик в области

высокочастотного конца спектра, а третье — к нежелательным резонансным явлениям в схеме.

При расчете усилительного каскада на триоде величина сопротивления R_a , определенная на основании (145), может оказаться отрицательной. Это означает, что для получения заданной неравно-

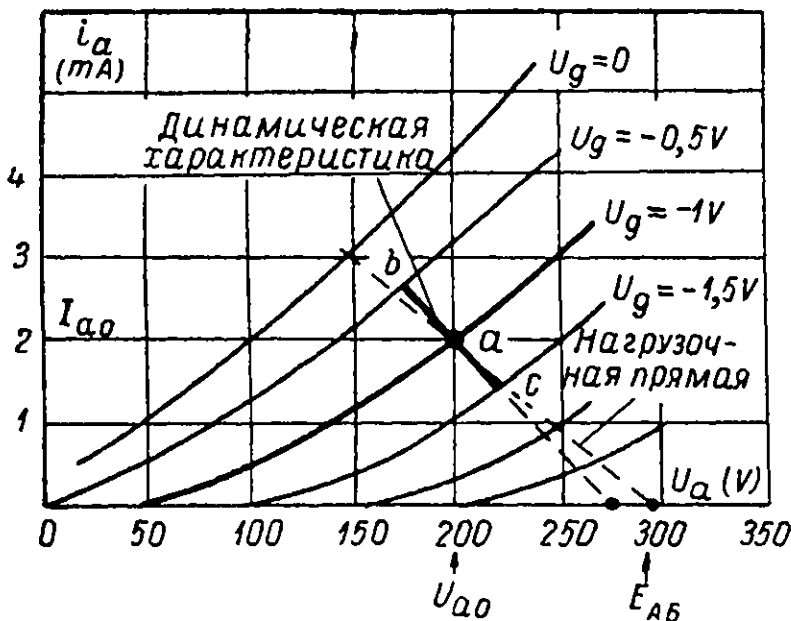


Рис. 125. Анодные характеристики лампы 6С4Б (6Ф5) (к расчетному примеру).

(6Ф5). Положим, что $f_n = 50$ гц, $f_v = 20$ кгц, $M_n^* = M_v^* = 0,9$ и, наконец, для простоты величину емкости C_2 будем считать заданной и равной 100 пф. Амплитуда усиливаемых сигналов не превышает $0,5$ в.

На основании (145) находим $R_0 \leq 2 \cdot 10^4$ ом. Внутреннее сопротивление лампы 6Ф5 при напряжении U_g порядка 1 в (очевидно, приблизительно таково должно быть смещение на сетке, поскольку амплитуда усиливаемых сигналов $0,5$ в) — около $4,5 \cdot 10^4$ ом. Полагая, что $R_{g2} \gg R_a$, на основании (135) находим $R_a \leq 36 \cdot 10^8$ ом. Поэтому выберем $R_a = 30$ ком.

Далее, величину сопротивления R_{g2} возьмем равной $0,5$ Мом. Тогда, пользуясь (138), получаем $R_n \approx 5 \cdot 10^5$ ом и из (146) найдем, что неравномерность частотной характеристики в области низкочастотного конца спектра не будет превосходить величины $M_n^* = 0,9$, если емкость разделительного конденсатора C_{g2} будет больше $13\,000$ пф. Поэтому выберем $C_{g2} = 15\,000$ пф.

Для того чтобы выбрать режим работы лампы, обратимся к ее характеристикам (рис. 125). Если остановиться на величине сеточного смещения равной 1 в, то рабочая точка должна располагаться на характеристике, выделенной на этом рисунке жирной линией. Проводя динамическую характеристику под углом $\gamma = -\arctg \frac{R_a R_{g2}}{R_a + R_{g2}}$ к оси напря-

мерности в высокочастотной части спектра можно взять сопротивление любой величины. В этом случае значение сопротивления R_a ограничивают величиной, в $3-5$ раз превосходящей величину сопротивления R_L , с тем, чтобы для получения нормального анодного напряжения не пришлось бы строить источник анодного питания слишком высокого напряжения.

В качестве примера приведем расчет реостатного каскада, построенного на триоде 6С4Б

жений (см. § 5 второй главы), находим такое ее положение, при котором отрезок ab приблизительно равен отрезку ac (см. рис. 125). Это соответствует тому, что нелинейных искажений сигнала амплитудой 0,5 в практически нет. (Заметим, что если $ab \neq ac$, то коэффициент нелинейных искажений может быть определен по приближенной формуле

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{ac - ab}{ac + ab}).$$

Точка a является начальной рабочей точкой и выбранное положение ее определяет анодное напряжение лампы и начальный анодный ток (в рассматриваемом случае $U_{a0} = 200$ в и $I_{a0} = 2$ ма). Величина $P = I_{a0}U_{a0}$ должна быть меньше величины мощности, рассеяние которой допускается на аноде используемой лампы.

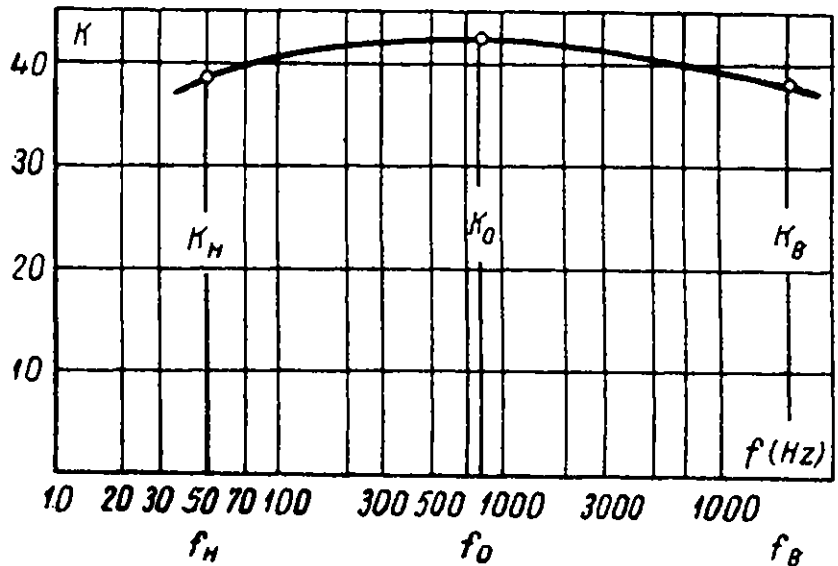


Рис. 126. Частотная характеристика усилителя (к расчетному примеру).

Определяя из характеристик лампы значения R_i и μ для начальной рабочей точки, получаем $R_i = 5 \cdot 10^4$ ом и $\mu = 100$. Если бы величина сопротивления R_i заметно отличалась от принятой при определении параметров схемы, последние пришлось бы пересчитать.

Проводя через точку a нагрузочную прямую под углом $\gamma = -\arctg \frac{1}{R_a}$ до пересечения с осью напряжений, находим, что для получения напряжения $U_{a0} = 200$ в нужен источник питания анодной цепи с напряжением $E_{ав} \approx 290$ в. Для того чтобы получить сеточное смещение $U_{g0} = -1$ в, в катод лампы надо включить сопротивление

$$R_k = \frac{|U_{g0}|}{I_{a0}} = 500 \text{ ом.}$$

Пользуясь соотношением (148), найдем, что емкость блокировочного конденсатора, шунтирующего это сопротивление, должна быть не меньше 6 мф.

На рис. 126 приведена частотная характеристика рассчитанного каскада, причем значения k_0 , k_B , k_H и квазирезонансная частота найдены по приведенным выше формулам.

Расчет многокаскадной схемы осложняется необходимостью выбрать число каскадов и распределить по-каскадно допустимую неравномерность характеристики всего устройства. После того как

число каскадов приблизительно установлено, многокаскадный усилитель обычно рассчитывают, начиная с последних каскадов и постепенно переходя к первым. Это дает возможность правильно оценивать величину емкости C_2 . Расчет каждого каскада основывается на приведенных выше выражениях или выражениях, аналогичных им.

4. Замечание о трансформаторном и дроссельном усилительных каскадах. Схема каскада трансформаторного усилителя приведена на рис. 109. Активное сопротивление первичной обмотки трансформатора обычно не превышает нескольких сотен или тысяч ом. Поэтому начальное анодное напряжение лампы приблизительно равно напряжению источника питания анодной цепи. Следовательно, для трансформаторного каскада нужен источник питания с меньшим напряжением, чем источник для питания реостатного каскада.

Усиление трансформаторного каскада может превосходить величину статического коэффициента усиления лампы. Действительно, при действии на входе каскада (точки 1 и 2 на рис. 109) переменного напряжения с амплитудой \dot{U}_{m1} на клеммах вторичной обмотки трансформатора появляется напряжение с амплитудой

$$\dot{U}_{m2} = \dot{U}_{m1} n \mu \frac{\dot{Z}_T}{R_i + \dot{Z}_T},$$

где n — коэффициент трансформации, а Z_T — сопротивление первичной обмотки трансформатора для переменного тока, частота которого совпадает с частотой усиливаемого сигнала.

Используя повышающий трансформатор, коэффициент усиления каскада $k = \frac{|U_{m2}|}{|U_{m1}|}$ можно сделать большим, чем величина μ лампы.

Анализ процессов в схеме показывает, что величина возможного усиления каскада тесно связана с шириной частотного диапазона, на работу в пределах которого он рассчитан. Чем уже этот диапазон, тем большее усиление можно получить при заданных частотных искажениях.

Можно показать, что для того, чтобы неравномерность характеристики каскада в области высокочастотного конца спектра не оказалась чрезмерной, величина коэффициента трансформации должна удовлетворять соотношению

$$n \approx \frac{1}{\omega_B \sqrt{\sigma L_1 C_2}}, \quad (149)$$

где σ — коэффициент, определяющий относительную величину потока рассеяния трансформатора (коэффициент рассеяния), L_1 — индуктивность первичной обмотки трансформатора, а C_2 — емкость его вторичной обмотки с учетом междувитковой емкости, емкости схемы и емкости нагрузки каскада.

Для получения большего коэффициента усиления, коэффициент трансформации желательно выбрать большим. Но максимальная ча-

стота диапазона ω_b обычно бывает задана, уменьшение величины σ связано с значительным усложнением конструкции трансформатора, а существенно изменить величину емкости C_2 не представляется возможным. Индуктивность первичной обмотки не может быть взята произвольно малой. В противном случае в низкочастотной части спектра индуктивное сопротивление $\omega_p L_1$ становится малым, усиление падает, и неравномерность частотной характеристики становится недопустимо большой. Обычно значение индуктивности L_1 выбирается из условия

$$L_1 \geq \frac{a R_i M_{II}^*}{\omega_n \sqrt{1 - M_{II}^{*2}}}, \quad (150)$$

где a — некоторый постоянный коэффициент.

Из выражения (150) видно, что для уменьшения частотных искажений в области низких частот спектра следует увеличивать индуктивность L_1 . Если при этом необходимо сохранить равномерность частотной характеристики в области высокочастотного конца спектра, то приходится уменьшать величину n , т. е. снижать усиление каскада.

Для того чтобы, не увеличивая индуктивности L_1 , получить достаточно большое значение коэффициента M_{II} , можно поступить иначе — выбрать лампу с малым внутренним сопротивлением R_i . Поэтому обычно трансформаторные каскады строятся на лампах, имеющих величину внутреннего сопротивления много меньшую, чем лампы, предназначенные для усилителей на сопротивлениях. Так, например, триод 6С5Б (6С5) имеет $R_i = 10\,000$ ом, но при этом его статический коэффициент усиления $\mu = 20$.

Коэффициент трансформации n трансформаторов, применяемых в рассматриваемых схемах (такие трансформаторы носят название междуламповых), обычно лежит в пределах от двух до четырех. Поэтому коэффициент усиления трансформаторного каскада оказывается такого же порядка, как реостатного.

На рис. 127 приведены типичные частотные характеристики трансформаторного каскада, собранного на лампе 6С5Б, при разных значениях коэффициента трансформации n . Пик усиления в области относительно высоких частот обусловлен так называемым резонансом рассеяния. Индуктивность рассеяния и емкость C_2 образуют резонансный контур, и при частоте сигнала, близкой к собственной

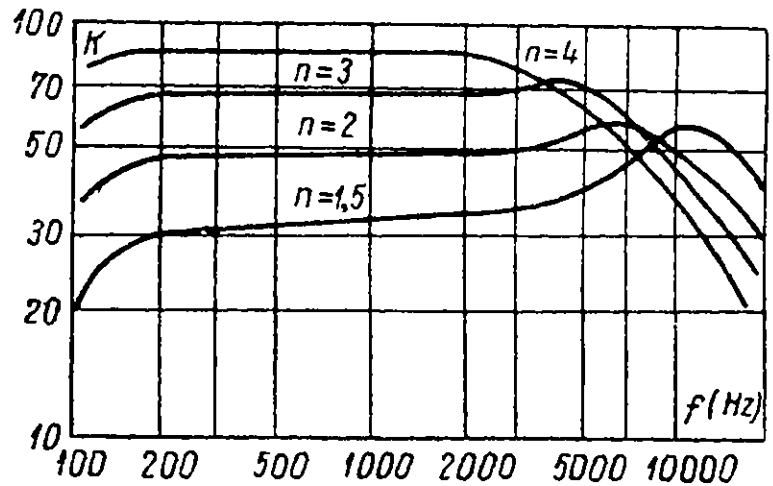


Рис. 127. Частотные характеристики трансформаторного усилительного каскада при разных значениях коэффициента трансформации.

частоте этого контура, наблюдается повышение усиления. Для подавления пика усиления иногда параллельно вторичной обмотке трансформатора включается активное сопротивление. Иногда же этот пик может быть полезен. Если, например, за каскадом усиления на сопротивлениях следует трансформаторный каскад и пик усиления второго каскада расположен как раз в области уменьшения величины усиления первого каскада, то характеристика всего усилителя в целом в области высокочастотного конца диапазона окажется более равномерной, чем характеристика реостатного усилителя.

Схема дроссельного каскада (рис. 108) отличается от схемы реостатного каскада только включением вместо сопротивления дросселя *Др*.

Благодаря малому активному сопротивлению обмотки дросселя (оно обычно имеет порядок нескольких тысяч ом), как и в случае трансформаторного каскада, напряжение источника питания анодной цепи лампы должно быть меньшим, чем в реостатном усилителе.

Коэффициент усиления дроссельного каскада, благодаря большому индуктивному сопротивлению его обмотки, может быть сделан несколько более высоким, чем реостатного каскада. Вместе с тем дроссельному усилителю свойственны недостатки трансформаторного — получить равномерные усиления в достаточно широкой области частот можно только путем значительного снижения величины коэффициента усиления. Поэтому применение дроссельного усилителя целесообразно, если требуется получить от лампы большое усиление в узкой области частот. Вообще дроссельные каскады применяются чрезвычайно редко.

§ 3. РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

1. Схемы резонансных усилителей. Анодной нагрузкой лампы резонансного усилителя чаще всего служит колебательный контур или система связанных контуров, настроенных на основную частоту в спектре усиливаемых сигналов (или, в некоторых специальных случаях, на ее гармонику). Такие усилители весьма полезны, если из массы сигналов с различными частотами, действующих на вход схемы, надо выделить какой-либо один или группу сигналов с близкими частотами.

Свойство резонансных усилителей преимущественного усиления сигналов, частота которых близка к их резонансной частоте, носит название избирательности.

На рис. 128 и 129 приведены две схемы резонансного усилителя. В первой схеме через колебательный контур протекает как постоянная, так и переменная составляющие анодного тока лампы. Во второй схеме постоянная составляющая анодного тока протекает через цепь, содержащую дроссель, а переменная составляющая тока при достаточно больших индуктивности дросселя $L_{др}$ и емкости кон-

денсатора C_p течет через колебательный контур. Вторая схема носит название схемы с параллельным питанием, а первая — схемы с последовательным питанием. Схема с параллельным питанием часто бывает более удобна, так как в ней контур не находится под высоким постоянным напряжением, равным напряжению на аноде лампы, и через катушку индуктивности не протекает постоянная составляющая тока.

Иногда оказывается полезным „неполное“ включение контура в анодную цепь лампы (рис. 130). Схемы такого типа позволяют получить большое усиление от каскада в сочетании с большой избирательностью.

Далее, широкое применение находят схемы резонансных усилителей, в которых колебательный контур связан с анодной цепью лампы через дополнительную катушку связи (рис. 131). Такая схема носит название схемы с трансформаторным включением контура.

Катушка связи может быть настроена на ту или иную частоту включением параллельно катушке $L_{об}$ дополнительного конденсатора. Если частота этой цепи близка к собственной частоте колебательного контура или совпадает с ней, то схема переходит в так называемую двухконтурную схему резонансного усилителя или, как его обычно называют, в схему полосового усилителя (рис. 132). Последнее название связано с видом его частотной характеристики.

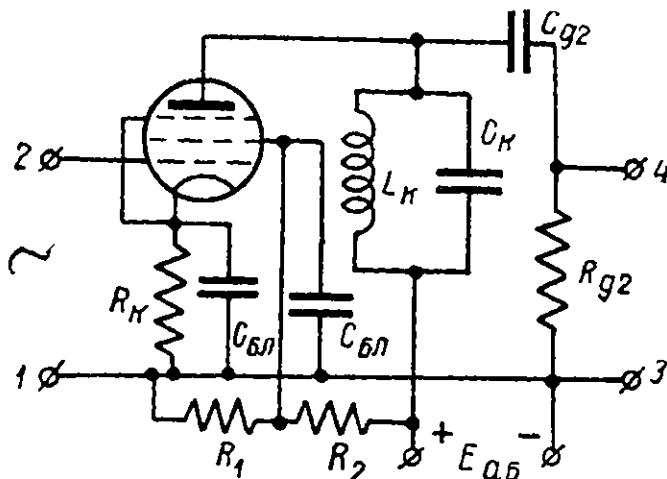


Рис. 128. Схема резонансного усилительного каскада с последовательным питанием.

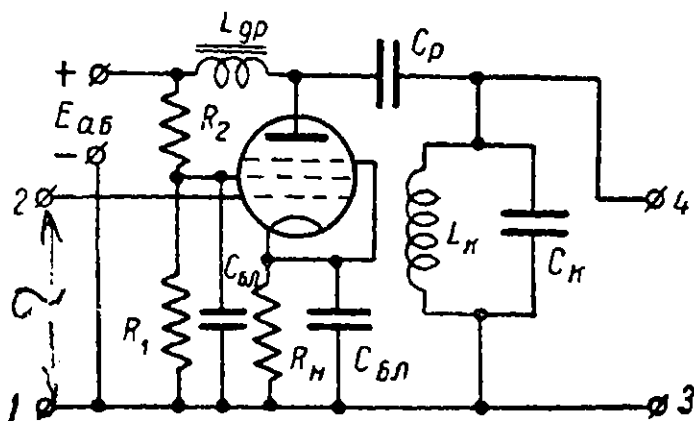


Рис. 129. Схема резонансного усилительного каскада с параллельным питанием.

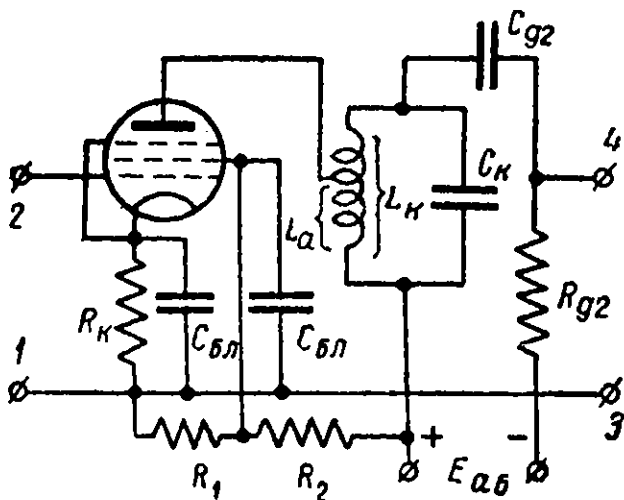


Рис. 130. Схема резонансного усилительного каскада с неполным включением контура в анодную цепь лампы.

Коэффициент усиления полосового каскада остается приблизительно постоянным в несколько более широкой области частот, чем резонансного (одноконтурного) каскада, а затем резко уменьшается. Поэтому искажения сигналов, спектр которых укладывается в об-

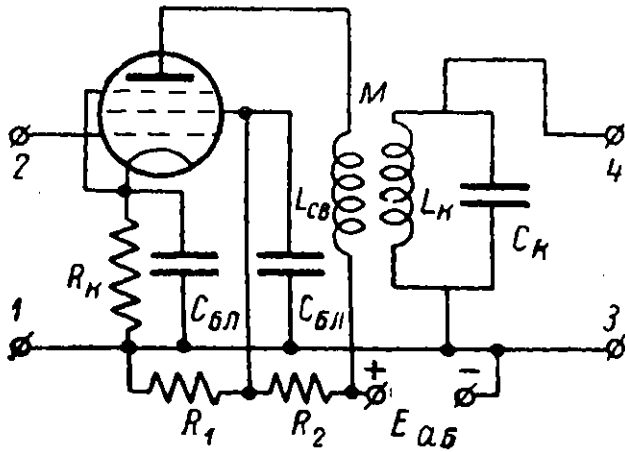


Рис. 131. Схема резонансного усилительного каскада с трансформаторным включением контура в анодную цепь лампы.

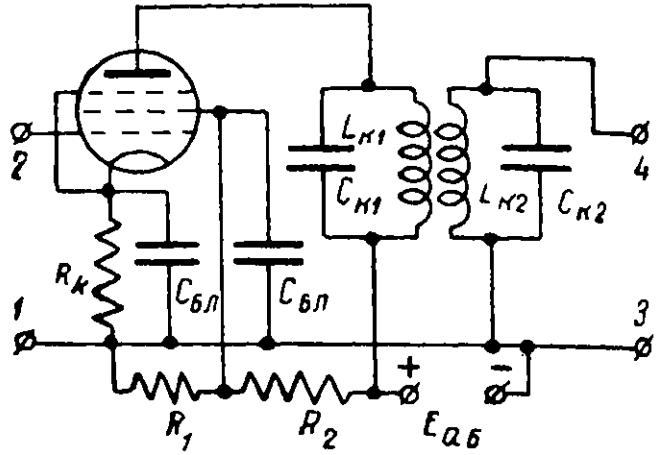


Рис. 132. Схема полосового двухконтурного усилительного каскада.

ласти частот, в которой $k \approx \text{const}$, оказываются сравнительно небольшими, а избирательность каскада — высокой. Благодаря этим свойствам полосовые каскады широко применяются в технике высоких частот.

2. Резонансный каскад с одним колебательным контуром. На рис. 133 приведена эквивалентная схема для переменного тока анодной цепи лампы резонансного усилительного каскада, схема которого изображена на рис. 128. Величина емкости C_{g2} всегда выбирается настолько большой, что для всех частот усиливаемых сигналов ее практически можно считать коротким замыканием.

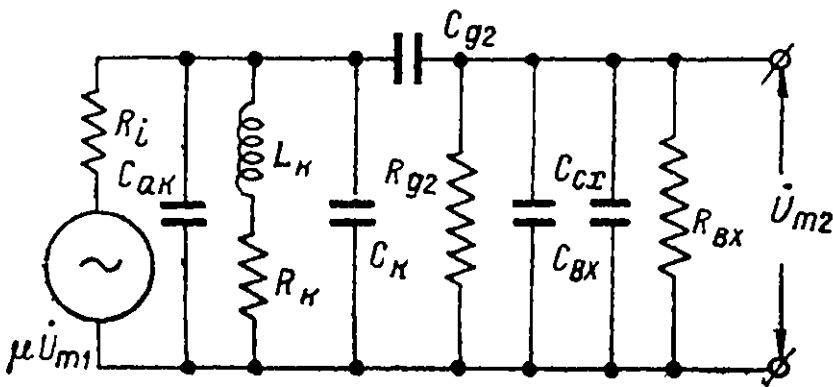


Рис. 133. Эквивалентная схема для переменного тока анодной цепи лампы резонансного усилительного каскада с непосредственным включением контура.

Поэтому емкости $C_{к}$, $C_{ак}$, $C_{вх}$ и $C_{сх}$ можно объединить в одну:

$$C'_к = C_к + C_{ак} + C_{вх} +$$

$C_{сх}$, включенную вместо $C_к$. Далее, вместо сопротивлений $R_{г2}$ и $R_{вх}$, можно ввести в схему сопротивление, включенное последовательно с сопротивлением колебательного контура $R_к$. Действительно,

обращаясь к выражению (74) и замечая, что в рассматриваемом случае $X_{об} = \omega L_K$, найдем, что сопротивления, указанные в эквивалентной схеме, могут быть объединены в одно R'_K , включенное вместо R_K , причем

$$R'_K = R_K + \frac{\omega^2 L_K^2}{R_{g2}} + \frac{\omega^2 L_K^2}{R_{вх}}. \quad (151)$$

В результате этих замен эквивалентная схема каскада приобретает вид цепи, представленной на рис. 134.

Резонансные усилители обычно строятся на пентодах и величина внутреннего сопротивления лампы R_i во много раз превышает величину сопротивления эквивалентного колебательного контура $|\dot{Z}'_a|$ для тока, частота которого совпадает с частотой усиливаемых сигналов. Поэтому усиление резонансного каскада с полным включением контура в анодную цепь лампы

$$\dot{k} = S \dot{Z}'_a. \quad (152)$$

При совпадении частоты усиливаемых сигналов с собственной частотой контура величина коэффициента \dot{k} достигает максимального значения:

$$k = k_0 = SR'_a = Q^2 R'_K S. \quad (153)$$

Следовательно, резонансное усиление каскада тем больше, чем выше качество эквивалентного контура и чем больше крутизна лампы. Практически усиление резонансных каскадов оказывается порядка нескольких десятков или даже сотен.

В случае, если в спектре усиливаемого сигнала имеются компоненты, частоты которых ниже резонансной частоты контура, включенного в анодную цепь лампы, часть энергии из анодной цепи переходит в цепь сетки из-за наличия емкости C_{ag} [см. выражение (123)]. Вследствие этого каскад может самовозбудиться. Анализ показывает, что величина усиления, которое может быть получено от резонансного каскада без опасности его самовозбуждения, пропорциональна $\left(\frac{S}{C_{ag}}\right)^{1/2}$. Поэтому для резонансных каскадов наиболее пригодны те лампы, у которых величина отношения S/C_{ag} наибольшая. Это является одной из причин того, что, как уже говорилось выше, резонансные усилители строятся на пентодах.

Примером пентода, предназначенного для резонансных усилителей, может служить лампа 6К7Б. При анодном напряжении 200 в, напряжении на экранной сетке 100 в и смещении на управляющей сетке

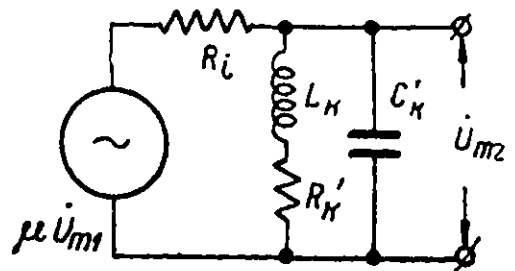


Рис. 134. Преобразованная эквивалентная схема резонансного каскада.

—3 в лампа имеет крутизну $S = 1,1$ ма/в и внутреннее сопротивление $R_i = 10^6$ ом. Емкость сетка—анод лампы 6К7Б порядка 0,005 пф.

Зависимость коэффициента усиления резонансного каскада от частоты сигналов при неизменной настройке контура определяется

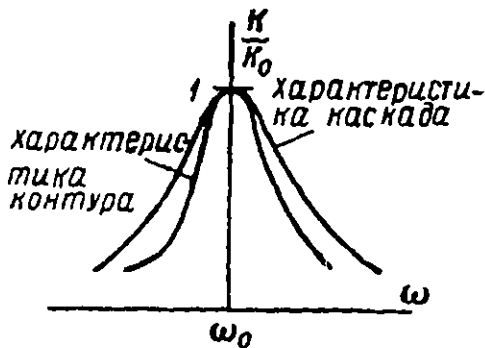


Рис. 135. Резонансные характеристики каскада и контура.

зависимостью от частоты модуля сопротивления Z'_a . Это непосредственно следует из выражения (152). Поэтому частотная характеристика каскада подобна резонансной характеристике колебательного контура, включенного в анодную цепь лампы, но несколько ухудшенного, так как сопротивление эквивалентного контура больше сопротивления действительного (рис. 135).

Можно показать, что внутреннее сопротивление лампы, фактически включенное параллельно контуру, как и сопротивления R_{g2} и $R_{вх}$, приводит к дополнительному увеличению его активного сопротивления. Практически полоса пропускания резонансных каскадов, соответствующая $M_b = M_k = \frac{1}{\sqrt{2}}$ (см. § 5 первой главы), достигает нескольких килогерц.

Резонансное усиление каскада с неполным или трансформаторным включением контура в анодную цепь лампы определяется выражением

$$k_0 = pSR'_a. \quad (154)$$

В случае неполного включения контура в анодную цепь лампы (рис. 130) $p = \frac{L_a}{L_k}$, а в случае трансформаторной связи (рис. 131) $p = \frac{M}{L_k}$. В частном случае полного включения контура в анодную цепь лампы $p = 1$ и формула (154) переходит в (153).

Нередко оказывается, что усиление, которое дает каскад при полном включении контура в анодную цепь лампы, настолько велико, что возможно самовозбуждение схемы. Тогда переходят к неполному или трансформаторному включению контура и выбирают параметры таким образом, чтобы величина коэффициента p оказалась бы меньше единицы и опасности самовозбуждения не было бы. Так как с уменьшением величины p снижается величина сопротивления, вносимого в контур со стороны усилительной лампы, то избирательность каскада повышается при переходе от полного к неполному включению контура в анодную цепь лампы.

Резонансные усилители часто строятся с переменными конденсаторами и сменными катушками контура для того, чтобы можно было бы настраивать последний на ту или иную частоту сигналов. Такие усилители носят название диапазонных. Их резонансный коэффициент усиления несколько изменяется с изменением настройки контура, так как величина

резонансного сопротивления последнего — функция его индуктивности и емкости.

Резонансные усилители, как правило, строятся для усиления высокочастотных сигналов. В некоторых специальных случаях для усиления низкочастотных сигналов также применяются каскады с настроенной нагрузкой. Такой каскад может быть получен, например, включением параллельно дросселю в схеме, изображенной на рис. 135, конденсатора. При этом образуется колебательный контур и каскад преимущественно усиливает сигналы, частота которых совпадает с собственной частотой этого контура. Вследствие того что качество контура, настроенного на низкую частоту, получается плохим, выделить таким способом очень узкую полосу частот трудно.

3. Полосовой усилительный каскад. Идеальная характеристика каскада, предназначенного для выделения из массы сигналов тех, спектр которых расположен в фиксированных пределах частот (ω_1 и ω_2), имеет вид прямоугольника (рис. 136 — кривая 1). Усилители, резонансная характеристика которых близка к идеальной прямоугольной форме, носят название полосовых. Примером схемы полосового усилителя является схема с двумя связанными колебательными контурами в анодной цепи лампы (рис. 132). Эти усилители строятся на таких же пентодах, что и резонансные усилители, и частотная характеристика полосового каскада соответствует резонансной кривой анодной нагрузки лампы. Поэтому характеристика каскада, собранного по схеме рис. 132, подобна резонансной кривой двухконтурной системы. Если собственные частоты обоих контуров одинаковы и выбрана сильная связь между ними, то резонансная кривая имеет два максимума, расположенных симметрично относительно резонансной частоты контуров (рис. 58 и кривая 2 на рис. 136).

Величина максимального коэффициента усиления двухконтурного полосового каскада определяется выражением

$$k_0 = \frac{n^2}{1+n^2} SR'_a, \quad (155)$$

где n — степень связи между контурами (см. § 5 первой главы). Для рассматриваемой схемы $n = \frac{\omega M}{R_x}$ (полагаем, что контуры идентичны и активное сопротивление каждого из них R'_x).

Величина степени связи между контурами не может быть выбрана произвольной. Между величинами степени связи n , коэффициента связи k и затухания контуров d существует простая связь $n = \frac{k}{d}$.

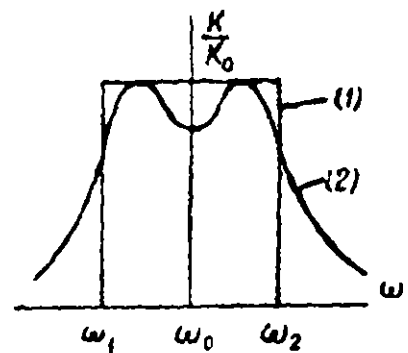


Рис. 136. Идеальная (1) и действительная (2) характеристики полосового усилительного каскада.

Величина k выбирается такой, чтобы относительное уменьшение коэффициента усиления при частоте сигналов, равной собственной частоте контуров, было бы не слишком велико. Величина d определяет крутизну спада частотной характеристики за пределами полосы пропускания. Чем меньше величина затухания контуров d , тем более резко зависит величина коэффициента усиления от частоты вне пределов $\omega_2 - \omega_1$. Но если полоса пропускания задана, а связь между контурами выбрана так, чтобы глубина провала в середине резонансной кривой не оказалась слишком большой, то величина затухания d оказывается однозначно определенной. Таким образом, величина n задается выбором формы резонансной кривой каскада. Обычно она имеет значение порядка двух. Поэтому усиление полосового каскада при прочих равных условиях, т. е. при одинаковых лампах и контурах, составляет менее половины усиления резонансного каскада. Это соответствует потере части колебательной энергии, выделяющейся в анодной цепи лампы в первом контуре полосового усилителя, тогда как в резонансном каскаде колебательная мощность сосредоточивается в единственном контуре схемы.

Полосовые усилители находят широкое применение в высокочастотных устройствах. Обычно они строятся для усиления сигналов, спектр которых располагается в фиксированной области частот, и не рассчитаны на изменение параметров контуров или связи между ними после того, как схема отрегулирована.

§ 4. ВЫХОДНЫЕ КАСКАДЫ УСИЛИТЕЛЕЙ, РАБОТАЮЩИЕ В РЕЖИМЕ КЛАССА „А“

1. Выходной каскад с непосредственным включением нагрузки в анодную цепь лампы. При расчете и постройке оконечного каскада в первую очередь имеют в виду вносимые им нелинейные искажения в форму сигналов. В связи с этим, если вопрос о мощности источника питания не имеет существенного значения, из всех режимов работы лампы наиболее предпочтителен режим „А“. Выбор этого режима особенно существен в том случае, когда нагрузка каскада представляет собой апериодическую цепь.

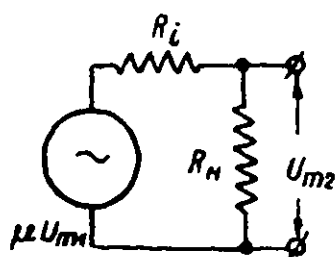


Рис. 137. Эквивалентная схема для переменного тока анодной цепи лампы оконечного каскада с непосредственным включением нагрузки.

Рассмотрим работу оконечного каскада с активной нагрузкой, включенной непосредственно в анодную цепь лампы, работающего в режиме класса „А“. Эквивалентная схема каскада в упрощенном виде, без учета ряда паразитных параметров (эти параметры обуславливают линейные искажения сигналов, которые здесь не рассматриваются), работающего на активное сопротивление R_n , изображена на рис. 137. При работе каскада рабочая точка не должна выходить за пре-

нейные искажения сигналов, которые здесь не рассматриваются), работающего на активное сопротивление R_n , изображена на рис. 137. При работе каскада рабочая точка не должна выходить за пре-

делы области, ограниченной линиями MN и ML , нанесенными на рис. 138, где изображено семейство идеализированных статических анодных характеристик лампы, на которой построен каскад. Линия MN отделяет криволинейные участки характеристик, а линия ML — совпадает с характеристикой, соответствующей такому значению потенциала сетки лампы, при котором сеточный ток становится отличным от нуля (предполагаем, что каскад должен работать без тока сетки). Начальное положение рабочей точки и среднее ее положение во время работы каскада должно лежать ниже гиперболы PQ (рис. 138), построенной по уравнению

$$i_a u_a = P_{a \text{ пр}},$$

где $P_{a \text{ пр}}$ — допустимая мощность рассеяния на аноде. В противном случае анод лампы будет перегреваться.

Из рассмотрения графиков, изображенных на рис. 138, видно, что наибольшая мощность в нагрузке заданной величины выделяется в том случае, если динамическая характеристика опирается своими концами на линии MN и ML , т. е. если амплитуда напряжения на сетке лампы графически изображается половиной отрезка bc . Большая амплитуда недопустима, так как появятся значительные нелинейные искажения, а уменьшение амплитуды сопровождается снижением величины мощности, отдаваемой каскадом. Изменение сопротивления нагрузки (напряжение источника питания анодной цепи будем считать неизменным) одновременно изменяет величину мощности, выделяющейся в нагрузке (она изображается на рис. 138 площадью треугольников asn и $a's'n'$ при двух значениях сопротивления R_H), и напряжение раскачки, необходимой для получения этой мощности.

Определим величину мощности, выделяющейся в нагрузке, считая, что при изменении сопротивления R_H выбирается наиболее выгодная величина раскачки. Из рассмотрения графиков на рис. 138 легко заключить, что амплитуда переменного тока в анодной цепи лампы (она изображается отрезком an) равна:

$$I_{ma} = \frac{(E_{aB} - U_a^*) - \mu U_{m1} - I_a^* R_H}{R_i + R_H} \quad (156)$$

(смысл входящих сюда величин очевиден из рис. 138).

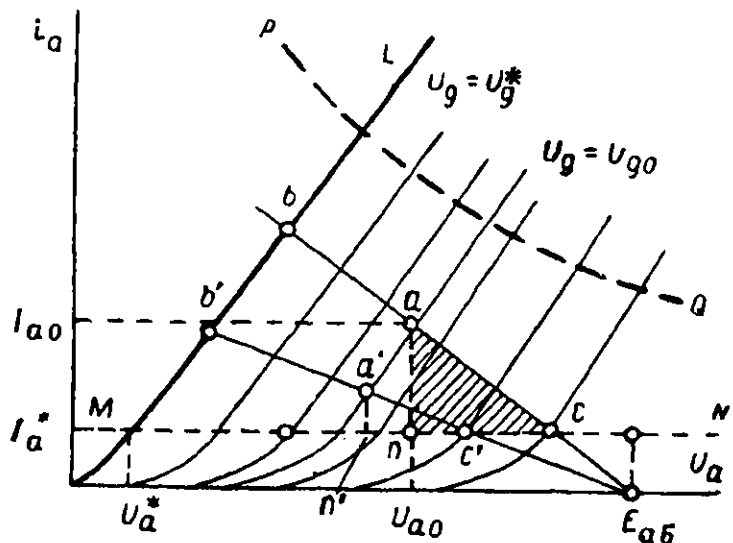


Рис. 138. Графическая иллюстрация работы оконечного каскада с непосредственным включением нагрузки в анодную цепь лампы.

С другой стороны, на основании эквивалентной схемы каскада, приведенной на рис. 137, напишем:

$$I_{ma} = \mu \frac{U_{m1}}{R_i + R_n}. \quad (157)$$

Исключая из обоих уравнений переменную U_{m1} , получим выражение для I_{ma} и, замечая, что выделяющаяся в нагрузке мощность $P_n = \frac{I_{ma}^2 R_n}{2}$, найдем

$$P_n = \frac{[(E_{aB} - U_a^*) - I_a^* R_n]^2 R_n}{4(R_i + R_n)^2}.$$

Обычно величины U_a^* и $I_a^* R_n$ значительно меньше, чем напряжение источника питания анодной цепи схемы и, следовательно,

$$P_n \approx \frac{\alpha E_{aB}^2}{4R_i(1 + \alpha)^2}, \quad (158)$$

где $\alpha = \frac{R_n}{R_i}$.

Находя производную $\frac{dP_n}{d\alpha}$ и приравнявая ее нулю, можно убедиться, что отдаваемая каскадом мощность наибольшая, если

$$\alpha = \alpha_{opt} = 1, \quad (159)$$

т. е. если сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению лампы.

Этот результат совпадает с положением, известным из любого курса электротехники: источник электрической энергии отдает во внешнюю цепь максимальную мощность, если сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению источника. В окончательных каскадах с непосредственным включением нагрузки в анодную цепь лампы выполнить условие (159) далеко не всегда возможно, так как величина сопротивления нагрузки обычно задается, а выбрать лампу с внутренним сопротивлением, равным R_n , бывает либо трудно, либо вовсе невозможно.

Раскачку, необходимую для получения в нагрузке каскада мощности, определяемой выражением (158), найдем, исключив из соотношений (156) и (157) переменную I_{ma} . Это дает:

$$U_{m1} = \frac{(E_{aB} - U_a^*) - I_a^* R_n}{2\mu}. \quad (160)$$

Выражение (160) позволяет выяснить, каков должен быть коэффициент усиления напряжения каскадов, предшествующих окончательному, если известна амплитуда напряжения, даваемого источником сигналов.

Кроме того, пользуясь им, легко найти величину необходимого сеточного смещения лампы оконечного каскада из очевидного соотношения $|U_{g0}| = U_{m1} - U_g^*$, где U_g^* — сеточное напряжение, соответствующее характеристике, ограничивающей рабочую область, в которой может располагаться динамическая характеристика каскада (линия ML на рис. 138).

Написанные соотношения настолько просты, что не нуждаются в числовой иллюстрации.

2. Выходной каскад с трансформаторным включением нагрузки в анодную цепь лампы. Трансформаторное включение нагрузки в анодную цепь лампы выходного каскада позволяет „согласовать“ сопротивление нагрузки с внутренним сопротивлением лампы. Это означает, что выбором величины коэффициента трансформации можно получить в нагрузке такую же мощность, как в сопротивлении, соответствующем оптимальному значению коэффициента α , включенном непосредственно в анодную цепь лампы.

Для иллюстрации возможности этого положим, что к клеммам генератора через трансформатор включено сопротивление R_H (рис. 139а). Мощность, выделяющаяся в этом сопротивлении, $P_H = \frac{U_{m2}^2}{2R_H}$.

Мощность, потребляемая от генератора,

$P_1 = \frac{U_{m1}^2}{2R'_H}$, где R'_H — сопротивление первичной обмотки для протекающего через нее переменного тока. Если пренебречь потерями в трансформаторе, то можно считать, что $P_1 = P_H$, т. е. что $\frac{U_{m1}^2}{2R'_H} = \frac{U_{m2}^2}{2R_H}$.

Так как отношение U_{m2}/U_{m1} равно коэффициенту трансформации n , то включение во вторичную обмотку трансформатора сопротивления эквивалентно присоединению непосредственно к клеммам генератора сопротивления

$$R'_H = \frac{R_H}{n^2} \quad (161)$$

(рис. 139б).

Как в том, так и в другом случае мощность, отдаваемая генератором, одна и та же, хотя сопротивление нагрузки существенно различно.

Отсюда следует, что если для наилучшей работы генератора необходимо сопротивление нагрузки $R'_H = \alpha^* R_i$, а фактическое

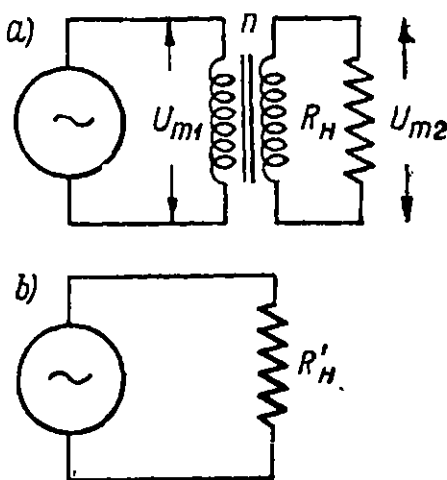


Рис. 139. К рассмотрению согласования нагрузки и генератора с помощью трансформатора.

ее сопротивление R_H , то, включив нагрузку через трансформатор, имеющий коэффициент трансформации

$$n = \sqrt{\frac{R_H}{\alpha^* R_i}}, \quad (162)$$

можно поставить генератор в режим оптимальной работы.

На рис. 140а изображена эквивалентная схема для переменного тока трансформаторного оконечного каскада, нагруженного на активное сопротивление R_H (без учета паразитных параметров). Считая, что потери в трансформаторе невелики, эту схему можно представить в виде цепи, изображенной на рис. 140б. Для того чтобы найти мощность, выделяющуюся в нагрузке, вновь обратимся к семейству статических анодных характеристик лампы, причем, как и прежде, нанесем на нем ограничивающие линии MN , ML и PQ (рис. 141).

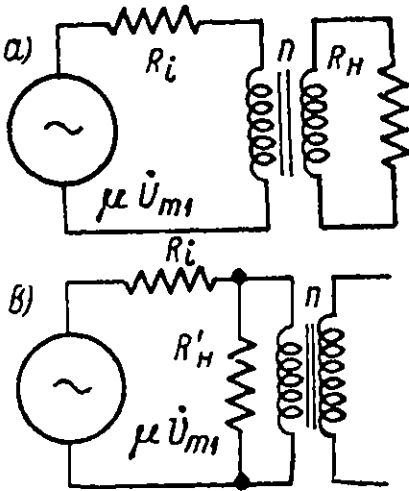


Рис. 140. Эквивалентная схема для переменного тока анодной цепи лампы каскада с трансформаторным выходом (без учета паразитных параметров).

В трансформаторном каскаде нет падения постоянного напряжения на сопротивлении нагрузки, а падением напряжения на сопротивлении первичной обмотки трансформатора можно пренебречь. Поэтому анодное напряжение лампы не зависит от величины сопротивления R_H и начальная рабочая точка располагается на прямой $u_a = U_{a0} \approx E_{ав}$. Как и в случае оконечного каскада с непосредственным включением нагрузки, наивы-

годнейшее положение динамической прямой такое, при котором она опирается своими концами на ограничивающие линии MN и ML .

На рис. 141 проведены три нагрузочные прямые, соответствующие трем различным значениям сопротивления R_H . Величина мощности, выделяющаяся в нагрузке, изображается на этом чертеже треугольниками asn , $a's'n$ и $a''c'n$. При некотором значении сопротивления R'_H она оказывается максимальной.

Из рассмотрения графиков на рис. 141 легко получить

$$I_{ma} = \frac{U_{a0} - U_a^* - \mu U_{m1}}{R_i}. \quad (163)$$

С другой стороны, из эквивалентной схемы каскада, приведенной на рис. 140б, следует, что

$$I_{ma} = \frac{\mu U_{m1}}{R_i + R'_H}. \quad (164)$$

Исключая из выражений (163) и (164) переменную U_{m1} и замечая, что мощность, выделяющаяся в нагрузке, $P_n = \frac{I_{ma}^2 R'_n}{2}$, получим:

$$P_n = \frac{(U_{a0} - U_a^*)^2}{2R_i} \frac{\alpha}{(2 + \alpha)^2}, \quad (165)$$

где

$$\alpha = \frac{R'_n}{R_i}. \quad (166)$$

Найденная величина мощности P_n представляет собой неискажен-

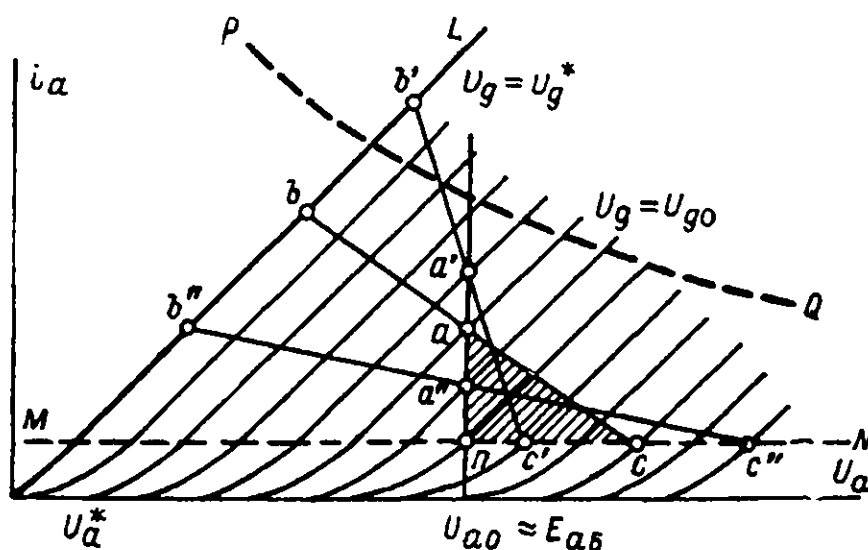


Рис. 141. Графическая иллюстрация работы оконечного каскада с трансформаторным включением нагрузки.

ную мощность, отдаваемую каскадом. Легко видеть, что при

$$\alpha = \alpha_{opt} = 2 \quad (167)$$

значение P_n достигает максимальной величины, равной

$$P_{n\max} = \frac{(U_{a0} - U_a^*)^2}{16R_i}. \quad (168)$$

Таким образом, каскад с трансформаторным выходом отдает наибольшую неискаженную мощность, если сопротивление нагрузки, пересчитанное в первичную цепь трансформатора (величина R'_n) вдвое больше внутреннего сопротивления лампы. Этот результат отличается от приведенного выше, когда анодное напряжение лампы не оставалось неизменным при различных сопротивлениях нагрузки.

Соотношение (168) получено в предположении, что нагрузка лампы оптимальная и что на входе действует оптимальная раскачка.

Для соблюдения первого условия коэффициент трансформации должен быть выбран на основании соотношения, которое вытекает из (162) и (167):

$$n_{opt} = \sqrt{\frac{R_n}{2R_i}}. \quad (169)$$

Оптимальную величину раскачки найдем, исключая из (163) и (164) переменную I_{ma} . Это дает

$$U_{m1} = \frac{(U_{a0} - U_a^*)}{\mu} \frac{\alpha + 1}{\alpha + 2} \quad (170)$$

и при $\alpha = \alpha_{opt} = 2$ —

$$U_{m1opt} = \frac{3}{4} \frac{U_{a0} - U_a^*}{\mu}. \quad (171)$$

Написанные соотношения, вместе с рассмотрением характеристик лампы, позволяют рассчитать выходной каскад схемы. На самом деле

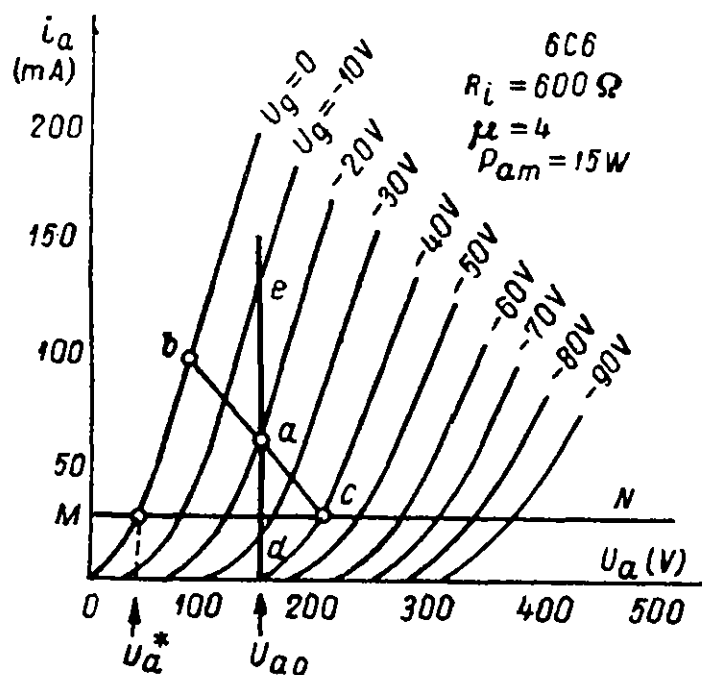


Рис. 142. Анодные характеристики лампы 6С6 (к расчетному примеру).

характеристики лампы не строго прямолинейны даже в узком интервале изменения потенциалов электродов, а нагрузка усилителя не представляет собой чисто активного сопротивления (хотя бы вследствие наличия паразитных параметров). Поэтому окончательный каскад обычно рассчитывают на мощность, на 20—30% превосходящую ту, которую он фактически должен отдавать. Расчет ведут для наибольшего сопротивления нагрузки (большая часть оно соответствует низшей частоте рабочего диапазона усилителя). Значение коэффициента α выбирается несколько большим α_{opt} — порядка 2,5—4. При этих условиях нелинейные искажения, вносимые каскадом, оказываются на самом деле малыми.

В качестве примера рассчитаем выходной каскад, построенный на лампе 6С6, если нагрузкой усилителя является активное сопротивление $R_n = 500 \text{ ом}$ и на этом сопротивлении должна выделяться неискаженная мощность 1 Вт (эта цифра взята с запасом).

Семейство статических анодных характеристик лампы 6С6 приведено на рис. 142. Линия MN, отмеченная на этом рисунке, отсекает резко криволинейные участки характеристик.

Выбирая $\alpha = 3$, получаем $R'_H = \alpha R_t = 1800 \text{ ом}$ и необходимый коэффициент трансформации выходного трансформатора:

$$n = \sqrt{\frac{R_H}{R'_H}} \approx 0,53.$$

Найдем величину начального анодного напряжения лампы U_{a0} . Для этого воспользуемся соотношением (165), переписав его в виде

$$U_{a0} = U_a^* + \sqrt{2P_{Ht} R_t \frac{(2 + \alpha)^2}{\alpha}}.$$

Подставляя в это выражение цифры ($U_a^* = 50 \text{ в}$), получаем $U_{a0} = 150 \text{ в}$.

Амплитуда раскачки найдется на основании выражения (170). Подставляя в него значения всех величин (у лампы 6С6 $\mu = 4$), получим $U_{m1} = 20 \text{ в}$. Полагая, что смещение будет взято по абсолютной величине равным U_{m1} , т. е. $U_{g0} = -20 \text{ в}$, найдем, что начальная рабочая точка должна совпадать с точкой пересечения прямой $u_a = 150 \text{ в}$ (линия de на рис. 142) с характеристикой, соответствующей $u_g = -20 \text{ в}$ (точка a на рис. 142).

Проведенная через эту точку динамическая характеристика (прямая, составляющая угол $\gamma = -\arctg \frac{1}{R'_H}$ с абсциссой) отмечена на рис. 142 буквами b и c . Как и следовало ожидать, динамическая характеристика располагается в области приблизительно прямолинейных участков характеристик лампы. Несмотря на это, длина отрезка ab несколько превышает длину отрезка ac . Поэтому каскад вносит нелинейные искажения в форму сигналов. Величину клирфактора можно найти по приближенной формуле, уже приводившейся ранее:

$$\nu \approx \frac{1}{2} \frac{ab - bc}{ab + bc}.$$

В заключение проверим, не перегружена ли лампа. При значениях $U_{a0} = 150 \text{ в}$ и $U_{g0} = -20 \text{ в}$, анодный ток лампы $I_{a0} \approx 65 \text{ ма}$. Следовательно, $P_{a0} = I_{a0} U_{a0} \approx 10 \text{ вт}$. Так как допустимая мощность рассеяния на аноде лампы 6С6 составляет 15 вт , то при действии на сетке сигналов, не содержащих постоянной составляющей, опасности перегрева анода нет.

Зная, что амплитуда раскачки оконечного каскада 20 в , можно определить, каков должен быть коэффициент усиления напряжения всех каскадов, предшествующих выходному.

3. Лампы для выходных каскадов усилителей. Выходные каскады усилителей строятся как на триодах, так и на пентодах и тетродах. При этом некоторые лампы, в зависимости от схемы их включения, могут работать и как триод и как пентод. Примером может служить лампа 6П6Б (6Ф6), имеющая три сетки (пентод). Она превращается в триод соединением экранной сетки с анодом.

Нагрузка оконечного каскада в большинстве случаев имеет сравнительно небольшое сопротивление (не больше нескольких тысяч ом, а иногда всего лишь несколько сотен ом). Поэтому, для того чтобы режим каскада был близок к оптимальному, а выходной трансформатор не оказался сильно понижающим, необходима лампа с малым внутренним сопротивлением.

Далее, на основании выражений (165) и (170) можно написать:

$$P_n = S^2 R_i \frac{\alpha}{2(\alpha + 1)} U_{m1}^2.$$

Из этого соотношения видно, что лампы, предназначенные для оконечных каскадов, должны при малом внутреннем сопротивлении обладать большой крутизной характеристики. У лучших современных оконечных ламп $S = 12 \text{ ма/в}$, а величина сопротивления R_i — порядка 1000 ом.

Известным недостатком оконечных каскадов, построенных на многосеточных лампах, является то, что при апериодической нагрузке они вносят сравнительно большие нелинейные искажения в форму усиливаемого сигнала. Анализ процессов в схемах таких каскадов показывает, что минимальные нелинейные искажения соответствуют значению коэффициента α , близкому к

$$\alpha_{opt} = 0,1 \div 0,15. \quad (172)$$

В лабораторных физических установках для постройки каскадов усиления мощности часто используются пентоды 6П6Б (6Ф6) и лучевые тетроды 6П3. Первая лампа рассчитана на отдачу мощности порядка 3—5 вт, а вторая — мощности 6—15 вт (при разных режимах работы).

Специально для оконечных каскадов были разработаны правые лампы (см. § 2 второй главы). У них при отрицательных потенциалах сетки анодный ток практически равен нулю и анодные характеристики располагаются в области положительных значений сеточного напряжения. При использовании этих ламп в классе „В“ отпадает необходимость в источнике сеточного смещения, что удобно для построения схем. Так как режим „В“ чаще всего используется в двухтактных схемах, то правые лампы выпускаются в виде сдвоенных ламп — в одном баллоне фактически помещаются две лампы с общим катодом. Примером такой лампы может служить триод 6Н7.

Анодные характеристики правых ламп по своему виду напоминают характеристики пентодов. Поэтому величина коэффициента α для каскада на такой лампе выбирается такой же, как и для пентодного каскада.

Известным недостатком правых ламп является то, что они работают со значительным сеточным током. Поэтому оконечный каскад, построенный на такой лампе, заметно нагружает предыдущий каскад.

§ 5. ФОН УСИЛИТЕЛЕЙ

1. **Контурные шумы.** При постройке усилителя необходимо принимать во внимание помехи, препятствующие наблюдению сигналов на его выходе. Источники этих помех могут лежать как вне схемы усилителя, так и в ней самой. К числу помех, действующих на усилитель извне, относятся переменные электромагнитные поля от генераторов, искровых переключателей, моторов, поле переменного силового тока и т. п. Действие большинства из этих помех обычно удается ликвидировать или значительно уменьшить путем экранировки усилителя и установки его вне районов, где переменные электромагнитные поля особенно велики.

К числу внутренних помех относятся переменные напряжения, возникающие вследствие флюктуаций плотности зарядов в элементах схемы и флюктуаций величины тока, протекающего в электронных лампах [4]. При усилении звуковых сигналов флюктуационное напряжение приводит к появлению шумового фона в репродукторе или телефонах, включенных на выходе устройства. Поэтому часто говорят о „собственном шуме“ усилителя, об „уровне шума“ и т. п., имея в виду напряжение фона на его выходе.

Возникновение флюктуационного напряжения на клеммах элементов схемы, или, как его называют, контурного шума, обязано неупорядоченному тепловому движению электронов, участвующих в создании тока проводимости тела. Вследствие этого всегда может оказаться, что в данный момент в одном направлении двигается больше электронов, чем в другом. Это эквивалентно протеканию через тело тока, среднее значение которого равно нулю, а мгновенные значения относительно велики. Протекание в цепи этого тока создает на ее клеммах падение напряжения, пропорциональное величине активной составляющей сопротивления цепи. Обычно для оценки величины флюктуационного напряжения пользуются его среднеквадратичным значением. Если величина активного сопротивления участка цепи не зависит от частоты, то спектр флюктуационного напряжения оказывается практически равномерным вплоть до ультравысоких частот. В противном случае, распределение флюктуационного напряжения по спектру соответствует зависимости от частоты величины активной составляющей сопротивления того участка цепи, на клеммах которого это напряжение рассматривается. Для подсчета напряжения шума, отмечаемого тем или иным прибором на выходе усилителя, следует принимать во внимание лишь те частотные компоненты флюктуационного напряжения, которые лежат в пределах полосы пропускания схемы или в пределах области частот, регистрируемых прибором.

Как показал Нейквист, среднеквадратичное значение флюктуационного напряжения, частотный спектр которого лежит в пределах

конечной полосы от f_1 до f_2 и которое возникает на концах некоторого сопротивления Z , определяется формулой:

$$\overline{u_{шT}^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R_f df, \quad (173)$$

где R_f — активная составляющая сопротивления Z , T — его абсолютная температура, а k — постоянная Больцмана.

Пользуясь формулой Нейквиста, различные участки схемы усилителя можно представить как „генераторы шума“. Эти генераторы шума играют различную роль в создании фона на выходе усилителя. В измерительных усилителях основную роль в создании контурного шума на выходе играет цепь сетки первой лампы, так как активная составляющая сопротивления этой цепи R^* обычно бывает велика, а возникающее на ее клеммах флюктуационное напряжение усиливается наибольшим числом каскадов. В большинстве случаев входная цепь измерительного усилителя может быть представлена в виде параллельного соединения активного сопротивления $R_0 = \frac{R^* R_{л}}{R^* + R_{л}}$ и емкости $C = C_{ох} + C_{вх}$, где $R_{л}$ — сопротивление между сеткой и катодом лампы, а $C_{вх}$ — входная емкость последней.

Следовательно, активная составляющая сопротивления цепи сетки первой лампы усилителя:

$$R_f = \frac{R_0}{1 + 4\pi^2 f^2 R_0^2 C^2}.$$

Воспользовавшись формулой Нейквиста, найдем, что напряжение контурного шума, на сетке первой лампы устройства, полоса пропускания которого ограничена частотами f_1 и f_2 , равно:

$$\overline{u_{шT}^2} = \frac{4kT}{2\pi C} [\operatorname{arc} \operatorname{tg} 2\pi R_0 C f_2 - \operatorname{arc} \operatorname{tg} 2\pi R_0 C f_1]. \quad (174)$$

Если соотношение между постоянной времени входной цепи усилителя и частотами, ограничивающими полосу пропускания устройства, таковы, что $R_0 C \ll \frac{1}{2\pi f_2}$, а следовательно, также и $R_0 C \ll \frac{1}{2\pi f_1}$, т. е. если активная составляющая сопротивления входной цепи в интервале частот от f_1 до f_2 остается практически постоянной и равной R_0 , то выражение (174) можно переписать в виде:

$$\overline{u_{шT}^2} = 4kTR_0 (f_2 - f_1). \quad (175)$$

Следовательно, в этом случае среднеквадратичное значение флюктуационного контурного напряжения пропорционально корню квадратному из величины полосы пропускания устройства и величины активного сопротивления на входе усилителя. Это соответствует тому, что составляющие спектра флюктуационного контурного напряжения

на входе схемы равномерно распределены в пределах рассматриваемого частотного диапазона. Именно поэтому изменение величины полосы пропускания сопровождается пропорциональным изменением величины $\overline{u_{\text{шТ}}^2}$.

Если постоянная времени входной цепи и значения частот f_1 и f_2 таковы, что $R_0C \ll \frac{1}{2\pi f_2}$, но, вместе с тем, $R_0C \gg \frac{1}{2\pi f_1}$, т. е. если активная составляющая сопротивления входной цепи изменяется от своего максимального значения практически до нуля в пределах полосы пропускания схемы, то выражение (174) дает

$$\overline{u_{\text{шТ}}^2} = \frac{kT}{C}. \quad (176)$$

Следовательно, в этом случае значение $\overline{u_{\text{шТ}}^2}$ не зависит от полосы пропускания усилителя и от величины активного сопротивления, включенного на его входе. Независимость значения $\overline{u_{\text{шТ}}^2}$ от величины $f_2 - f_1$ соответствует тому, что пока все частотные компоненты флюктуационного напряжения, возникающего во входной цепи, проходят через усилитель, изменение ширины его полосы пропускания не может изменить величины $\overline{u_{\text{шТ}}^2}$, которую следует принимать во внимание.

В общем случае, величина флюктуационного контурного напряжения зависит как от ширины полосы пропускания, так и от того, в какой области частот эта полоса расположена. Чем больше абсолютные значения частот f_2 и f_1 при заданной величине разности $f_2 - f_1$ и неизменных параметрах входной цепи, тем меньше значение $\overline{u_{\text{шТ}}^2}$. Это соответствует тому, что активная составляющая сопротивления входной цепи тем меньше, чем больше частота.

Наконец, в общем случае напряжение $\sqrt{\overline{u_{\text{шТ}}^2}}$ тем меньше, чем больше емкость входной цепи. Это соответствует тому, что активная составляющая RC-цепи, представляющей вход усилителя, тем меньше при заданной частоте, чем больше величина входящей в нее емкости.

Приведенные соотношения показывают, что величина флюктуационного контурного напряжения существенно зависит от параметров входной цепи и значения частот, ограничивающих полосу пропускания устройства. Следует заметить, что на самом деле характеристики устройства в той или иной мере отличаются от идеальных и нельзя указать такие значения частот f_1 и f_2 , в пределах которых все компоненты спектра напряжения, действующего на входе схемы, проходят через нее с одинаковым успехом, а компоненты, лежащие вне этих пределов, не проходят вовсе. Поэтому при вычислении величины напряжения $\sqrt{\overline{u_{\text{шТ}}^2}}$ принимают во внимание некоторую эффективную полосу пропускания устройства.

Кроме шума, связанного с флюктуационными изменениями плотности заряда в разных точках цепи, наблюдается еще контурный шум, обусловленный внезапными изменениями пути тока, текущего через сопротивления. Схемные сопротивления часто изготовляются из составов, в которых ток протекает по сложному пути, образованному участками с относительно большой проводимостью. Возникновение новых проводящих мостиков и разрушение старых приводит к непрерывным колебаниям разности потенциалов между концами сопротивления. Оценить величину этих колебаний затруднительно. Для некоторых типов сопротивлений среднеквадратичное значение напряжения, обусловленное перераспределением путей токов, в десятки раз превосходит величину флюктуационного контурного напряжения, описываемого выражением (174). Такие сопротивления совершенно не пригодны для включения в цепь сетки первой лампы усилителя.

В физических лабораториях иногда применяются жидкостные сопротивления или сопротивления, изготовленные из специальной мастики. В таких сопротивлениях эффект блуждания тока значительно меньше.

2. Ламповые шумы. Ламповые шумы связаны с колебаниями величины анодного и сеточного токов около своих средних значений при неизменных напряжениях питания и при постоянном потенциале управляющей сетки. Основная причина колебаний анодного и сеточного токов заключается в том, что ток эмиссии не остается постоянным вследствие непрерывного статистического изменения числа электронов, вылетающих из катода. Это явление носит название дробового эффекта.

Флюктуации величины анодного тока вследствие дробового эффекта приводят к появлению в схеме шумового напряжения, величина которого, как показывает анализ, совпадает с величиной контурного напряжения, обязанного флюктуациям зарядов в некотором активном сопротивлении $R_{пл}$, включенном в цепь сетки лампы. Поэтому среднеквадратичное значение этого флюктуационного напряжения может быть найдено на основании выражения, подобного (173):

$$\overline{u_{ш\alpha}^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R_{пл} df. \quad (177)$$

Для большинства ламп величина сопротивления $R_{пл}$ лежит в пределах от нескольких сотен ом до нескольких десятков килоом.

Флюктуации величины сеточного напряжения лампы вследствие непостоянства сеточного тока определяются выражением:

$$\overline{u_{ш\gamma}^2} = 2eI_{\gamma} \int_{f_1}^{f_2} Z_{\gamma}^2 df, \quad (178)$$

где I_g — среднее значение сеточного тока, e — заряд электрона, а Z_g — модуль сопротивления сеточной цепи лампы. Полагая попрежнему, что эта цепь состоит из параллельного соединения активного сопротивления R_0 и емкости C , получим:

$$\overline{u_{шг}^2} = \frac{2eI_gR_0}{2\pi C} [\operatorname{arc} \operatorname{tg} 2\pi R_0 C f_2 - \operatorname{arc} \operatorname{tg} 2\pi R_0 C f_1] \quad (179)$$

(как и прежде, здесь f_1 и f_2 — частоты, ограничивающие эффективную полосу пропускания устройства).

Написанное выражение показывает, что напряжение шума, возникающее вследствие флюктуаций величины сеточного тока лампы, пропорционально среднему значению последнего. Поэтому желательно выбрать такой режим работы лампы первого каскада устройства, при котором сеточный ток имеет возможно меньшую величину.

Кроме того, величина напряжения $\sqrt{\overline{u_{шг}^2}}$ оказывается функцией тех же параметров схемы, что и напряжение контурного шума. Сравнивая выражения (174) и (179), можно написать (полагая $T = 300^\circ \text{K}$):

$$\overline{u_{шг}^2} = (19,4 I_g R_0) \overline{u_{шт}^2}. \quad (180)$$

В образовании лампового шума, кроме дробового эффекта, существенную роль играет непостоянство эмиссии сложных катодов вследствие изменения эмиссионных свойств различных точек их поверхности, обусловленное диффузионными процессами. Катод словно мерцает: его отдельные точки то эмитируют много электронов, то их эмиссия сильно уменьшается. Действие эффекта мерцания в отношении создания шума лампы аналогично дробовому эффекту, но наиболее мощные компоненты спектра этого шумового напряжения располагаются в области относительно низких частот. При частотах порядка сотен килогерц его составляющие меньше составляющих дробового шума. Кроме эффекта мерцания, в создании шума лампы известную роль играет вторичная эмиссия с электродов лампы, ионизация молекул остаточного газа в колбе лампы и т. д. Подробное рассмотрение всех этих компонент лампового шума весьма сложно и его ценность значительно снижается тем, что все эти шумы сильно меняются не только при переходе от лампы одного типа к лампе другого типа, но и при переходе от одной лампы к другой того же типа.

Еще одной причиной появления напряжения, мешающего нормальной работе устройства, содержащего электронные лампы, является изменение расстояний между электродами последних. Электроды электронных ламп могут колебаться с некоторой собственной частотой. Изменение расстояний между электродами при постоянном напряжении источников питания приводит к появлению в анодной цепи лампы переменного тока и соответствующего переменного напряжения.

Это явление носит название микрофонного эффекта. Величина обусловленного им переменного напряжения может быть несоизмеримо больше флюктуационного напряжения и микрофонный эффект часто является существенной помехой нормальной работе усилителя.

Особенно сильно микрофонный эффект проявляется у ламп с катодом прямого накала, у которых он обязан в основном колебаниям последнего.

С целью уменьшения возможности колебаний электродов на лампы могут быть надеты колпаки с войлочной прокладкой. Панельки первых ламп усилителей часто укрепляются на амортизационных прокладках из резины. Иногда весь усилитель помещается на тяжелую металлическую плиту, лежащую на надутых воздухом резиновых подушках, или подвешивается на пружинах. Это позволяет почти полностью избавиться от возможности возникновения микрофонного эффекта.

3. Суммарный шум входного каскада усилителя. Полный шум усилителя складывается из контурного шума входной цепи, шума лампы первого каскада и контурного и лампового шума всех остальных каскадов.¹ Так как обычно наибольшую роль играет флюктуационное напряжение, связанное с явлениями в первом каскаде, то на рациональный выбор его параметров и подбор подходящей лампы обращается наибольшее внимание.

Пользуясь соотношениями (174), (177) и (180), найдем, что суммарное флюктуационное напряжение, возникающее в первом каскаде схемы, эквивалентно действию на сетке первой лампы напряжения, эффективное значение которого определяется выражением:

$$\overline{u_{\text{ш}}^2} = \overline{u_{\text{ш}T}^2} + \overline{u_{\text{ш}a}^2} + \overline{u_{\text{ш}g}^2} = 4kT R_{\text{шл}} (f_2 - f_1) + \frac{4kT}{2\pi C} (1 + 19,4I_g R_0) [\text{arc tg } 2\pi R_0 C f_2 - \text{arc tg } 2\pi R_0 C f_1]. \quad (181)$$

Практически всегда при использовании усилителей для измерительных целей флюктуационное напряжение, обусловленное тепловыми флюктуациями плотности зарядов в сеточной цепи и колебаниями величины сеточного тока лампы, значительно превосходит напряжение, связанное с колебаниями величины анодного тока лампы. Поэтому первым членом в написанном выражении можно пренебречь и для вычисления величины напряжения $\sqrt{\overline{u_{\text{ш}}^2}}$ пользоваться соотношением:

$$\overline{u_{\text{ш}}^2} = \frac{4kT}{2\pi C} (1 + 19,4I_g R_0) [\text{arc tg } 2\pi R_0 C f_2 - \text{arc tg } 2\pi R_0 C f_1]. \quad (182)$$

¹ Кроме шума, связанного с явлениями в схеме усилителя, часто существенную роль играют шумы, обусловленные явлениями в приборах, присоединяемых к его входу — фотоэлементах, камерах и т. п. Эти источники фона усилителя мы оставляем в стороне.

Для того чтобы проиллюстрировать характер зависимости величины $\overline{u_{шт}^2}$, описываемой последним выражением, от параметров схемы, обратимся к некоторым частным случаям.

Для усилителя постоянного тока или напряжения $f_1 = 0$. Соответствующие этому случаю графики $\overline{u_{шт}^2} = f(R_0)$ и $\overline{u_{шг}^2} = f(R_0)$ при постоянных значениях емкости входной цепи C и сеточного тока I_g приведены на рис. 143. Если выпол-

няется неравенство $R_0 C \gg \frac{1}{2\pi f_2}$,

то $\overline{u_{шт}^2} = \frac{kT}{C}$ и зависимость

$\overline{u_{шт}^2} = f(R_0)$ изображается прямой, параллельной оси абсцисс.

В то же время $\overline{u_{шг}^2} = \left(\frac{eI_g}{2C}\right)R_0$ и

зависимость $\overline{u_{шг}^2} = f(R_0)$ изображается прямой, проходящей через начало координат. При ус-

ловии $\frac{eI_g}{2C} R_0 = \frac{kT}{C}$, т. е. при

$$R_0 = R_0^* \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{1}{I_g} \quad (183)$$

обе эти прямые пересекаются.

По мере уменьшения значения частоты f_2 графики $\overline{u_{шт}^2} = f(R_0)$ и $\overline{u_{шг}^2} = f(R_0)$ все больше и больше отклоняются от прямых, приближаясь к ним при больших значениях сопротивления R_0 . При этом точка пересечения соответствующих кривых, отвечающих одному и тому же значению частоты f_2 , лежит на прямой $R_0 = R_0^*$. Поэтому независимо от величины частоты f_2 , при $R_0 \gg R_0^*$ основную роль в создании флюктуационного напряжения играют колебания сеточного тока лампы, а при $R_0 \ll R_0^*$ основное значение имеют контурные шумы. Изменение величины сеточного тока сопровождается изменением наклона прямой $\overline{u_{шг}^2} = \left(\frac{eI_g}{2C}\right)R_0$. Это соответствует тому, что при неизменном значении сопротивления R_0 , шум, обусловленный колебаниями величины сеточного тока лампы, тем меньше, чем меньше величина последнего. Изменение емкости входной цепи сопровождается изменением расположения прямой $\overline{u_{шт}^2} = \frac{kT}{C}$ и изменением наклона прямой $\overline{u_{шг}^2} = \frac{eI_g}{2C} R_0$. Это соответствует тому, что при неизменной величине сопротивления, включенного в сеточную цепь, как контурный шум, так и шум, связанный с коле-

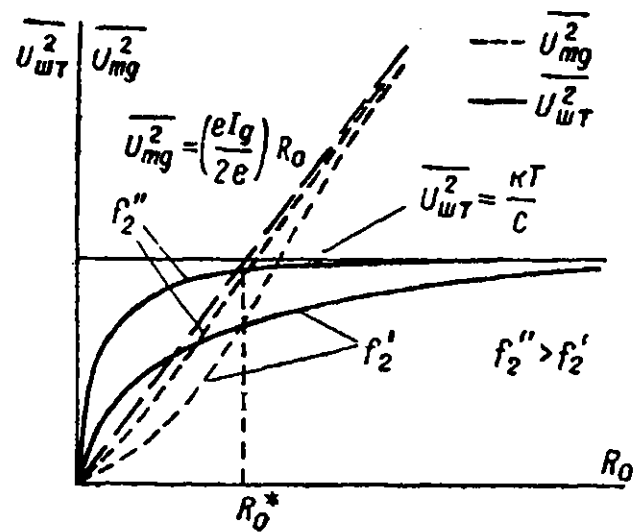


Рис. 143. Зависимость компонент шумового напряжения от сопротивления в цепи сетки лампы усилителя постоянного тока (или постоянного напряжения).

баниями величины сеточного тока, тем меньше, чем больше емкость входной цепи усилителя. Так как значение $R_0 = R_0^*$ не зависит от величины емкости C , то пределы областей, в которых основную роль играет либо контурный шум, либо шум, связанный с флюктуациями

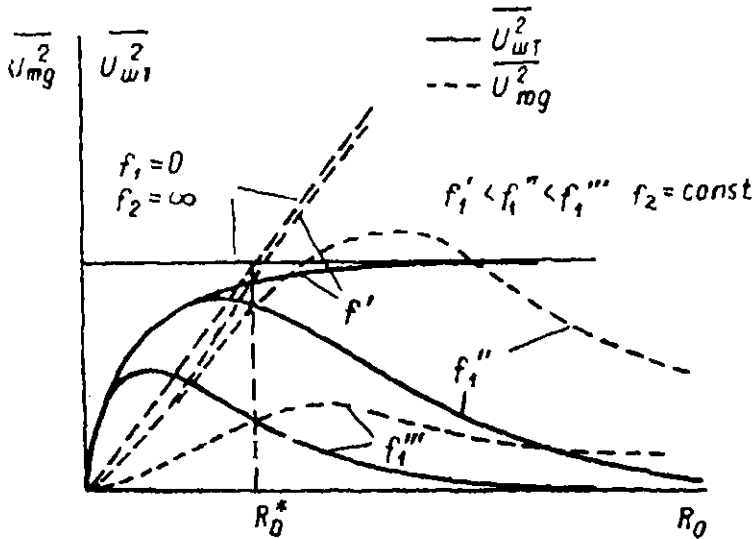


Рис. 144. Зависимость от сопротивления в цепи сетки лампы компонент шумового напряжения для усилителя переменного напряжения (или тока).

величины тока I_g , также не зависят от значения C . Наконец, из приведенных графиков видно, что при больших значениях сопротивления R_0 (т. е. фактически при больших значениях постоянной времени $R_0 C$), величины $\overline{u_{шT}^2}$ и $\overline{u_{шг}^2}$ мало зависят от частоты f_2 . При малых значениях сопротивления R_0 (при малых значениях $\tau_0 = R_0 C$) величины $\overline{u_{шT}^2}$ и $\overline{u_{шг}^2}$ приблизительно пропорциональны частоте f_2 . Это со-

ответствует уже отмеченной выше зависимости напряжения шумов от полосы пропускания устройства.

Для усилителей переменного напряжения или тока $f_1 \neq 0$. В этом случае зависимость $\overline{u_{шT}^2} = f(R_0)$ содержит разность двух арктангенсов, а зависимость $\overline{u_{шг}^2} = f(R_0)$ — разность тех же арктангенсов, умноженную на величину R_0 . При $R_0 \rightarrow 0$ величины $\overline{u_{шT}^2}$ и $\overline{u_{шг}^2}$ стремятся к нулю. При $R_0 \rightarrow \infty$, $\overline{u_{шT}^2} \rightarrow 0$, а $\overline{u_{шг}^2}$ — к постоянной величине, равной $\frac{eI_g}{2\pi^2 C^2} \frac{f_2 - f_1}{f_2 f_1}$. На рис. 144 приведены

графики $\overline{u_{шT}^2} = f(R_0)$ и $\overline{u_{шг}^2} = f(R_0)$, соответствующие разным значениям частоты f_1 (при $f_2 = \text{const}$). Они показывают, что при неизменных величинах сопротивления R_0 , тока I_g и емкости C расширение полосы пропускания усилителя в область низких частот сопровождается увеличением значений как $\overline{u_{шT}^2}$, так и $\overline{u_{шг}^2}$, причем в пределе, при $f_1 \rightarrow 0$ и $R_0 \gg R_0^*$, величина $\overline{u_{шT}^2}$ приближается к значению $\frac{kT}{C}$, а величина $\overline{u_{шг}^2}$ — к значению $\frac{eI_g}{2C} R_0$. Увеличение емкости входной цепи сопровождается уменьшением величин обеих компонент шумового напряжения. Далее, графики $\overline{u_{шT}^2} = f(R_0)$ и $\overline{u_{шг}^2} = f(R_0)$, построены для одинаковых значений частоты f_1 , пересекаются на

прямой $R = R_0^*$, причем значение сопротивления R_0^* определяется выражением (183). Как и для усилителя постоянного тока, в области $R_0 \gg R_0^*$ основную роль в создании шумового напряжения играет непостоянство сеточного тока лампы, а при $R_0 \ll R_0^*$ — контурное флюктуационное напряжение.

Сведения о том, в какой области значений сопротивления R_0 какая из составляющих шумового напряжения играет основную роль, часто бывают весьма полезны, так как позволяют облегчить вычисление значения напряжения $\sqrt{u_{ш}^2}$. В случае необходимости, можно найти и полное шумовое напряжение или построить кривую зависимости $\overline{u_{ш}^2} = f(R_0)$, пользуясь приведенными формулами. Пример подобного графика, соответствующего значениям $f_1 = 500$ гц, $f_2 = 5000$ гц, $I_g = 10^{-10}$ а и $C = 10^{-11}$ ф, приведен на рис. 145.

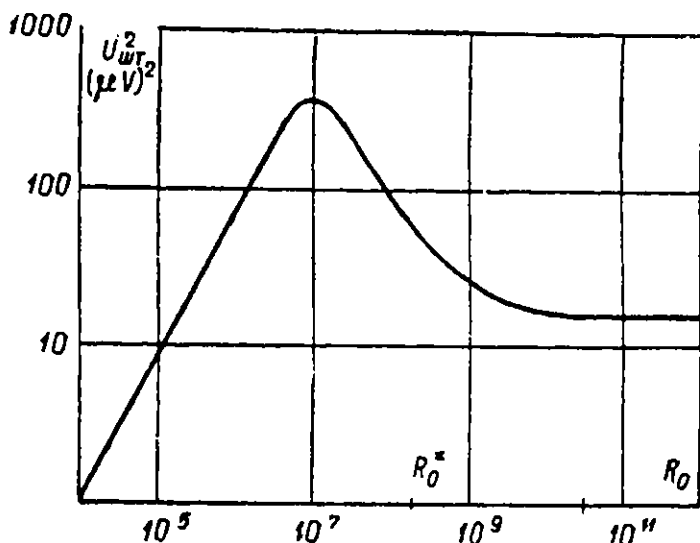


Рис. 145. Зависимость от сопротивления в цепи сетки лампы полиого напряжения фона на входе усилителя.

Выбор параметров входной цепи усилителя и частот, ограничивающих его полосу пропускания, делается не только из соображений получения минимального шумового напряжения, но также и из соображений допустимой величины искажений формы сигналов и выгодного соотношения между напряжением от полезного сигнала и напряжением шума. Эта величина — отношение напряжения сигнала к напряжению шума — обычно играет весьма существенную роль при работе с измерительным устройством. В радиотехнике считается, что для приема речи на слух желательно, чтобы амплитуда полезного сигнала превосходила эффективное значение шумового напряжения не менее, чем в десять раз. В физической лаборатории вопрос о допустимой величине отношения $\frac{u_c}{\sqrt{u_{ш}^2}}$ решается, исходя из условий эксперимента.

Для определения величины отношения напряжения сигнала к напряжению шума могут быть использованы приведенные выше формулы. Кроме того, для этого необходимо знать, каким образом зависит величина напряжения u_c от параметров входной цепи. Ниже, при рассмотрении специальных измерительных схем, отношение $\frac{u_c}{\sqrt{u_{ш}^2}}$ будет вычислено для некоторых практически интересных случаев.

§ 6. ОБРАТНЫЕ СВЯЗИ В СХЕМАХ УСИЛИТЕЛЕЙ

1. Усиление сигналов в схемах с обратной связью. Обратной связью называют передачу части энергии с выхода или какого-либо

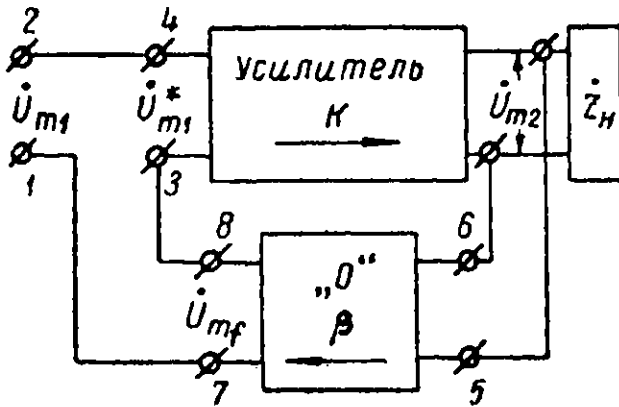


Рис. 146. Блок-схема устройства, содержащего цепь обратной связи.

промежуточного звена устройства на его вход. Для этого в схему устройства вводится специальная цепь, носящая название цепи обратной связи (цепь *O* на рис. 146). В результате действия на входе цепи обратной связи (точки 5 и 6 на рис. 146) напряжения с амплитудой \dot{U}_{m2} , на ее выходе получается напряжение с амплитудой $\dot{U}_{mf} = \beta \dot{U}_{m2}$, где β — коэффициент передачи напряжения цепи. Поэтому, если на входе устройства с цепью обратной связи (точки 1 и 2 на рис. 146) действует сигнал с амплитудой \dot{U}_{m1} , то на входе усилителя будет действовать напряжение с амплитудой $\dot{U}_{m1} + \dot{U}_{mf}$. При этом могут быть два случая: либо $|\dot{U}_{m1} + \dot{U}_{mf}| > |\dot{U}_{m1}|$, либо $|\dot{U}_{m1} + \dot{U}_{mf}| < |\dot{U}_{m1}|$. В первом случае говорят о положительной обратной связи, а во втором — об отрицательной обратной связи.

Схемы усилителей с обратной связью различают не только по знаку связи, но также и по построению схем. Во-первых, имеются схемы со связью по напряжению — в них величина напряжения, передаваемого с выхода

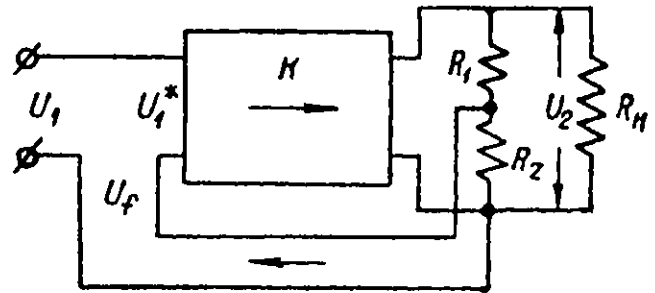


Рис. 147. Блок-схема усилителя с обратной связью по напряжению.

устройства на вход, пропорциональна величине выходного напряжения (рис. 147). Во-вторых, имеются схемы со связью по току — в них величина напряжения обратной связи пропорциональна значению тока на выходе устройства (рис. 148). Наконец, в схемах может быть применена комбинированная обратная связь (рис. 149). Кроме этих простых схем, имеются более сложные схемы с обратной связью — балансные схемы, схемы с многократной обратной связью и т. д

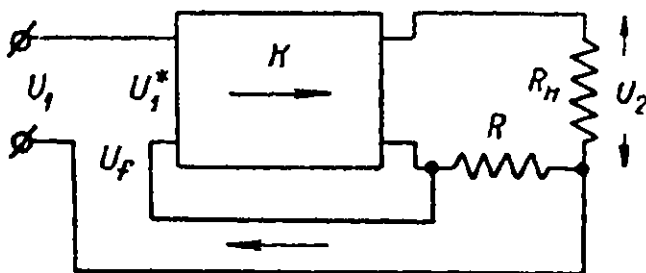


Рис. 148. Блок-схема усилителя с обратной связью по току.

устройства на вход, пропорциональна величине выходного напряжения (рис. 147). Во-вторых, имеются схемы со связью по току — в них величина напряжения обратной связи пропорциональна значению тока на выходе устройства (рис. 148). Наконец, в схемах может быть применена комбинированная обратная связь (рис. 149). Кроме этих простых схем, имеются более сложные схемы с обратной связью — балансные схемы, схемы с многократной обратной связью и т. д

В установившемся режиме, как это видно из рассмотрения схемы на рис. 146,

$$\dot{U}_{m2} = \dot{k}\dot{U}_{m1}^* = \dot{k}(\dot{U}_{m1} + \dot{U}_{mf}),$$

где \dot{k} — коэффициент усиления схемы без введения в нее цепи обратной связи. Принимая во внимание, что $\dot{U}_{mf} = \beta\dot{U}_{m2}$, получим следующее выражение для коэффициента усиления устройства с обратной связью:

$$\dot{k}_f = \frac{\dot{U}_{m2}}{\dot{U}_{m1}} = \frac{\dot{k}}{1 - \dot{k}\beta}. \quad (184)$$

В общем случае коэффициенты \dot{k} и β комплексны и могут быть записаны в виде $\dot{k} = ke^{j\Psi_k}$ и $\beta = \beta e^{j\Psi_\beta}$, где Ψ_k и Ψ_β — сдвиги фаз компонент спектра сигнала при прохождении его через усилительную цепь и цепь обратной связи. Подставляя написанные выражения для \dot{k} и β в (184), получим:

$$\dot{k}_f = \frac{k(\cos \Psi_k + j \sin \Psi_k)}{1 - k\beta \cos \Psi - jk\beta \sin \Psi}, \quad (185)$$

где $\Psi = \Psi_k + \Psi_\beta$.

Модуль написанного выражения равен:

$$k_f = \frac{k}{\sqrt{1 - 2k\beta \cos \Psi + k^2\beta^2}}. \quad (186)$$

В частном случае, если $\Psi_k + \Psi_\beta = 0$, т. е. если переданное с выхода усилителя напряжение на его вход находится в фазе с напряжением сигнала, то

$$k_f = \frac{k}{1 - k\beta} \quad (187)$$

и при всех значениях величины произведения $k\beta$ обратная связь положительна.

Наоборот, если $\Psi_k + \Psi_\beta = \pi$, т. е. если переданное с выхода напряжение находится в противофазе с напряжением сигнала, то

$$k_f = \frac{k}{1 + k\beta} \quad (188)$$

и при всех значениях величины произведения $k\beta$ обратная связь отрицательна. В первом случае усиление схемы при введении цепи обратной связи возрастает в $\frac{1}{1 - k\beta}$ раз, а во втором случае — ока-

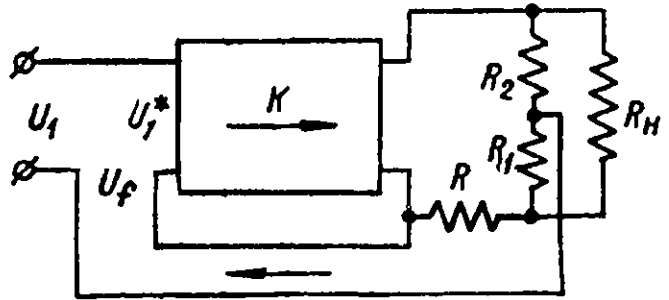


Рис. 149. Блок-схема усилителя с комбинированной обратной связью.

зывается в $1 + k\beta$ раз меньше, чем усиление той же схемы без цепи обратной связи.

Ниже будет показано, что введение отрицательной обратной связи улучшает вид характеристик усилителя. Поэтому, несмотря на то,

что при этом снижается усиление, отрицательная обратная связь широко применяется в специальных схемах [5].

На рис. 150 изображена простая схема усилительного каскада с отрицательной обратной связью по току. Элементом обратной связи является сопротивление R_1 . Переменный анодный ток лампы, протекая по этому сопротивлению, создает на нем падение напряжения. Поэтому амплитуда напряжения, действующего на сетке лампы в этой схеме, при активной нагрузке анодной цепи равна

Рис. 150. Схема каскада с отрицательной обратной связью по току.

$U_{m1}^* = U_{m1} - R_1 I_{am}$, т. е. оказывается ослабленной по сравнению с амплитудой сигнала. Коэффициент обратной связи

$$\beta \approx \frac{R_1}{R_a + R_1}.$$

На рис. 151 приведена простая схема с отрицательной связью по напряжению. Цепью обратной связи служит цепь R_1, R_2, C . Действительно, если на входе действует сигнал \dot{U}_{m1} , то напряжение \dot{U}_{m2} при активной нагрузке анодной цепи сдвинуто по фазе относительно \dot{U}_{m1} приблизительно на угол π . При условии, что $\frac{1}{\omega C} \ll R_1 + R_2$, ток в цепи R_1, R_2, C совпадает по фазе с напряжением \dot{U}_{m2} . Поэтому напряжение \dot{U}_{pn} совпадает по фазе с напряжением \dot{U}_{m2} , т. е. оказывается в противофазе с напряжением сигнала \dot{U}_{m1} . Так как напряжение между катодом и сеткой лампы складывается из напряжения сигнала и напряжения \dot{U}_{pn} , то $U_{m1}^* = U_{m1} - U_{pn}$, т. е. амплитуда сигнала

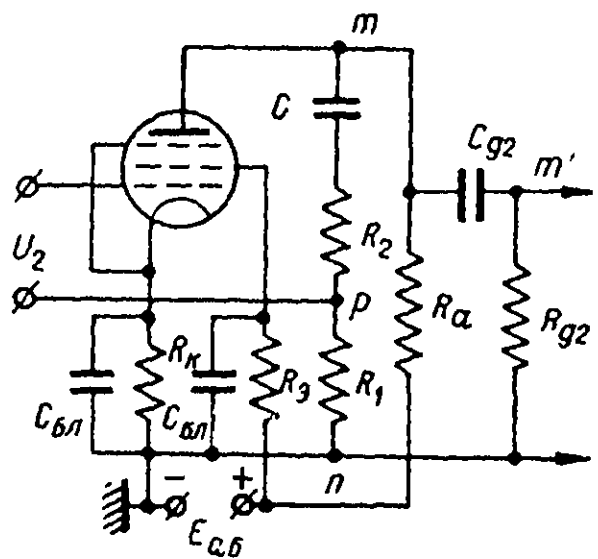
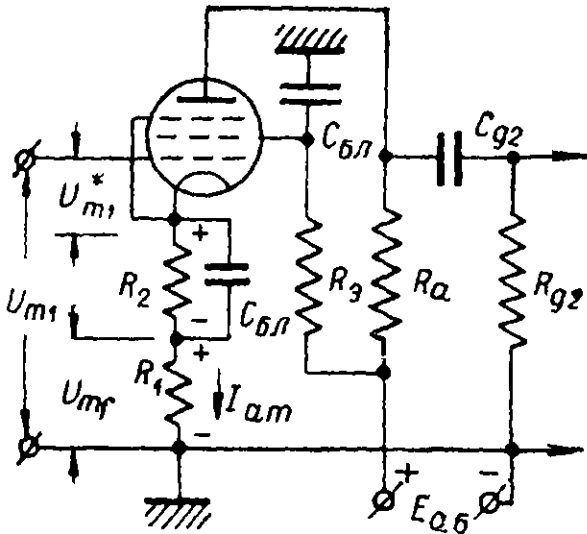


Рис. 151. Схема каскада с отрицательной обратной связью по напряжению.

оказывается уменьшенной. Нетрудно убедиться, что коэффициент обратной связи в схеме

$$\beta \approx \frac{R_1}{R_1 + R_2}.$$

Наконец, на рис. 152 приведена простая схема усилителя с комбинированной отрицательной обратной связью. В этой схеме элементами цепи отрицательной обратной связи служат сопротивление R_3 и цепь R_1, R_2, C , а амплитуда напряжения, передаваемого с выхода схемы на ее вход, $U_{mf} = I_{ma}R_3 + \frac{U_{ma}R_1}{R_1 + R_2}$.

2. Характеристика усилителей с обратной связью. Введение положительной обратной связи увеличивает, а отрицательной связи — уменьшает нелинейные искажения сигнала, проходящего через усилитель.

Если амплитудная характеристика усилителя нелинейна, то при действии на его входе гармонического напряжения, на выходе, кроме сигнала основной частоты с амплитудой \dot{U}_{m2} , имеются дополнительные гармоники. Пусть амплитуда одной из таких гармоник напряжения \dot{U}'_{m2} . Положим теперь, что в схему введена обратная связь и одновременно изменен коэффициент усиления k с тем, чтобы общее усиление схемы осталось неизменным. Следовательно, амплитуда основного сигнала \dot{U}_{m2} останется прежней. Так как часть напряжения с выхода усилителя подается на его вход, то амплитуда рассматриваемой гармоники изменится. Связь между ее новым значением \dot{U}'_{m2*} и прежним значением \dot{U}'_{m2} может быть легко найдена, если принять во внимание, что при действии на входе цепи обратной связи напряжения с амплитудой \dot{U}'_{m2*} , амплитуда напряжения на ее выходе равна $\beta \dot{U}'_{m2*}$. Поэтому в установленном режиме

$$\dot{U}'_{m2*} = \dot{U}'_{m2} + k\beta \dot{U}'_{m2*}$$

и, следовательно,

$$\dot{U}'_{m2*} = \frac{\dot{U}'_{m2}}{1 - k\beta}. \quad (189)$$

Из рассмотрения этого выражения видно, что при положительной обратной связи $\dot{U}'_{m2*} > \dot{U}'_{m2}$, т. е. нелинейные искажения возрастают. Наоборот, при отрицательной обратной связи нелинейные искажения

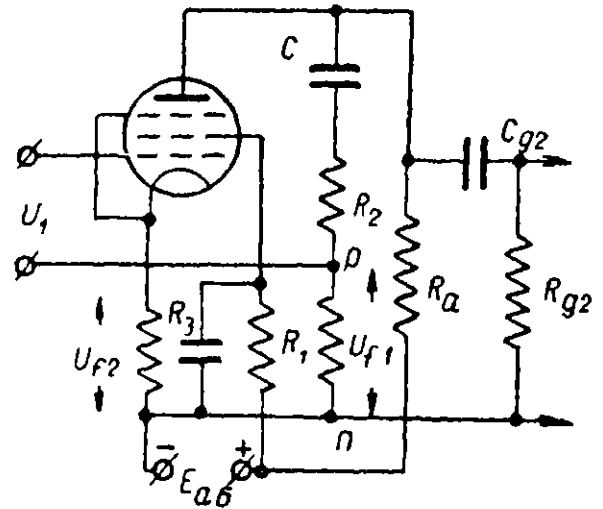


Рис. 152. Схема каскада с комбинированной отрицательной обратной связью.

уменьшаются. В частном случае, если $\Psi = \Psi_k + \Psi_\beta = \pi$, то

$$U'_{m2} = \frac{U'_{m2}}{1 + k\beta}, \quad (190)$$

т. е. нелинейные искажения оказываются ослабленными в $1 + k\beta$ раз.

В общем случае, как модуль произведения $k\beta$, так и фазовый угол $\Psi = \Psi_k + \Psi_\beta$ — функции частоты. Поэтому степень уменьшения нелинейных искажений зависит от частоты „незаконных“ гармоник усиливаемых сигналов. Более того, может получиться, что в то время, как для одних частот обратная связь отрицательна, для других частот она положительна. При этом часть компонент спектра выходного сигнала будет не ослабляться, а усиливаться. В связи с этим вопрос о выборе параметров цепи обратной связи при введении ее в схему для уменьшения нелинейных искажений сигналов оказывается очень сложным.

Появление гармоник, не содержащихся в спектре входного сигнала, можно рассматривать как результат действия в схеме дополнительных „генераторов“, дающих напряжение соответствующих частот. Отрицательная обратная связь уменьшает действие таких внутренних „генераторов“. Поэтому можно ожидать, что введение цепи отрицательной обратной связи приведет и к уменьшению фона усилителя, создаваемого контурными и ламповыми шумами. Этот эффект имеет место на самом деле, что является еще одним преимуществом схем с отрицательной обратной связью.

Введение отрицательной обратной связи в многокаскадную схему усилителя приводит также к улучшению вида частотной и фазовой характеристик схемы и к уменьшению линейных искажений сигналов. Этот вопрос специально будет рассмотрен в § 4 четвертой главы, при описании схем коррекции, применяемых в усилителях. Здесь же отметим, что отрицательная обратная связь значительно чаще применяется для коррекции амплитудных искажений, чем для коррекции линейных искажений. Это связано в первую очередь с тем, что другие методы коррекции линейных искажений оказываются более эффективными.

Положительная обратная связь почти совершенно не применяется в усилителях низкой частоты, так как ее введение сопровождается увеличением искажений и возрастанием напряжения фона.

3. Стабильность схем с обратной связью. При использовании усилителей в лабораторной практике и особенно для измерительных целей существенно постоянство величины коэффициента усиления схемы. Между тем, изменения напряжения питания усилителя, замена одних экземпляров ламп другими того же типа, изменения параметров схемы, связанные с непостоянством температуры в помещении или нагреванием деталей при протекании через элементы схемы тока и т. п., приводят к тому, что усиление не остается постоянным. Непостоянство коэффициента усиления можно оценить величиной

коэффициента неустойчивости $x = \frac{\Delta k}{k}$, где Δk — изменение коэффициента усиления за счет тех или иных дестабилизирующих факторов.

Если в схеме имеется обратная связь, то стабильность ее работы оценивается величиной коэффициента $x_f = \frac{\Delta k_f}{k_f}$, где k_f — коэффициент усиления схемы с обратной связью. Полагая, что обратная связь отрицательна и считая для простоты, что $\Psi_k + \Psi_\beta = \pi$, найдем, воспользовавшись выражением (188):

$$x_f = \frac{1}{1 + k\beta} x. \quad (191)$$

Из этого выражения видно, что введение цепи отрицательной обратной связи уменьшает коэффициент неустойчивости в $1 + k\beta$ раз.

Совершенно так же, при наличии положительной обратной связи

$$x_f = \frac{1}{1 - k\beta} x, \quad (192)$$

т. е. коэффициент неустойчивости возрастает в $\frac{1}{1 - k\beta}$ раз.

Увеличение стабильности работы схемы является еще одним весьма ценным свойством отрицательной обратной связи, благодаря которому она широко применяется в специальных схемах.

Обратим внимание на то, что, применяя отрицательную обратную связь в многокаскадном усилителе с большим коэффициентом усиления, нетрудно получить значение $k\beta \gg 1$ при сохранении малой величины коэффициента обратной связи β . Пренебрегая в этом случае единицей в знаменателе выражения (188), получим

$$k_f = \frac{1}{\beta}. \quad (193)$$

Следовательно, при выборе соответствующих величин коэффициентов k и β , усиление схемы практически не зависит ни от параметров лампы, ни от параметров схемы и числа каскадов, а определяется только коэффициентом передачи напряжения цепи обратной связи.

Пусть, например, схема без отрицательной обратной связи обладает коэффициентом усиления $k = 10^7$, но в нее введена цепь отрицательной обратной связи, причем $\beta = 10^{-5}$. Тогда коэффициент усиления всей схемы $k_f \approx 10^5$. Если теперь по каким-либо причинам величина k изменилась даже в 2—3 раза (такие большие изменения значения k мало вероятны), то величина k_f будет отличаться от прежнего значения всего на 2—3%.

Что касается величины β , то она определяется параметрами цепи обратной связи. В эту цепь обычно не входят электронные лампы, и параметры ее не зависят от напряжения источников питания. Поэтому величина коэффициента усиления k_f оказывается чрезвычайно стабильной.

Еще одно интересное свойство такого усилителя заключается в том, что его характеристики должны определяться только цепью обратной связи для всей области частот, где выполняется неравенство $k\beta \gg 1$.

Хотя сделанные выводы справедливы только в случае, если выполняется равенство $\Psi_k + \Psi_\beta = \pi$, они свидетельствуют о том, что применение отрицательной обратной связи открывает широкие возможности для стабилизации коэффициента усиления схем.

4. Паразитные обратные связи в усилителях. Кроме обратной связи, созданной умышленно, в усилителе существует ряд паразитных обратных связей. Если эти паразитные обратные связи положительны, то, как было показано выше, они могут привести к существенному ухудшению характеристик усилителя и уменьшению стабильности его работы. Кроме того, положительная обратная связь (в дальнейшем будем называть ее просто обратной связью), ведет к неустойчивости работы усилителя. Под неустойчивостью работы понимают возможность самовозбуждения схемы. При этом, очевидно, усилитель, по существу, превращается в генератор и на его выходе имеется переменное напряжение, частота и форма которого определяются параметрами схемы.

Условие самовозбуждения схемы было написано выше [см. выражение (120)]:

$$1 - \dot{k}\dot{\beta} = 0. \quad (194)$$

Замечая, что коэффициенты \dot{k} и $\dot{\beta}$ можно представить в виде $\dot{k} = ke^{j\Psi_k}$ и $\dot{\beta} = \beta e^{j\Psi_\beta}$, перепишем соотношение (194) в виде:

$$\left. \begin{aligned} \Psi_k + \Psi_\beta = \Psi = 0, \\ k\beta = 1. \end{aligned} \right\} \quad (195)$$

Для устойчивой работы усилителя необходимо выполнение неравенства

$$1 - \dot{k}\dot{\beta} > 0. \quad (196)$$

Подробное исследование вопроса об устойчивости работы схемы приводит к заключению, что схема не самовозбуждается, если при

$$\text{выполняется неравенство} \quad \left. \begin{aligned} \Psi = 0 \\ k\beta < 1. \end{aligned} \right\} \quad (197)$$

В общем случае величина фазового угла β и величина произведения $k\beta$ — функции частоты. Поэтому для устойчивой работы усилителя условия (197) должны выполняться для всех частот от нуля до бесконечности.

Паразитные обратные связи в усилителях обуславливаются несколькими причинами. Основные из них — связь анодной цепи лампы с цепью сетки через междуэлектродные емкости лампы, связь через емкостные и индуктивные взаимодействия между отдельными деталями монтажа и элементами схемы и, наконец, связь через источники питания, общие для нескольких каскадов.

Связь через емкость C_{ag} может привести к самовозбуждению каскада, если анодная нагрузка лампы имеет индуктивный характер (см. § 3 второй главы). В схемах резонансных усилителей это имеет место для всех частот, больших резонансной частоты контура, включенного в анодную цепь лампы.

Как известно, величина емкости C_{ag} относительно мала у пентодов и экранированных ламп. Применяя эти лампы, можно построить

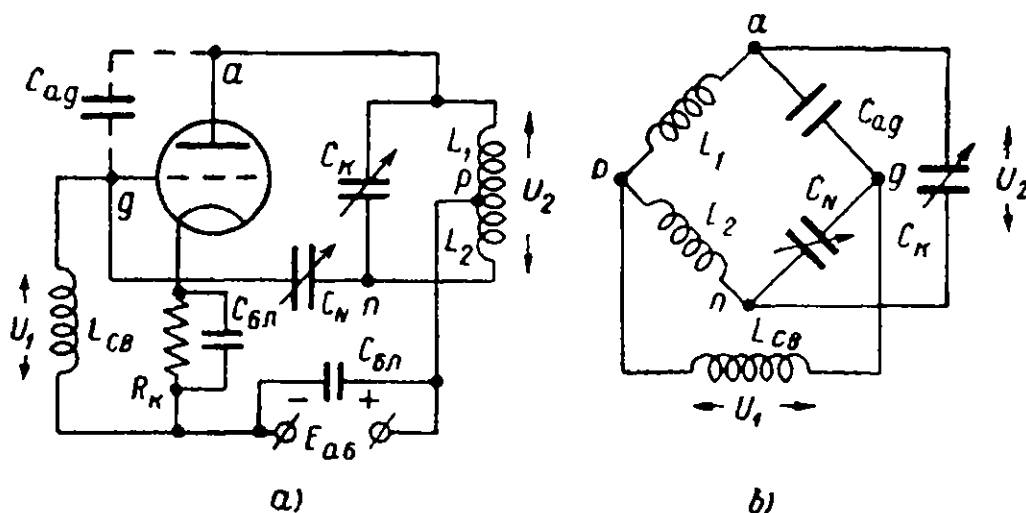


Рис. 153. Схема анодного нейтринирования.

резонансный усилитель, работающий устойчиво и обладающий сравнительно большим коэффициентом усиления (см. § 3 настоящей главы). При необходимости же строить резонансный каскад на триоде приходится применять специальные меры для ослабления связи между анодной и сеточной цепями через емкость C_{ag} . Для этого в схему вводятся так называемые нейтринные цепи.

Идея построения нейтринных цепей заключается в том, что включением дополнительных элементов в схему усилителя собирается мост переменного тока, причем цепи сетки и анода лампы оказываются включенными в диагонали этого моста. При балансе моста величина напряжения на концах одной из диагоналей не зависит от напряжения на концах другой диагонали или величины протекающего через нее тока. Поэтому цепи сетки и анода лампы оказываются „развязанными“.

В качестве примера схемы такого вида на рис. 153а приведена схема резонансного усилителя с неполным включением контура в анодную цепь. Эта схема отличается от приводившихся выше введением конденсатора C_N , который и является нейтринным. Конденсатор C_N , емкость C_{ag} и детали колебательного контура L_1 и L_2 образуют мост, изображенный на рис. 153б.

Условие баланса этого моста:

$$\omega L_1 \cdot \frac{1}{\omega C_N} = \omega L_2 \cdot \frac{1}{\omega C_{ag}},$$

откуда емкость нейтринного конденсатора

$$C_N = \frac{L_1}{L_2} C_{ag}$$

Если величина емкости C_{ag} выбрана на основании этого соотношения (обычно индуктивность L_1 несколько превышает индуктивность L_2 и поэтому емкость нейтринного конденсатора больше

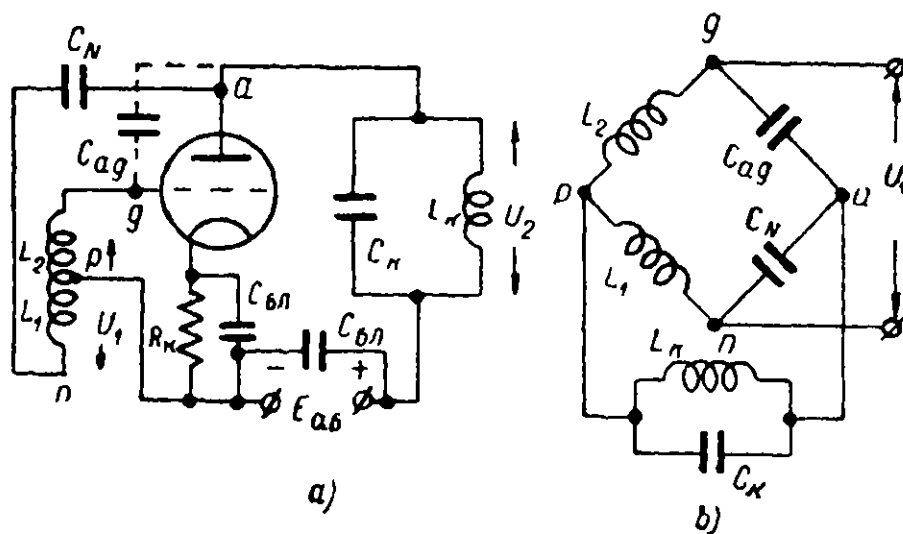


Рис. 154. Схема сеточного нейтринирования.

емкости C_{ag} лампы), то связи между анодной и сеточной цепями лампы через емкость C_{ag} нет.

Приведенная на рис. 153 схема носит название „анодного“ нейтринирования, так как в плечи моста входят элементы анодной цепи лампы. На рис. 154 приведен другой вариант схемы нейтринирования — так называемого „сеточного“. Различные варианты нейтринных схем широко применяются при постройке мощных усилителей, работающих в диапазоне высоких частот.

Для уменьшения емкостных и индуктивных связей между деталями монтажа и элементами схемы анодные и сеточные цепи усилителей разделяются заземленными металлическими экранами. На рис. 155 на примере двух каскадов, входящих в состав схемы многокаскадного усилителя, показан вариант возможного расположения экранов. Назначение всех деталей, кроме сопротивлений R_ϕ и емкостей C_ϕ , ясно из изложенного выше. Что же касается цепей R_ϕ , C_ϕ , то о них будет речь ниже.

Экранировка усилителя тем существеннее, чем большее число каскадов содержится в схеме. Практически она никогда не бывает идеальной и поэтому избавиться от опасности самовозбуждения многокаскадного усилителя вследствие емкостных и индивидуальных связей в схеме часто бывает сложно.

Обратные связи в схеме усилителя через источник питания анодных цепей ламп обусловлены тем, что через этот источник проте-

кают переменные анодные токи всех ламп схемы. Так как всякий источник питания обладает некоторым сопротивлением, то на его клеммах появляется переменное напряжение. Это переменное напряжение оказывается приложенным к сеткам всех ламп, за исключением первой. Величина этого напряжения и фазовые соотношения в схеме могут оказаться такими, что схема самовозбудится.

Уменьшить опасность самовозбуждения можно, выбрав источник питания с возможно меньшим внутренним сопротивлением. Наименьшее сопротивление имеют специальные схемы питания, построенные на электронных лампах (см. гл. IX). Сравнительно большое сопротивление имеют сухие батареи после частичной разрядки или хранения в сухом месте (их сопротивление порядка 100—200 ом). Поэтому применение таких батарей может вызвать самовозбуждение схемы.

В некоторых случаях применяется раздельное питание каскадов усилителя, при которых схема разбивается на две или большее число частей, питаемых от отдельных источников. При этом опасность самовозбуждения уменьшается, так как уменьшается величина коэффициента усиления в каждой группе схемы.

Наконец, наиболее эффективным средством борьбы с самовозбуждением схемы, вследствие связи через источник питания анодных цепей ламп, является применение так называемых развязывающих фильтров. Развязывающий фильтр обычно представляет собой комбинацию из активного сопротивления R_{ϕ} , включенного последовательно с источником питания, и емкости C_{ϕ} , включенной параллельно сопротивлению фильтра и источнику питания. На рис. 156 изображена схема трехкаскадного усилителя на сопротивлениях с развязывающими фильтрами в анодных цепях всех ламп (цепи $C_{\phi 1}$, $R_{\phi 1}$, $C_{\phi 2}$, $R_{\phi 2}$ и $C_{\phi 3}$, $R_{\phi 3}$).

Параметры фильтров выбираются таким образом, что основная доля переменной составляющей анодного тока каждой лампы схемы протекает через емкость C_{ϕ} и лишь малая доля — через сопротивление R_{ϕ} и источник питания. Поэтому, амплитуда переменного напряжения, выделяющегося на клеммах источника питания, уменьшается. Кроме того, это переменное напряжение оказывается не целиком,

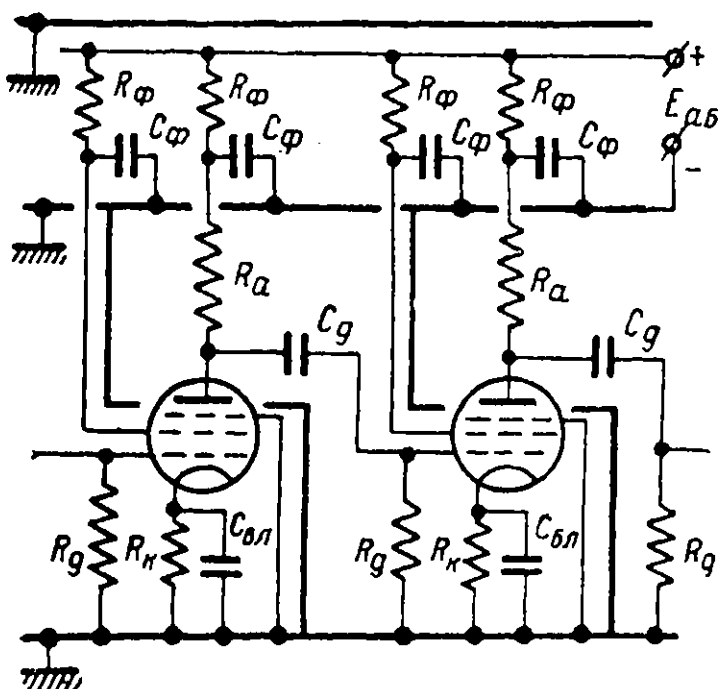


Рис. 155. Пример расположения экранов в усилителе.

а лишь частично приложенным к сетке каждой лампы (за исключением первой, к которой оно не приложено вовсе), так как элементы

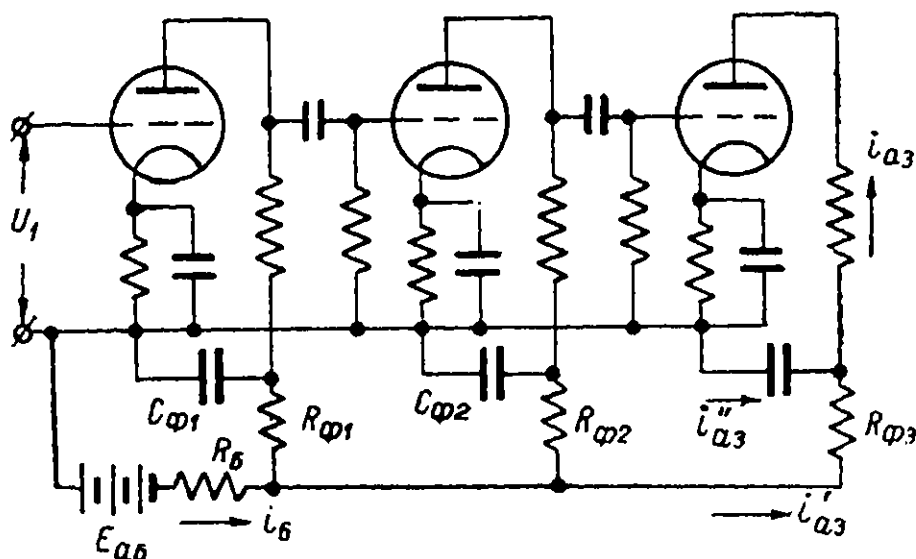


Рис. 156. Схема трехкаскадного усилителя с развязывающими фильтрами.

фильтров служат делителями переменного напряжения, включенными между источником питания и сетками ламп.

Эффективность развязывающих фильтров понижается с уменьшением частоты сигналов, так как при этом возрастает сопротивление емкостей C_{ϕ} . Поэтому в схемах с фильтрами наиболее вероятно самовозбуждение на сравнительно низкой частоте. Оно тем более вероятно, чем больше усиление схемы в этой области частот, т. е. чем меньше неравномерность частотной характеристики в области низкочастотного конца спектра.

Ниже будет показано, что введение в схему развязывающих фильтров позволяет улучшить вид характеристик усилителя в области низких частот (см. § 2 четвертой главы).

Обеспечение устойчивости работы схемы практически не менее важно, чем получение необходимого вида характеристик усилителя. К сожалению, нельзя дать совершенно точных рецептов того, как следует сделать усилитель, чтобы возможность самовозбуждения была бы совершенно исключена. Иногда причиной самовозбуждения может быть неудачно расположенный провод, плохая пропайка частей экранировки, высыхание батарей питания и т. д. Опыт, приобретаемый в практической работе, оказывается совершенно необходимым для правильной постройки и быстрого налаживания усилителей. Это, конечно, не исключает необходимости знакомства с существующими методами борьбы с самовозбуждением.

ГЛАВА IV

НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

§ 1. УСИЛЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

1. Искажения формы импульсов при прохождении через каскад усилителя на сопротивлениях. Для усиления кратковременных импульсных сигналов, укороченный спектр которых весьма широк, необходим усилитель, имеющий характеристики, близкие к идеальным в широкой области частот. Наиболее благоприятна в этом отношении схема усилителя на сопротивлениях. Поэтому она обычно кладется в основу построения импульсных усилителей.

Выясним, какие искажения импульсов можно ожидать при их прохождении через каскад усилителя на сопротивлениях и как следует выбирать параметры схемы для того, чтобы эти искажения были бы малыми. Будем считать, что при действии импульсов рабочая точка остается в пределах линейных участков характеристик лампы и поэтому последнюю можно рассматривать, как линейный элемент.

Так как все остальные элементы схемы усилителя также линейны, то вопрос об искажении формы импульсов сводится к рассмотрению искажений в линейной цепи, эквивалентной усилителю.

Схема каскада усилителя на сопротивлениях со всеми паразитными параметрами приведена на рис. 157. Емкости C_{W1} , C_{W2} , C_{Ea} и C_{Eg} представляют собой емкости проводов и сопротивлений схемы, а R_r — внутреннее сопротивление источника усиливаемых одиночных импульсов (с целью упрощения будем считать их прямоугольными).

Эквивалентная схема входной цепи усилителя изображена на рис. 158а. Ее можно представить в виде RC -цепи с емкостью на выходе (рис. 158б). Для того чтобы форма импульсов, проходящих через такую цепь, не искажалась, ее постоянная времени должна быть значительно меньше длительности импульсов. Таким образом, существенным условием неискаженного прохождения импульсов через схему усилителя является выполнение неравенства

$$\tau_{вх} \ll t', \quad (198)$$

где $\tau_{вх} = C_{вх} \frac{R_r \cdot R_{вх}}{R_r + R_{вх}}$ — постоянная времени входной цепи, а t' — длительность усиливаемых импульсов.

Рассматривая искажения импульсов в анодной цепи каскада, мы будем считать, что это неравенство выполнено, т. е. полагать, что на сетке лампы действуют прямоугольные импульсы.

Эквивалентная схема анодной цепи каскада изображена на рис. 159а, причем $C_1 = C_{of} + C_{Ra} + C_{W1}$, $C_3 = C_{Rg} + C_{W3} + C_{вх}$ и

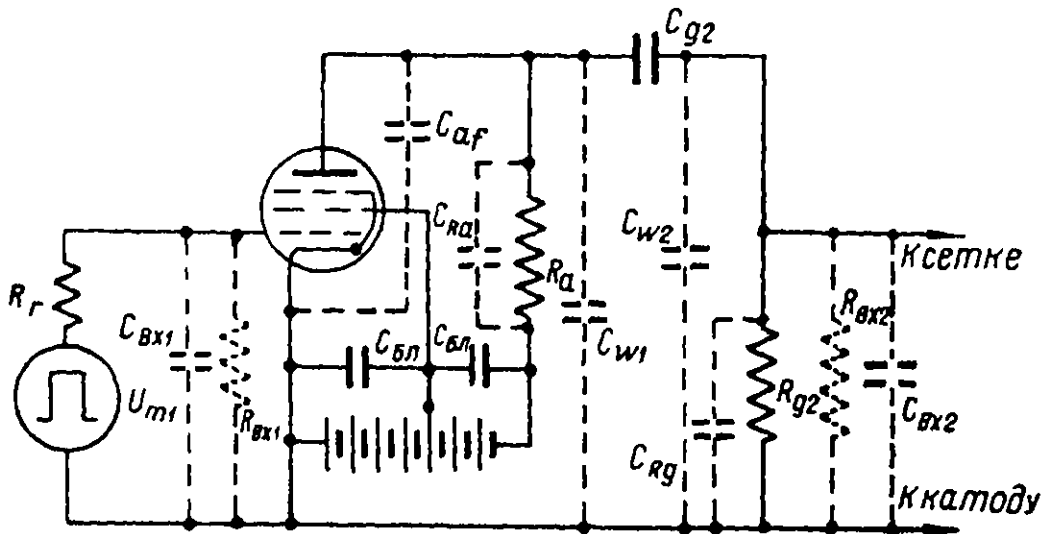


Рис. 157. Схема усилительного каскада на сопротивлениях с указанием паразитных емкостей.

$R_2 = \frac{R_g R_{вх2}}{R_g + R_{вх2}}$. Воспользовавшись теоремой об эквивалентном генераторе (см. § 1 первой главы) ее можно представить в виде цепи, указанной на рис. 159б. Для того чтобы выяснить, какова форма напряжения на выходе каскада, найдем выражение для мгновенного

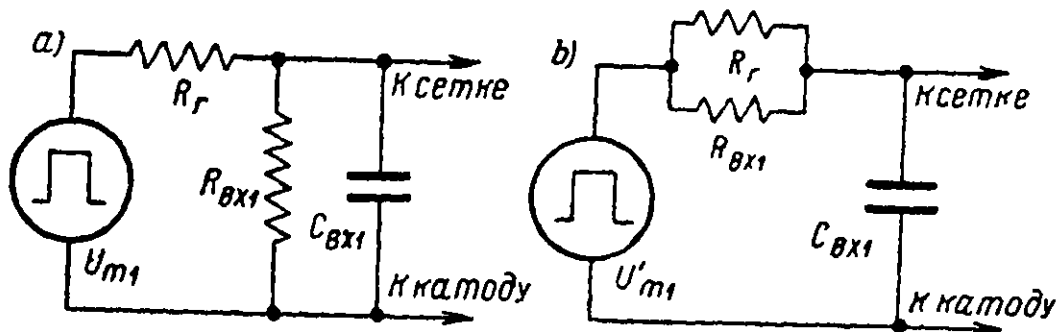


Рис. 158. Эквивалентная схема входной цепи усилителя, изображенного на рис. 157.

значения тока, протекающего через сопротивление R_2 . Составляя уравнения Кирхгофа для текущих в цепях токов и исключая переменные i_2 и i_3 , получаем:

$$\frac{R_a R_2 R_i}{R_a + R_i} \left(\frac{C_3 C_1}{C_{g2}} + C_1 + C_3 \right) \frac{di_2}{dt} + \left[\frac{R_a R_i}{R_a + R_i} \left(\frac{C_1}{C_{g2}} + 1 \right) + \frac{R_2 C_3}{C_{g2}} + R_2 \right] i_2 + \frac{1}{C_{g2}} \int i_2 dt = -\mu \frac{U_{m1}}{R_a + R_i} R_a.$$

Это выражение совпадает с выражением для тока в цепи, состоящей из последовательного включения индуктивности, емкости и сопротивления [уравнение (4)]. Поэтому эквивалентная схема каскада может

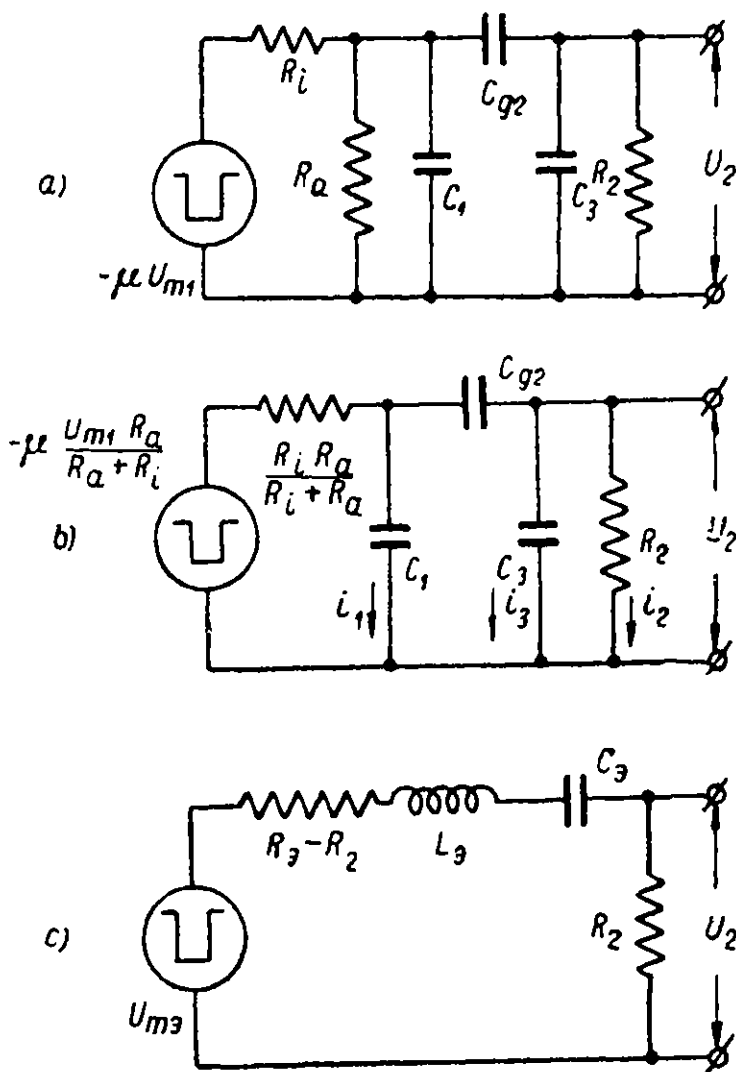


Рис. 159. Эквивалентные схемы анодной цепи усилительного каскада, изображенного на рис. 157.

быть представлена в виде RLC -цепи с активным выходом (рис. 159с), параметры которой

$$L_3 = \frac{R_a R_2 R_1}{R_a + R_1} \left(\frac{C_3 C_1}{C_{g2}} + C_1 + C_3 \right),$$

$$C_3 = C_{g2},$$

$$R_3 = R_2 + R_2 \frac{C_3}{C_{g2}} + \frac{R_a R_i}{R_a + R_i} \left(\frac{C_1}{C_{g2}} + 1 \right),$$

а на входе действует импульс напряжения с амплитудой

$$U_{m3} = -\mu \frac{U_{m1} R_a}{R_a + R_i}.$$

Прохождение импульсных сигналов через такие цепи уже было рассмотрено в § 4 первой главы. Так как контур рис. 159с аperiodический (см. § 5 первой главы), то напряжение на его выходе описывается выражениями, аналогичными (68) и (69). На рис. 160 приведены графики зависимости $u_2 = f(t)$, соответствующие этим выражениям для усилительного каскада, собранного на лампе 6Ж7Б, причем величина сопротивления R_a выбрана равной 10^4 ом, $R_2 \approx R_{g2} = 10^5$ ом, $C_{g2} = 10^3$ пф и $C_1 = C_3 = 15$ пф. Длительность действующих на входе импульсов взята равной 2, 10 и 40 мксек.

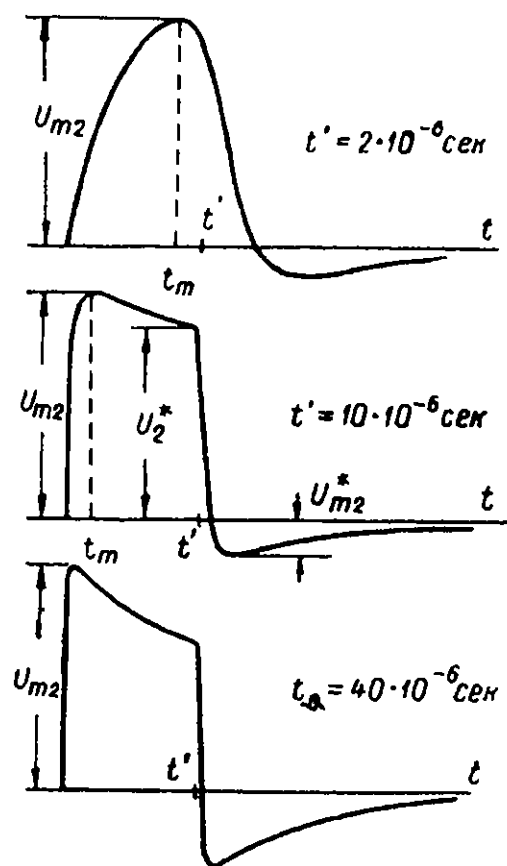


Рис. 160. Форма напряжения на выходе каскада усилителя на сопротивлениях при действии на его входе прямоугольных импульсов напряжения разной продолжительности.

$= R_a R_2 C_2 = R_2 \tau_a$, где $\tau_a = R_a C_2$ — «постоянная времени анодной цепи». Следовательно,

$$U_{m2} = -U_{m1} S R_a, \quad \delta = \frac{R_a}{2L_2} = \frac{1}{2\tau_a}$$

и

$$\chi = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} = \frac{1}{2\tau_a} \sqrt{1 - \frac{4\tau_a}{\tau_g}} \approx \frac{1}{2\tau_a} - \frac{1}{\tau_g},$$

где $\tau_g = R_2 C_{g2}$ — постоянная времени переходной цепи ($\tau_a \ll \tau_g$).

При этих условиях выражения (68) и (69) дают для напряжения на выходе каскада:

$$u_2 = -U_{m1} S R_a (e^{-t/\tau_g} - e^{-t/\tau_a}) \quad (199)$$

и

$$u_2 = U_{m1} S R_a \{e^{-t/\tau_a} (1 - e^{t'/\tau_a}) - e^{-t/\tau_g} (1 - e^{t'/\tau_g})\}. \quad (200)$$

Из рассмотрения этих графиков видно, что прохождение импульсных сигналов через усилительный каскад сопровождается существенными искажениями их формы. Выясним, какие элементы схемы анодной цепи обуславливают эти искажения.

Для импульсных усилителей всегда выполняются неравенства

$$R_a \ll R_i, \quad \frac{C_3 C_1}{C_{g2}} \ll C_1 + C_3 = C_2$$

и

$$R_2 \gg R_a.$$

Поэтому $C_3 = C_{g2}$, $R_a = R_2$ и $L_2 =$

Первое из этих выражений справедливо в интервале времени от нуля до t' . Так как $\tau_a \ll \tau_g$ (это следует из написанных выше неравенств), то пока время t остается значительно меньшим величины τ_g , т. е. в первые моменты после начала действия в цепи сетки прямоугольного импульса, напряжение на выходе изменяется по закону:

$$u_2 = -U_{m1}SR_a(1 - e^{-t/\tau_a}). \tag{201}$$

Поэтому для значений времени, удовлетворяющих неравенству $t \ll \tau_g$, эквивалентная схема каскада может быть представлена в виде RC -цепи, состоящей из сопротивления R_a и емкости C_2 , на входе которой действует напряжение, равное по величине $U_{m1}SR_a$, а выходом является емкость C_2 (рис. 161а). Таким образом, искажение переднего фронта импульса обусловлено наличием паразитных емкостей в схеме каскада. Напряжение на его выходе практически достигает максимального значения

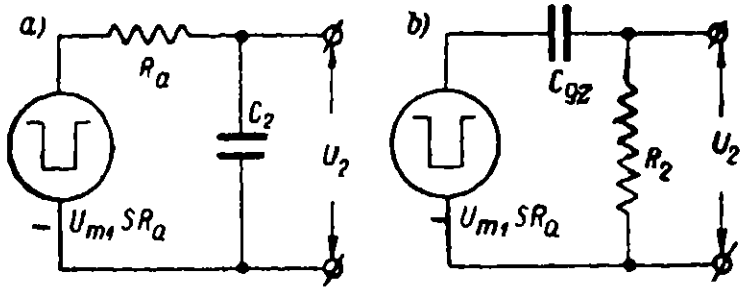


Рис. 161. Эквивалентные схемы каскада усилителя на сопротивлениях для разных моментов времени.

$$U_{m2} = -U_{m1}SR_a \tag{202}$$

за время

$$t = t_m \approx 5\tau_a. \tag{203}$$

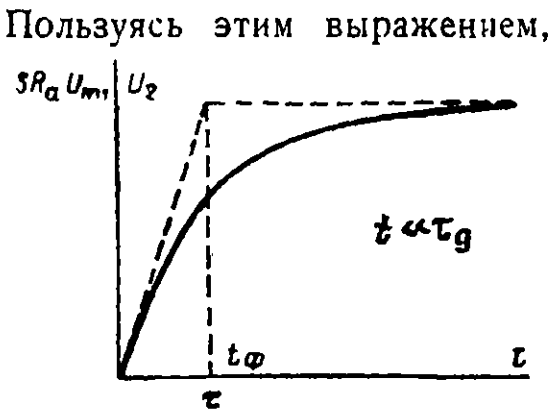


Рис. 162. Определение времени нарастания напряжения на выходе каскада усилителя на сопротивлениях.

Пользуясь этим выражением, можно оценить, каково должно быть значение постоянной времени τ_a для того, чтобы возрастание напряжения на выходе каскада происходило за определенный промежуток времени.

Иногда время нарастания напряжения u_2 определяют несколько иначе. Именно, считают, что экспоненциальное нарастание напряжения на выходе каскада может быть приближенно заменено линейным (рис. 162), скорость которого равна максимальному значению производной du_2/dt , определяемому выражением (201). Нетрудно убедиться,

что определенное таким образом время нарастания

$$t_{\phi} = \tau_a. \tag{204}$$

Полученные соотношения показывают, что чем меньше величина допустимого времени нарастания выходного напряжения, тем меньше

должно быть сопротивление R_a и тем ниже окажется коэффициент усиления схемы, который определяется выражением

$$k = \frac{|U_{m2}|}{U_{m1}} = SR_a. \quad (205)$$

Если, например, продолжительность усиливаемых импульсов $t' = 2$ мксек и время полного возрастания выходного напряжения не должно превышать 10% от значения t' , а величина емкости $C_2 = 30$ пф, то в анодную цепь лампы необходимо включить сопротивление $R_a \leq \frac{0,1t'}{5C_2} = 1300$ ом. Так как крутизна характеристик обычных пентодов порядка $1 \div 1,5$ ма/в, то при этом значении коэффициент усиления схемы $k \approx 1,3 \div 2$, т. е. каскад почти не усиливает сигналы. Уменьшить величину емкости C_2 и тем самым увеличить значение k существенно не удастся. Поэтому для усиления кратковременных импульсов были разработаны специальные лампы, имеющие значительно большую крутизну характеристики, чем обычные пентоды.

В качестве примера ламп с большой крутизной укажем пентоды 6Ж14Б (6АС7) и 6Ж4Б (6АГ7). Они имеют крутизну характеристики порядка $9 - 12$ ма/в.

Применяя эти лампы, можно получить усиление импульсных сигналов в несколько раз большее, чем при использовании обычных пентодов предназначенных для работы в усилителях на сопротивлениях.

Перейдем к рассмотрению зависимости величины напряжения u_2 от времени при больших значениях последнего. Если $t \gg \tau_a$ (но при этом $t < t'$), то второе слагаемое в выражении (199) можно считать приблизительно равным нулю и переписать это выражение в виде:

$$u_2 = -U_{m1}SR_a e^{-t/\tau_a}. \quad (206)$$

Следовательно, в интервале времени $\tau_a \ll t \ll t'$ эквивалентная схема каскада может быть представлена в виде RC-цепи, состоящей из разделительной емкости C_{g2} и сопротивления R_2 . На входе этой цепи действует напряжение величиной $U_{m1}SR_a$, а выходом является активное сопротивление R_2 (рис. 161б). Отсюда видно, что наличие в схеме каскада разделительной цепи приводит к тому, что напряжение на его выходе уменьшается при $t < t'$, хотя в это время напряжение, действующее в цепи сетки, остается постоянным. За время $t = t'$, т. е. к концу действия импульса, напряжение u_2 успевает достигнуть величины $u_2 = U_3^* \approx U_{m2} e^{-t'/\tau_a}$ (рис. 160). Если указано, что относительное снижение напряжения на выходе каскада в конце действия импульса $\beta = \frac{U_3^*}{U_{m2}}$ не должно превышать вели-

чины β^* , то постоянная времени переходной цепи должна удовлетворять неравенству

$$\tau_g \geq \frac{t'}{\ln \frac{1}{\beta^*}} \quad (207)$$

[см. выражение (41)]. Следовательно, постоянная времени переходной цепи при заданном значении коэффициента β^* пропорциональна длительности усиливаемых импульсов.

Пусть, например, $t' = 10^{-2}$ сек. и за время действия импульса значение напряжения u_2 не должно уменьшаться более, чем на 10% своей максимальной величины. Тогда постоянная времени переходной цепи должна удовлетворять условию

$$\tau_g \geq \frac{10^{-3}}{\ln 1,1} \approx 10^{-1} \text{ сек.}$$

Если $R_2 \approx R_{g2} = 10^6$ ом, то для получения величины $\tau_g = 10^{-1}$ сек. необходимо, чтобы разделительный конденсатор имел емкость 100 000 пф. Включение разделительного конденсатора большой емкости сопряжено с трудностями, связанными с несовершенством его изоляции, опасностью самовозбуждения схемы (если она содержит несколько каскадов) и, наконец, с тем, что при этом возрастает емкость C_2 (за счет емкости между пластинами конденсатора и нулевым проводом схемы). Поэтому уменьшить искажения формы импульсов в интервале времени $\tau_a \ll t < t'$ довольно сложно.

Обращаясь к зависимости $u_2 = f(t)$ в области значений времени t , превосходящих величину t' , отметим, что появление на выходе схемы напряжения, полярность которого обратна полярности основного импульса, может затруднить регистрацию импульсов, быстро следующих один за другим. Поэтому часто оказывается необходимым уменьшить либо максимальное значение напряжения обратной полярности (U_{m2}^* на рис. 160), либо продолжительность действия обратного напряжения. Рассматривая выражение (200), можно убедиться, что если выполняется неравенство $(t - t') \gg \tau_a$, то эквивалентная схема каскада соответствует цепи на рис. 161b, вход которой замкнут накоротко, после того как на ее входе в течение времени t' действовало напряжение U_{m1} . Поэтому напряжение обратной полярности уменьшается практически до нуля за время

$$t^* \approx 5\tau_g \quad (208)$$

(отсчет времени t^* ведется от момента $t = t'$).

С другой стороны, максимальное напряжение обратной полярности, при условии, что выполняется неравенство $\tau_a \ll \tau_g$ равно:

$$|U_{m2}^*| = |U_{m2} - U_2^*| \approx U_{m2} (1 - e^{-t'/\tau_g}). \quad (209)$$

Поэтому уменьшение длительности действия напряжения обратной полярности путем снижения величины постоянной времени τ_g сопро-

вождается возрастанием значения $|U_{m2}^*|$, а увеличение постоянной времени переходной цепи уменьшает максимальное значение напряжения обратной полярности, но при этом увеличивается время, в течение которого величина обратного напряжения остается практически отличной от нуля.

Из этих соображений видно, что при выборе постоянной времени переходной цепи следует учитывать, что ограничение одного вида искажений может привести к возрастанию искажений другого вида.

Связь искажений формы сигналов с постоянными времени τ_a и τ_g можно рассматривать, как связь с границами полосы пропускания каскада. Эквивалентные схемы каскада, относящиеся к разным интервалам времени (рис. 161а и 161б), совпадают по своему виду с RC-цепями, рассмотренными в § 4 первой главы. Выражения (44) и (47) дают значения частот, ограничивающих полосу пропускания таких цепей, соответствующую $M_x^* = M_y^* = 0,9$.

Для рассматриваемого усилительного каскада эти выражения принимают следующий вид:

$$\omega_b = \frac{1}{2\tau_a} \quad \text{и} \quad \omega_H = \frac{2}{\tau_g}. \quad (210)$$

Поэтому соотношения (203), (204), (207) и (208) можно переписать так:

$$t_m \approx \frac{2,5}{\omega_b}, \quad (211)$$

$$t_\Phi = \frac{1}{2\omega_b}, \quad (212)$$

$$\omega_H \leq \frac{2}{t'} \ln \frac{1}{\beta^*}, \quad (213)$$

$$t^* \approx \frac{10}{\omega_H}. \quad (214)$$

Отсюда отчетливо видно, что чем дальше простирается полоса пропускания каскада в область высоких частот, тем быстрее нарастает напряжение на его выходе и тем меньше искажается передний фронт сигнала. Наоборот, длительно действующее на входе каскада напряжение воспроизводится на его выходе тем лучше, чем меньше частота, соответствующая нижней границе полосы пропускания. Наконец, длительность нестационарных процессов, протекающих в схеме после окончания действия на ее входе импульса, тем больше, чем меньше значение частоты ω_H .

2. Прохождение импульсов через многокаскадную схему усилителя на сопротивлениях. Выясним характер зависимости напряжения от времени на выходе усилителя, состоящего из N идентичных каскадов, при действии на его входе прямоугольного импульса напряжения. Пока время t , отсчитанное от начала действия

импульса, на входе остается значительно меньшим, чем постоянная времени τ_g , каждый каскад может быть заменен эквивалентной цепью $R_a C_2$, выходом которой является емкость C_2 . В результате действия на входе первого каскада прямоугольного импульса, напряжение на его выходе следует зависимости (201). Поэтому на входе цепи, эквивалентной второму каскаду, действует напряжение

$$u^* = (-SR_a) U_{m1} (1 - e^{-t/\tau_a}).$$

В результате этого на его выходе получается напряжение, описываемое выражением

$$(-SR_a)^2 U_{m1} \left[1 - \left(1 + \frac{t}{\tau_a} \right) e^{-t/\tau_a} \right].$$

Продолжая эти рассуждения дальше, найдем, что напряжение на выходе усилителя, состоящего из N идентичных каскадов, следует зависимости

$$u_N = (-SR_a)^N U_{m1} \left\{ 1 - e^{-t/\tau_a} \left[1 + \frac{t}{\tau_a} + \frac{1}{2!} \left(\frac{t}{\tau_a} \right)^2 + \dots + \frac{1}{(N-1)!} \left(\frac{t}{\tau_a} \right)^{N-1} \right] \right\}. \quad (215)$$

На рис. 163 приведены графики $\frac{u_N}{(SR_a)^N U_{m1}} = f(t)$, иллюстрирующие характер нарастания напряжения после прохождения импульса через один, два, три, четыре и пять каскадов.

Чем большее число каскадов содержит усилитель, тем дольше возрастает напряжение на его выходе. Скорость увеличения напряжения изменяется немонотонно. Как это следует из выражения (215), на выходе N -ного каскада она проходит через максимальное значение в момент времени

$$t_s = (N-1) \tau_a. \quad (216)$$

Если считать, что в первом приближении фронт импульса может быть заменен линейным (пунктирные прямые на рис. 163), то время нарастания напряжения u_N до его максимального значения дается выражением

$$t_{\phi N} = \frac{(SR_a)^N U_{m1}}{\left(\frac{\partial u_N}{\partial t} \right)_{t=t_s}}.$$

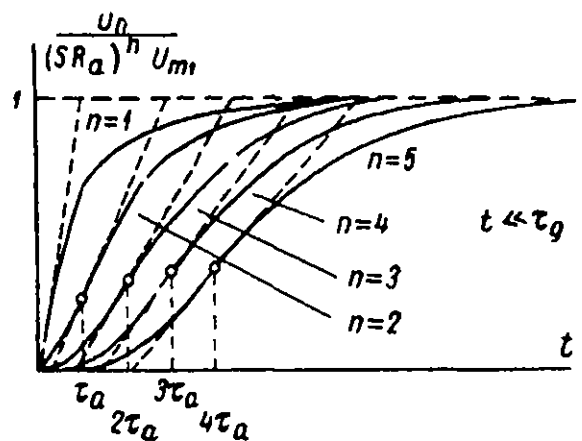


Рис. 163. Нарастание напряжения на выходе одного, двух, трех, четырех и пяти каскадов усилителя на сопротивлениях при мгновенном возрастании напряжения на его входе.

Определенное таким образом время возрастания напряжения на выходе первого каскада равно величине постоянной времени τ_a , на выходе второго каскада $e\tau_a$, на выходе третьего $\frac{e^2}{2}\tau_a$, четвертого $\frac{e^3}{9}\tau_a$ и, вообще, на выходе N -ного каскада $\frac{(N-1)!}{(N-1)^{N-1}} e^{N-1} \tau_a$.

Проходя через многокаскадный усилитель, импульс запаздывает. Определение того, что следует понимать под временем запаздывания, зависит от метода регистрации сигналов на выходе усилителя. Часто после усиления импульсные сигналы до их регистрации дифференцируются. В этом случае пик напряжения на выходе дифференцирующей схемы появляется через время t_S , определяемое выражением (216), после начала действия прямоугольного импульса на сетке лампы первого каскада.

Следует заметить, что этот импульс никогда не является идеально прямоугольным и большей частью его передний фронт описывается выражением вида $U_{m1} (1 - e^{-t/\tau_c})$.

Если постоянная времени фронта τ_c хотя бы по порядку величины соответствует постоянной времени τ_a , то запаздывание импульсов следует считать равным

$$t_S = N\tau_a. \quad (217)$$

Выражение (215) справедливо, пока время t остается значительно меньшим величины τ_g . Для того чтобы выяснить характер изменения выходного напряжения в интервале времени $t' \gg t \gg \tau_a$, каждый каскад можно заменить эквивалентной цепью, изображенной на рис. 161б. При действии на входе первого каскада импульса прямоугольного напряжения, на входе цепи, эквивалентной второму каскаду, действует напряжение $-SR_a U_{m1} e^{-t/\tau_g}$. В результате этого на ее выходе появляется напряжение $(-SR_a)^2 U_{m1} e^{-t/\tau_g} (1 - \frac{t}{\tau_g})$.

Продолжая эти рассуждения дальше, найдем, что напряжение на выходе усилителя, состоящего из N идентичных каскадов в интервале времени $\tau_a \ll t \ll t'$, следует зависимости:

$$u_N = (-SR_a)^N U_{m1} e^{-t/\tau_g} \left[1 - \frac{t}{\tau_g} + \frac{1}{2!} \left(\frac{t}{\tau_g}\right)^2 + \dots + (-1)^{(N-1)} \frac{1}{(N-1)!} \left(\frac{t}{\tau_g}\right)^{(N-1)} \right]. \quad (218)$$

Чем большее число каскадов содержит схема, тем резче уменьшается величина напряжения на ее выходе после прохождения его через максимальное значение. Так как обычно $\tau_g \gg t'$, то величина отношения t/τ_g остается значительно меньшей единицы во всей области изменения времени t , в пределах которой справедливо соотношение (218).

Поэтому его можно переписать в виде:

$$u_N \approx (-SR_a)^N U_{m1} e^{-2t/\tau_g}. \quad (219)$$

Из сравнения этого выражения с (206) следует, что для того, чтобы значение коэффициента β , характеризующего искажения формы импульса при прохождении последнего через многокаскадный усилитель, удовлетворяло условию $\beta \gg \beta^*$, постоянная времени переходной цепи каждого каскада должна выбираться приблизительно вдвое большей, чем это следует из соотношения (207).

Перейдем к описанию характера изменения напряжения на выходе многокаскадного усилителя после окончания действия прямоугольного импульса напряжения на его входе.

Так как обычно выполняется неравенство $\tau_g \gg t' \gg \tau_a$, то можно считать, что за время действия на входе схемы импульса напряжения, емкость C_a каждого каскада успевает зарядиться до напряжения, равного $(SR_a)^N$, а конденсаторы C_g — до напряжения $(SR_a)^N U_{m1} - U_N^*$, причем величина U_N^* определяется подстановкой $t = t'$ в выражение (218).

Прекращение действия импульса эквивалентно замыканию входа усилителя, после чего начинается разряд всех емкостей через шунтирующие их сопротивления. Разряд емкостей C_a заканчивается сравнительно быстро и характер изменения напряжения на выходе усилителя в интервале времени $(t - t') \gg \tau_a$ определяется процессами в переходных цепях всех каскадов схемы.

Если схема содержит всего один каскад, имеющий разделительную цепь, то при $t > t'$ выходное напряжение меняет свою полярность и, быстро достигнув величины, приблизительно равной $SU_{m1}R_a(1 - e^{-t'/\tau_g})$, экспоненциально приближается к нулю (рис. 164a). Если схема содержит два каскада, то на входе второго каскада действует напряжение, снятое с выхода первого. Это эквивалентно действию двух импульсов — одного прямоугольного, закончившегося при $t = t'$ и другого, соответствующего изменению напряжения при $t > t'$. Каждый из них на выходе разделительной цепи второго каскада вновь дает два парных импульса разной полярности (рис. 164b). Поэтому напряжение на выходе второго каскада состоит из трех участков с переменной полярностью (рис. 164c).

Рассуждая таким образом дальше, можно показать, что напряжение на выходе N -ного каскада при действии на входе усилителя прямоугольного импульса, N раз изменяет свою полярность. График зависимости $u = f(t)$ по своему виду напоминает график затухающих колебаний в колебательном контуре (рис. 164d). Математический анализ процессов в схеме подтверждает приведенное качественное рассмотрение.

Таким образом, прохождение импульсов через многокаскадную схему сопровождается сложными изменениями их формы. В общих

чертах они заключаются в замедлении возрастания напряжения на выходе, снижении величины выходного напряжения, в то время, как напряжение на входе продолжает оставаться постоянным, и, наконец, в появлении у импульсов волнистого хвоста, напоминающего по своей форме затухающие колебания.

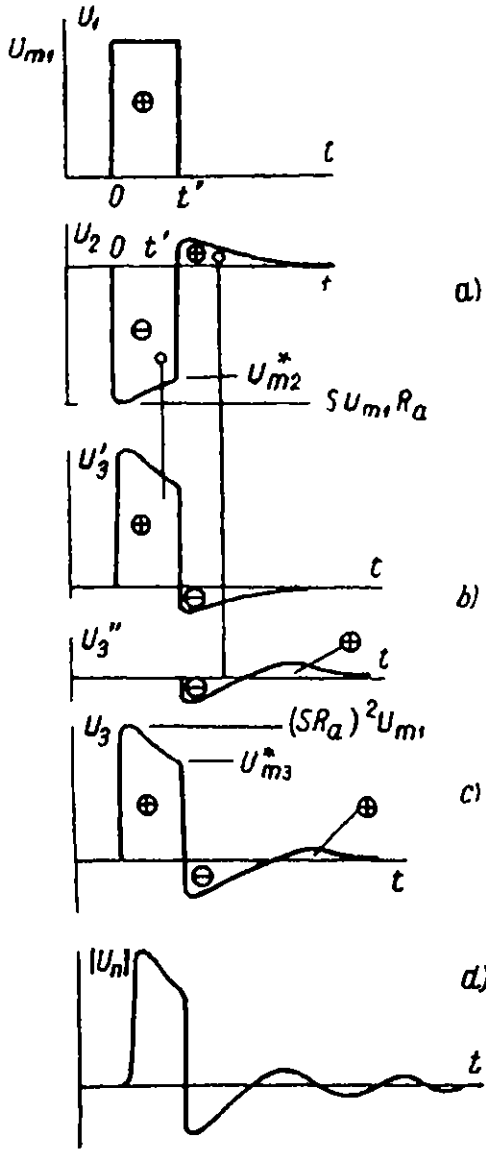


Рис. 164. Изменение формы импульса напряжения при прохождении через многокаскадный усилитель на сопротивлениях.

3. Замечание о рациональном выборе полосы пропускания усилителя. Ширина полосы пропускания усилителя должна выбираться такой, чтобы искажения формы усиливаемых сигналов лежали бы в допустимых пределах. Кроме того, следует принимать во внимание, что, как уже говорилось выше, при регистрации слабых сигналов весьма существенно, какова величина отношения напряжения сигнала на выходе устройства (т. е. напряжение в импульсе после его прохождения через схему) к напряжению шума.

Положим, например, что параметры входной цепи усилителя и значения частот ω_k и ω_b , ограничивающих его полосу пропускания, таковы, что выполняется неравенство $\tau_0 \ll \frac{1}{\omega_b}$, где τ_0 — постоянная

времени входной цепи. Как было выяснено в § 5 третьей главы, при этом условии напряжение шума на выходе усилителя пропорционально квадратному корню из ширины его полосы пропускания (или, поскольку величина частоты ω_b обычно

близка к нулю, $\sqrt{u_{ш}^2} \sim \sqrt{\omega_b}$). Если полоса пропускания очень узка, т. е. значение частоты ω_b относительно мало, то напряжение полезного сигнала не успевает

достигнуть стационарного значения за время действия импульса на входе. Можно показать, что при этом максимальное значение выходного напряжения приблизительно пропорционально величине частоты ω_b . Поэтому, пока ширина полосы пропускания остается относительно малой, ее расширение сопровождается возрастанием величины отношения напряжения сигнала на выходе усилителя к напряжению шума. При некотором значении частоты ω_b , т. е. при некоторой ширине полосы пропускания, напряжение сигнала на выходе как раз успевает достигнуть своего стационарного значения за время действия импульса

на входе [для одного каскада это соответствует значению

$$\omega_B \approx \frac{2,5}{T'}$$

что следует из выражения (211)]. Поэтому дальнейшее возрастание ширины полосы пропускания не сопровождается увеличением напряжения сигнала и, следовательно, приводит к уменьшению величины отношения

$$\frac{u_c}{\sqrt{u_{\text{ш}}^2}}$$

Анализ и экспериментальное обследование показывают, что для многокаскадного усилителя значение частоты, соответствующее наибольшей величине отношения $\frac{u_c}{\sqrt{u_{\text{ш}}^2}}$ может быть определено приближенным соотношением, подобным (211):

$$\omega_B^* \approx \frac{2,5}{T'}. \quad (220)$$

На рис. 165 изображен слабый сигнал на фоне напряжения шума на выходе усилителя, ширина полосы пропускания которого, проходя через оптимальную величину, приобретает разные значения, причем, разумеется, предполагается, что выполняется написанное выше соотношение между постоянной времени τ_0 и значением частоты ω_B .

В общем случае величина напряжения шума зависит не только от ширины полосы пропускания усилителя, но и от того, в какой области частот эта полоса расположена. Чем больше абсолютные значения частот ω и ω_B при заданной величине разности $\omega_B - \omega_H$, тем меньше значение напряжения $\sqrt{u_{\text{ш}}^2}$. Поэтому при усилении импульсных сигналов желательно возможно больше сдвигать полосу пропускания в область высоких частот, жертвуя, если это допустимо по условиям измерений, величиной коэффициента β^* .

Постоянную времени входной цепи, если это возможно, рационально выбирать достаточной большой, так как при этом, при заданном значении частоты ω_B , напряжение шума окажется меньшим. Причины были выяснены выше (см. § 5 третьей главы).

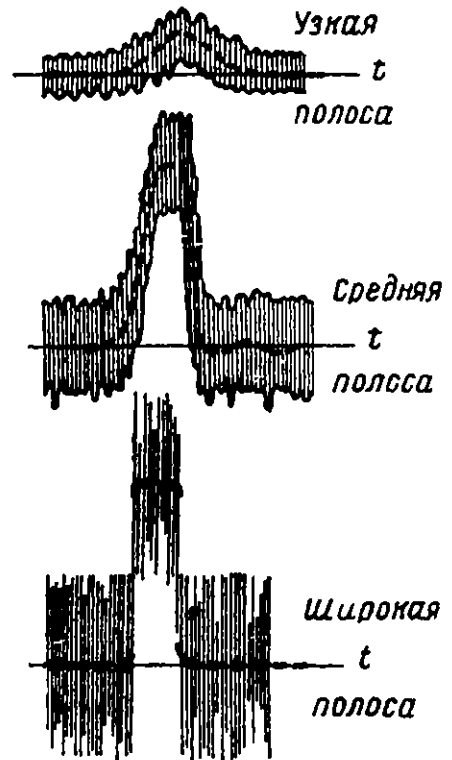


Рис. 165. Сигнал на выходе усилителя на фоне флюктуационного напряжения при разной ширине полосы пропускания усилителя и выполнении неравенства

$$\tau_0 \gg \frac{1}{\omega_B}$$

§ 2. КОРРЕКЦИЯ ЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В СХЕМАХ УСИЛИТЕЛЕЙ

1. Коррекция характеристик усилителей в области высокочастотного конца спектра. Для того чтобы нарастание напряжения на выходе усилителя занимало время порядка долей микросекунды, верхняя граница его полосы пропускания должна лежать в области нескольких мегагерц. Нижняя граница полосы пропускания определяется длительностью усиливаемых импульсов.

Усилители, характеристики которых близки к идеальным в широкой области частот, носят название широкополосных. Для их постройки были разработаны специальные схемы, позволяющие получить большее усиление и меньшую длительность нестационарных процессов, чем в обычной схеме усилителя на сопротивлениях при одинаковом числе каскадов. Эти схемы отличаются введением специальных цепей, получивших название корректирующих.

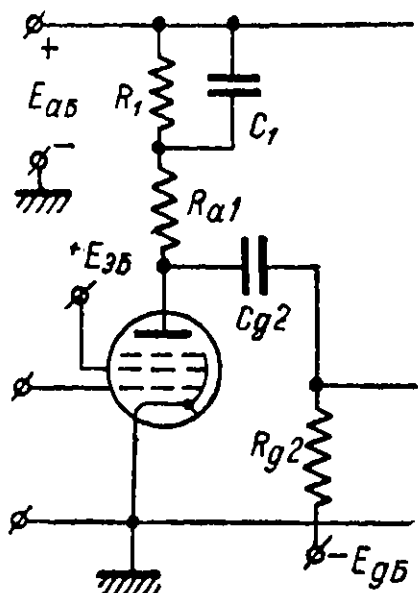


Рис. 166. Схема коррекции характеристик усилителя в области низкочастотного конца спектра сигналов.

На рис. 166 показана схема каскада, в котором корректирующая цепь состоит из параллельного включения емкости C_1 и сопротивления R_1 . Их величины выбраны таким образом, что $\frac{1}{\omega_H C_1} \gg R_1$ и вместе с тем $\frac{1}{\omega_B C_1} \ll R_1$. Поэтому для со-

ставляющих низкочастотного конца спектра сигналов сопротивление в анодной цепи лампы больше, чем для составляющих высокочастотного конца спектра. Возрастание нагрузки ведет к увеличению усиления и, следовательно, неравномерность частотной характеристики в области нижних частот уменьшается.

Не представляет труда убедиться, что элементы R_1 и C_1 образуют развязывающий фильтр в цепи питания анода лампы (см. § 6 третьей главы). Поэтому включение такой корректирующей цепи повышает также и устойчивость работы схемы.

Наиболее удобна и эффективна коррекция характеристик в области высокочастотного конца спектра путем включения небольшой индуктивности L_a последовательно с сопротивлением R_a . При этом сопротивление анодной цепи лампы для переменного тока возрастает с увеличением его частоты, и неравномерность частотной характеристики в области высоких частот уменьшается.

Схема каскада широкополосного усилителя с коррекцией характеристик с помощью индуктивности и развязывающего фильтра приведена на рис. 167. Выясним, каким образом следует выбирать ее параметры.

Так как широкополосные усилители строятся на пентодах, то усиление каскада с достаточной степенью точности можно считать равным $k = S\dot{Z}_a$, где \dot{Z}_a — комплексное сопротивление анодной нагрузки лампы, а S — ее крутизна. Поэтому частотная и фазовая характеристики каскада определяются частотной и фазовой характеристиками анодной нагрузки.

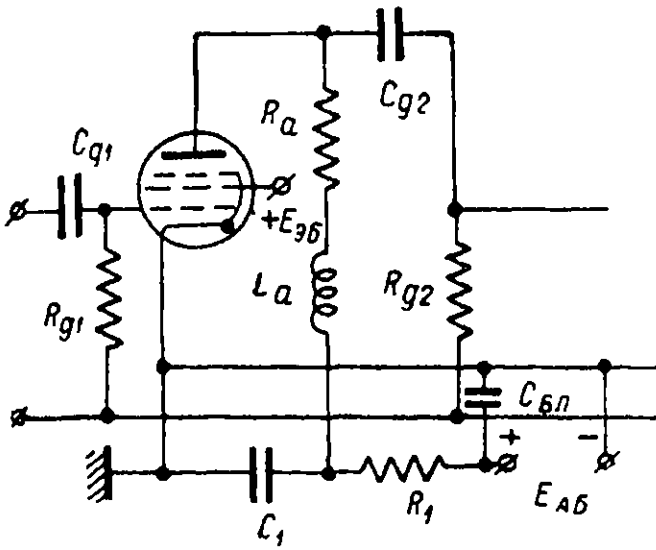


Рис. 167. Схема усилительного каскада с коррекцией характеристик в области низкочастотного и высокочастотного концов спектра сигналов.

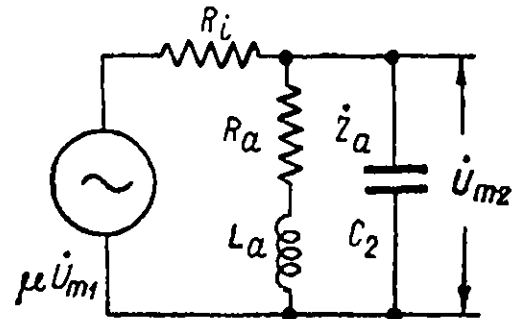


Рис. 168. Эквивалентная схема скорректированного каскада для высокочастотного конца спектра сигналов.

Эквивалентная схема анодной цепи лампы для высокочастотного конца спектра сигналов представлена на рис. 168. Емкость C_2 , отмеченная на этой схеме, имеет тот же смысл, что и в схеме на рис. 161а. Сопротивление анодной нагрузки для высокочастотного конца спектра:

$$\dot{Z}_a = \left[\frac{j\omega L_a + R_a}{R_a + j\omega L_a + \frac{1}{j\omega C_2}} \right] \frac{1}{j\omega C_2}. \quad (221)$$

Обозначая для краткости:

$$\frac{L_a}{C_2 R_a} = p \quad \text{и} \quad \omega R_a C_2 = \Omega_B, \quad (222)$$

запишем выражения для модуля сопротивления анодной нагрузки в виде:

$$Z_a = R_a \sqrt{\frac{1 + p^2 \Omega_B^2}{p^2 \Omega_B^4 + (1 - 2p) \Omega_B^2 + 1}}.$$

Следовательно, неравномерность частотной характеристики в области высокочастотного конца спектра будет равна:

$$M_B = \frac{S |Z_a|}{S R_a} = \sqrt{\frac{1 + p^2 \Omega_B^2}{p^2 \Omega_B^4 + (1 - 2p) \Omega_B^2 + 1}}. \quad (223)$$

Из этого выражения видно, что ход обобщенной частотной характеристики каскада в области высокочастотного конца спектра, т. е. вид зависимости $M_B = f(\Omega_B)$ — определяется параметром p . На рис. 169

приведены графики $M_B = f(\Omega_B)$ для шести значений этого параметра. Если последний превышает некоторую критическую величину, обобщенная частотная характеристика каскада имеет максимум вблизи от верхней границы полосы пропускания. Линейная характеристика в наиболее широком диапазоне частот соответствует такому значению параметра p , при котором кривая с максимумом переходит в кривую без максимума. Для того чтобы найти это значение p определим, какой частоте $\Omega_B = \Omega'_B$ соответствует максимум кривой $M_B = f(\Omega_B)$. Величина Ω'_B будет функцией параметра p и при некотором его значении Ω'_B окажется мнимой, что и соответствует переходу к кривой без максимума. Воспользовавшись выражением (223), из условия $\frac{dM_B}{d\Omega} = 0$, получаем:

$$\Omega'_B = \sqrt{\frac{-1 \pm \sqrt{p^2 + 2p}}{p^2}}.$$

Следовательно, значение параметра p , соответствующее переходу от монотонной кривой к кривой с максимумом, определяется из условия:

$$p^2 + 2p - 1 = 0,$$

т. е. частотная характеристика каскада равномерна в наиболее широкой области высокочастотной части спектра сигналов, если

$$p = \sqrt{2} - 1 = 0,41.$$

Такое значение параметру p может быть придано выбором соответствующей величины индуктивности L_σ

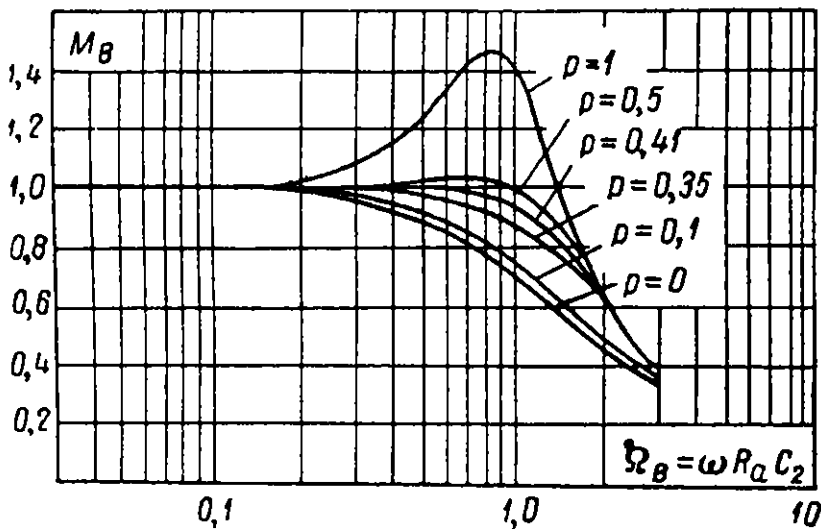


Рис. 169. Обобщенные частотные характеристики корректированного каскада в области высокочастотного конца спектра.

В некорректированном каскаде неравномерность $M_B^* = 0,9$ соответствует значению $\Omega_B = 0,48$. В корректированном каскаде, для которого $p = 0,41$, такая же неравномерность соответствует значению безразмерной частоты $\Omega_B = 1,18$. Следовательно, при одинаковых лампах и равных величинах сопротивлений R_Q и емкостей C_2 верхняя граница полосы пропускания корректированного каскада соответствует частоте приблизительно в 2,5 раза большей, чем для некорректированного.

С введением корректирующей индуктивности изменяется не только частотная, но также и фазовая характеристика каскада. Уравнение последней для высокочастотной области спектра может быть написано

на основании выражения (221):

$$\Psi = \arctg [(p - 1) \Omega_B - p^2 \Omega_B^3]. \quad (224)$$

Ход фазовых характеристик, так же, как и частотных, — функция параметра p . На рис. 170 приведены фазовые характеристики каскада для высокочастотной части спектра, соответствующие пяти значениям параметра p . Из их рассмотрения видно, что при некоторой величине p меняется знак изгиба характеристики. Для того чтобы определить это значение параметра p , следует найти вторую производную Ψ по Ω_B и приравнять ее нулю. Не приводя здесь всех выкладок, укажем, что фазовая характеристика приблизительно линейна, если величина параметра p удовлетворяет условию:

$$p^3 + 3p - 1 = 0.$$

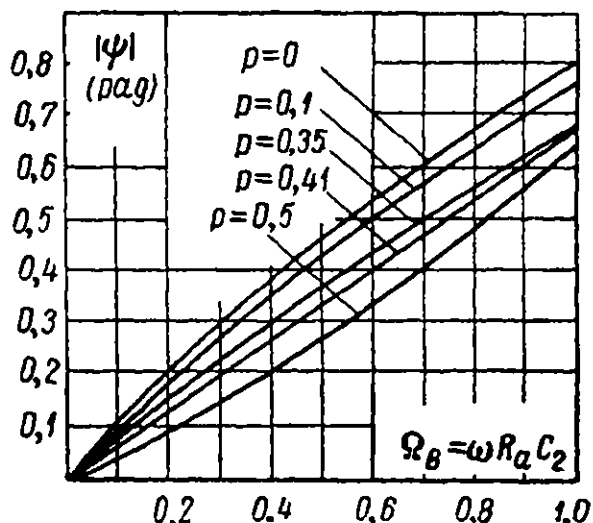


Рис. 170. Обобщенные фазовые характеристики скорректированного каскада в области высокочастотного конца спектра.

Решая это уравнение, находим, что при $p \approx 0,32$ каскад практически не вносит фазовых искажений в высокочастотный конец спектра сигналов. Это значение параметра p отличается от необходимого для получения линейной частотной характеристики в наиболее широкой области частот. Целесообразнее всего выбирать $p = 0,35$. При этом фазовые искажения практически отсутствуют и выбор допустимого значения безразмерной частоты Ω_B (т. е., иначе говоря, выбор величины сопротивления R_a , поскольку верхняя граница полосы пропускания ω_B задается спектром усиливаемых сигналов, а величина емкости C_2 — схемой) определяется допустимой неравномерностью частотной характеристики на наивысшей частоте.

Расчет широкополосного каскада с корректирующей индуктивностью может быть проведен следующим образом. Пользуясь обобщенной характеристикой $M_B = f(\Omega_B)$, соответствующей выбранному значению параметра p , находят величину Ω_B , отвечающую допустимой неравномерности частотной характеристики. Далее, зная высшую частоту в спектре усиливаемых сигналов и величину емкости C_2 , на основании (222) определяют величины R_a и L_a .

Проиллюстрируем изложенное простым численным примером. Положим, что время возрастания напряжения на выходе каскада (t_ϕ на рис. 162) при внезапном изменении потенциала сетки лампы не должно превышать 0,05 мксек. Для постройки каскада выбрана лампа 6Ж14Б (6АС7), имеющая крутизну $S = 10$ ма/в. Емкость C_2 будем считать равной 25 пф.

Найдем, каково усиление каскада без корректирующей индуктивности. На основании выражения (204) определяем, что время t_{ϕ} будет равно 0,05 мксек, если в анодную цепь лампы включено сопротивление $R_a = 2000$ ом. При этом коэффициент усиления каскада $k = 20$.

Перейдем к схеме скорректированного каскада. Воспользовавшись соотношением (212), найдем, что при $t_{\phi} = 0,05$ мксек верхняя граница полосы пропускания каскада, отсчитанной на уровне $M_B^* = 0,9$ должна

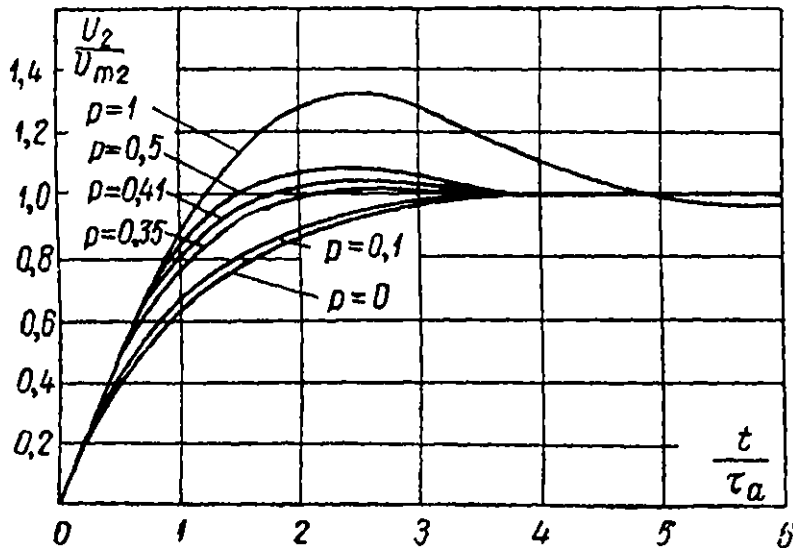


Рис.-171. Нарастание напряжения на выходе скорректированного каскада при мгновенном изменении напряжения на его входе и различных значениях параметра ρ .

При найденном значении R_a , коэффициент усиления каскада $k = 40$.

Таким образом, в результате введения корректирующей цепи, усиление каскада возросло в два раза. Вообще, в зависимости от допустимой степени искажений формы сигналов, приведенный метод коррекции позволяет повысить коэффициент усиления каскада в 2—2,5 раза.

Форма напряжения на выходе скорректированного каскада проще всего может быть найдена путем рассмотрения нестационарных процессов в схеме при действии на входе прямоугольных импульсов напряжения. В первые моменты времени после начала действия импульса эквивалентная схема каскада представляется в виде RLC -контура (рис. 168). В отличие от контура, эквивалентного некорректированному каскаду, этот контур может быть не только апериодическим, но и колебательным, так как в схеме скорректированного каскада

соответствовать частоте $\omega_B = 10$ Мгц.¹ Далее, пользуясь характеристикой $M_B = f(Q_B)$ для значения $\rho = 0,35$ (рис. 169), найдем, что неравномерность $M_B = 0,9$ соответствует $Q_B = 1$. Поэтому активное сопротивление в анодной цепи скорректированного каскада (см. 222):

$$R_a = \frac{Q_B}{\omega_B C_2} = 4000 \text{ ом,}$$

а индуктивность

$$L_a = \rho R_a^2 C_2 = 0,14 \text{ мкн.}$$

¹ На самом деле это не совсем верно, так как выражение (212) справедливо только для каскада, эквивалентная схема которого в области высокочастотного конца спектра представляется в виде RC -цепи с емкостью на выходе. Однако для приближенных расчетов точность определения величины ω_B таким путем вполне достаточна.

содержится индуктивность. Прохождение прямоугольных импульсов через RLC -контуры было рассмотрено в § 5 первой главы. Поэтому здесь мы ограничимся приведением графиков, иллюстрирующих характер изменения напряжения на выходе скорректированного каскада при внезапном изменении потенциала сетки его лампы (рис. 171). В зависимости от значения параметра p , напряжение на выходе каскада

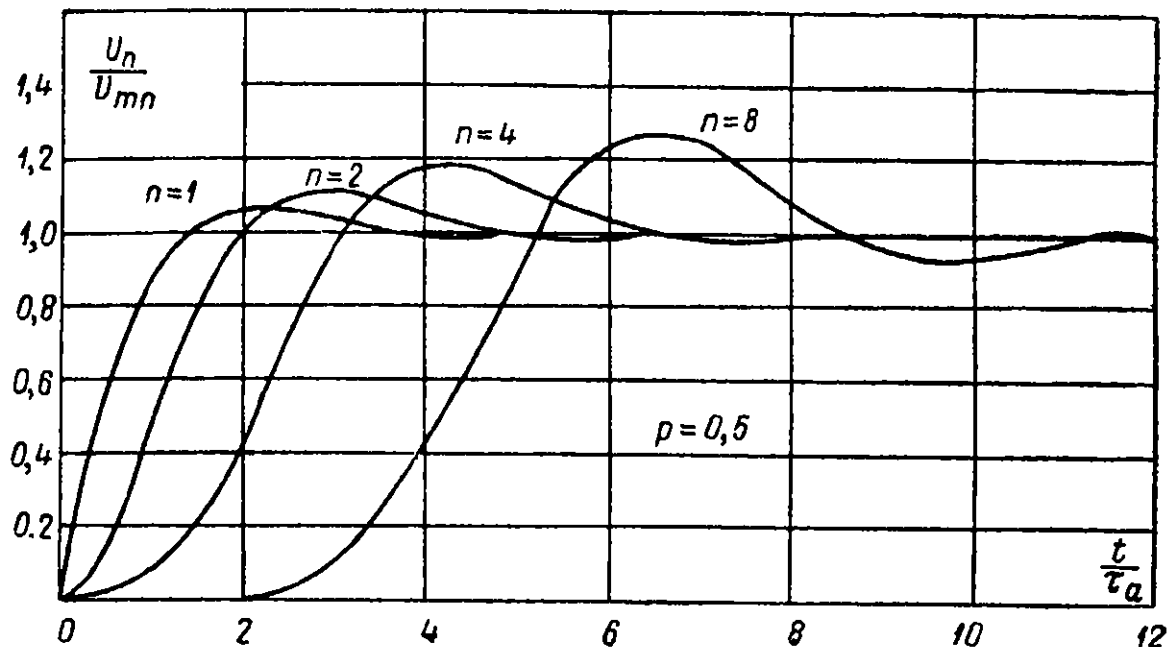


Рис. 172. Нарастание напряжения на выходе усилителя с коррекцией, содержащего 1, 2, 4 и 8 каскадов, при значении параметра $p = 0,5$.

нарастает монотонно или достигает своего стационарного значения, пройдя через максимум. Анализ показывает, что граничное значение параметра p , отвечающее переходу от кривой $u_2 = f(t)$ без максимума к кривой с максимумом, равно 0,25. Можно показать, что это соответствует переходу от апериодического контура $R_a L_a C_2$ к колебательному.

Из приведенных кривых видно, что увеличение величины параметра p свыше некоторого значения сопровождается лишь небольшим уменьшением времени нарастания сигнала, но приводит к большому увеличению подъема напряжения над его стационарной величиной. Значению $p = 0,35$ соответствует сравнительно малое время нарастания, причем максимальная величина напряжения u_2 превышает стационарную приблизительно на 10%.

Исследование формы импульсов на выходе многокаскадного усилителя с коррекцией весьма сложно, так как аналитические выражения, описывающие изменение с течением времени напряжения на выходе одного, двух, трех и т. д. скорректированных каскадов, очень громоздки. На рис. 172 приведены графики зависимости $\frac{u_N}{U_{mN}} = f\left(\frac{t}{\tau_a}\right)$, показывающие, какой вид имеет передний фронт прямоугольного

импульса после прохождения через 1, 2, 4 и 8 идентичных корректированных каскадов ($p = 0,5$). Графики на рис. 173 изображают характер нарастания напряжения на выходе 16 каскадов при трех различных значениях параметра p во всех каскадах. На этом же рисунке

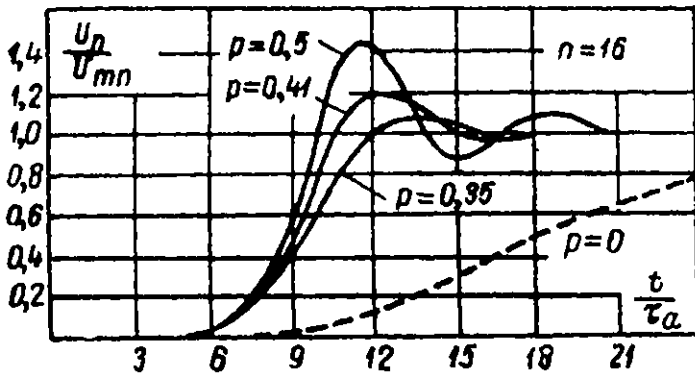


Рис. 173. Нарастание напряжения на выходе шестнадцатикаскадного усилителя с коррекцией при разных значениях параметра p .

пунктиром нанесена кривая, соответствующая нарастанию напряжения на выходе некорректированного усилителя, также содержащего 16 каскадов. Приведенные кривые позволяют наглядно судить о том, насколько коррекция в области высокочастотной части спектра улучшает вид переднего фронта импульсов, проходящих через схему.

2. Коррекция характеристик усилителей в области низкочастотного конца спектра.

Выясним, каковы корректирующие свойства цепи R_1C_1 (рис. 167). Для этого обратимся к цепи, эквивалентной схеме рис. 167 для низкочастотного конца спектра (рис. 174).

Считая, как и прежде, что каскад построен на пентоде, напишем $\dot{U}_{ma} = S\dot{U}_{mg}\dot{Z}_a$ (знак минус в этом выражении опускаем). С целью упрощения выкладок положим, что $R_2 \gg R_a + R_1$ (это неравенство обычно имеет место). Тогда

$$\dot{Z}_a = R_a + \frac{R_1}{1 + j\omega R_1 C_1}. \quad (225)$$

На выходе каскада действует не все напряжение U_{ma} , а лишь часть его \dot{U}_{m2} , снимаемая с сопротивления R_2 . Величины емкостей C_1 и C_{g2}

выбираются достаточно большими и поэтому на средних частотах $\dot{Z}_a \approx R_a$, а $\dot{U}_{m2} \approx \dot{U}_{ma}$, т. е. усиление каскада выражается обычным соотношением, соответствующим квазирезонансной частоте. При уменьшении частоты, вследствие возрастания сопротивления емкости C_{g2} величина отношения $\frac{|\dot{U}_{m2}|}{|\dot{U}_{ma}|}$ уменьшается. Но модуль напряжения \dot{U}_{ma} увеличивается, так как шунтирующее действие емкости C_1 уменьшается. Это возрастание величины $|\dot{U}_{ma}|$ корректирует уменьшение вели-

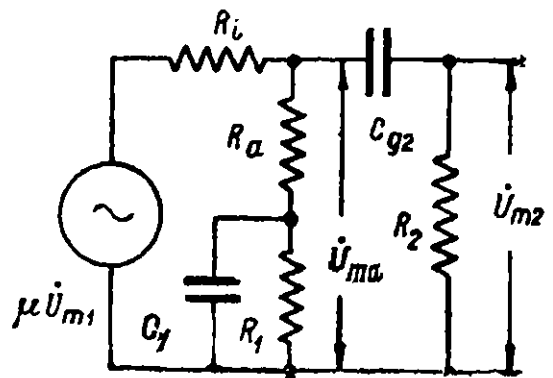


Рис. 174. Эквивалентная схема корректирующего каскада для низкочастотной части спектра сигналов.

чины $|\dot{U}_{m2}|$ вследствие наличия в схеме переходной цепи. Неравномерность частотной характеристики за счет переходной цепи выражается хорошо известным соотношением

$$M_{нг} = \frac{\omega C_{g2} R_2}{\sqrt{1 + \omega^2 C_{g2}^2 R_2^2}}.$$

Выражение для неравномерности частотной характеристики, обусловленной цепью $C_1 R_1$, легко написать на основании (225):

$$M_{на} = \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{R_a}{R_1}\right)^2 + \omega^2 R_a^2 C_1^2}{\left(\frac{R_a}{R_1}\right)^2 + \omega^2 R_a^2 C_1^2}}.$$

Очевидно, что общая неравномерность характеристики в области низких частот определяется соотношением $M_{н} = M_{нг} \cdot M_{на}$. Обозначая $R_2 C_{g2} = \tau_g$, $R_a C_1 = \tau_k$ и $\frac{R_a}{R_1} = q$, получим:

$$M_{н} = \sqrt{\frac{(1 + q)^2 + \omega^2 \tau_k^2}{q^2 + \omega^2 \tau_k^2}} \cdot \sqrt{\frac{\omega^2 \tau_g^2}{1 + \omega^2 \tau_g^2}}. \quad (226)$$

Совершенно так же, находя порознь сдвиг фаз между напряжением, действующим в сеточной цепи лампы, и напряжением, выделяющимся на нагрузке, состоящей из сопротивлений R_a , R_1 и емкости C_1 , а затем сдвиг фаз между этим напряжением и напряжением, выделяющимся на сопротивлении R_2 , и, наконец, складывая их, получим уравнение фазовой характеристики усилителя:

$$\Psi = \text{arctg} \frac{\omega^2 \tau_k \tau_g - (q - q^2) - \omega^2 \tau_k^2}{(q + q^2) \omega \tau_g + \omega \tau_k (\omega^2 \tau_k \tau_g + 1)}. \quad (227)$$

Рассматривая полученные выражения, легко убедиться, что если $q = 0$ и $\tau_k = \tau_g$, т. е. если сопротивление $R_1 = \infty$, а $R_a C_1 = R_2 C_{g2}$, то характеристики каскада в области низкочастотного конца спектра совпадают с характеристиками цепи, пропускающей сигналы без искажений. Практически величина сопротивления R_1 , включенного в цепь питания анода лампы, не может быть сделана бесконечно большой и поэтому полная коррекция линейных искажений неосуществима. Вместе с тем очевидно, что характеристики каскада тем ближе к идеальным, чем больше величина сопротивления R_1 . В широкополосных усилителях величину R_1 берут в 3—10 раз большей, чем величина сопротивления R_a (последняя определяется из условия коррекции характеристик в области высоких частот). При этом должно быть соответственно увеличено напряжение источника питания анодной цепи схемы.

Что касается величины емкости C_1 , то она чаще всего выбирается из условия $\tau_k = \tau_g$, т. е. $C_1 = \frac{R_2}{R_a} C_{g2}$.

В схеме, содержащей корректирующую цепь $C_1 R_1$, развитие „хвоста“ у импульсов, проходящих через каскад, определяется не только разрядом емкости C_{g2} , как это имеет место в некорректированной схеме, но также и разрядом емкости C_1 . Это иллюстрирует рис. 175,

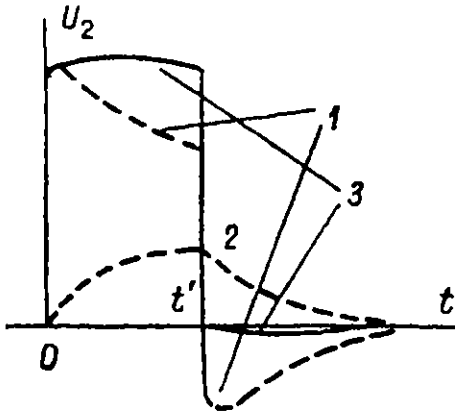


Рис. 175. Определение формы прямоугольного импульса напряжения, проходящего через каскад с коррекцией в низкочастотной части спектра.

на котором кривая 1 изображает изменение напряжения на выходе каскада реостатного усилителя, не содержащего цепи $R_1 C_1$, а кривая 2 — зависимость от времени напряжения на емкости C_1 . График, рисующий характер изменения напряжения на выходе скорректированного каскада, приблизительно соответствует суммированию ординат этих кривых (кривая 3 на рис. 175).

На рис. 176 изображено изменение формы прямоугольных импульсов после прохождения их через усилительный каскад с коррекцией по низкой частоте при разных соотношениях между постоянными времени τ_k и τ_g . Подобрать соответствующие параметры схемы, можно практически полностью избежать появления „хвостов“ у импульсов. Обычно это удается сделать на самом деле для импульсов, длительность которых не превосходит известной величины. Увеличение длительности последних при неизменных параметрах схемы сопровождается развитием „хвостов“. Это соответствует тому, что характеристики скорректированного каскада остаются неидеальными и отличаются от идеальных все больше и больше по мере понижения частоты.

Форма напряжения на выходе многокаскадного усилителя с коррекцией в области низких частот оказывается весьма сложной. Но при выборе достаточно большого значения сопротивления R_1 и выполнении равенства $\tau_k = \tau_g$ в каждом каскаде, удается почти полностью избежать появления „хвостов“ импульсов.

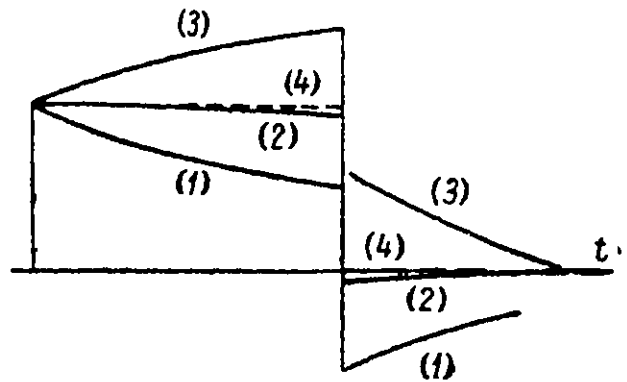


Рис. 176. Форма прямоугольного импульса напряжения после прохождения через каскад с коррекцией по низкой частоте: 1 — нескорректированный каскад, 2 — коррекция, соответствующая условию $C_1 R_a = R_2 C_{g2}$, 3 — перекооррекция, 4 — форма импульса на выходе каскада с идеальными характеристиками.

На рис. 177 приведена схема многокаскадного широкополосного усилителя с использованием описанных цепей коррекции характеристик. Переключатель в анодной цепи лампы первого каскада и потенциометр в цепи питания ее экранной сетки позволяют изменять величину коэффициента усиления схемы. Постоянная времени цепи связи анода первой лампы с сеткой второй сравнительно мала. Как будет выяснено при рассмотрении усилителей, предназначенных для работы со статистически распределенными во времени импульсами (см. § 3 гл. VIII), это позволяет разделить быстро следующие друг за другом импульсы. Если рассматриваемый усилитель оказалось бы нужным использовать для неискаженного воспроизведения одиночных или следующих друг за другом через большой интервал времени импульсов, параметры первой переходной цепи следовало бы изменить, выбрав их такими же, как параметры всех прочих переходных цепей.

Последний, выходной, каскад схемы представляет собой каскад с катодной нагрузкой. Каскады такого типа и их применение в широкополосных усилителях подробно рассматриваются в § 3 настоящей главы.

Максимальная величина коэффициента усиления приведенной схемы около $1,5 \cdot 10^6$, а время изменения величины напряжения на выходе при внезапном изменении напряжения

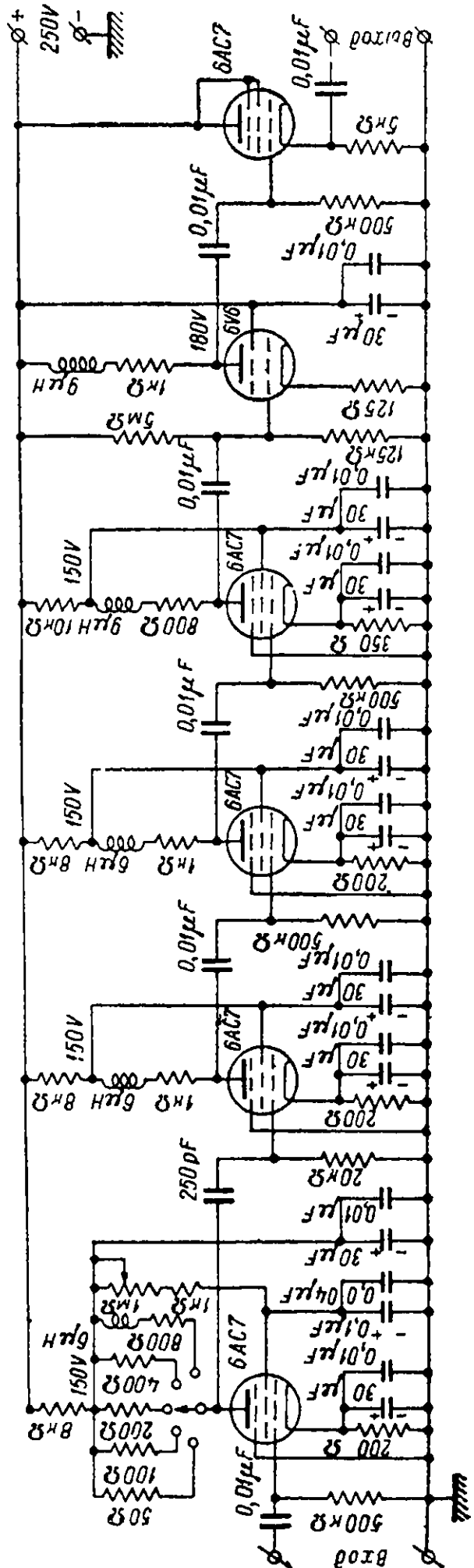


Рис. 177. Полная схема широкополосного импульсного усилителя с коррекцией по высокой и низкой частоте.

на входе — порядка нескольких сотых микросекунды. Усилитель рассчитан на действие на его входе импульсов отрицательной полярности. На выходе схемы получают импульсы положительной полярности. Амплитудная характеристика усилителя сохраняет линейность, если амплитуда выходных импульсов не превышает 40 в. Для улучшения вида амплитудной характеристики в каскаде, построенном на лампе 6V6, имеется отрицательная обратная связь по току. Она выбрана настолько сильной, что усиление этого каскада с отрицательной обратной связью оказывается порядка трех.

В схеме, приведенной на рис. 177, даны параметры усилителя. Как уже указывалось, их выбор зависит от значений паразитных емкостей. Поэтому указанные параметры следует рассматривать как ориентировочные. Окончательный выбор величин всех элементов схемы должен быть сделан при регулировке схемы (см. п. 5 настоящего параграфа).

3. Понятие о сложных схемах коррекции. Вид характеристик каскада, содержащего корректирующую индуктивность в области

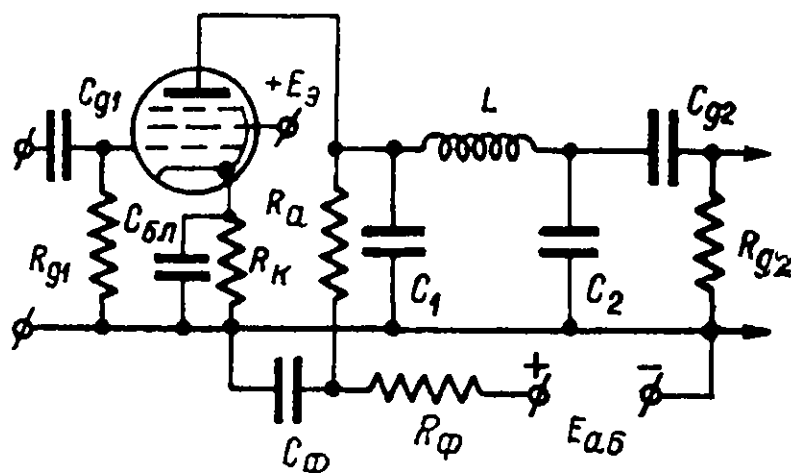


Рис. 178. Сложная схема коррекции в области высокочастотной части спектра с двумя независимыми параметрами.

высокочастотной части спектра сигналов, определяется одним параметром $p = \frac{L_a}{C_2 R_a^2}$. Имеются

схемы коррекции, обладающие большим числом независимых параметров. Они дают возможность еще больше расширить пределы полосы пропускания, чем схема, рассмотренная выше. Примером может служить схема каскада, приведенная на рис. 178, в ко-

торой корректирующая цепь состоит из индуктивности L и емкостей C_1 и C_2 . Ход обобщенных частотных и фазовых характеристик этой схемы определяется параметрами $p_1 = \frac{L}{C_2 R_a^2}$ и $p_2 = \frac{C_2}{C_1 + C_2}$.

Искажения сигналов оказываются минимальными, если $p_1 = 1,12$ и $p_2 = 0,67$.

На рис. 179 приведена схема каскада, в котором корректирующая цепь состоит из двух индуктивностей — L_a , L_2 и двух емкостей — C_1 , C_2 . Ход обобщенных частотных и фазовых характеристик такой схемы определяется значениями трех независимых параметров:

$p_1 = \frac{L_a}{R_a^2 (C_1 + C_2)}$, $p_2 = \frac{L_2}{R_a^2 C_2}$ и $p_3 = \frac{C_2}{C_1 + C_2}$. Прохождение сигналов

через схему сопровождается наименьшими частотными и фазовыми искажениями, если $p_1 = 0,24$, $p_2 = 1,19$ и $p_3 = 0,44$. На рис. 180 приведены обобщенные частотные характеристики каскада без коррекции (кривая 1), каскада с коррекцией с помощью включения индуктивности в анодную цепь лампы (кривая 2), с коррекцией по схеме рис. 178 (кривая 3) и, наконец, каскада с коррекцией по схеме рис. 179 (кривая 4). Последние три кривые начерчены для наиболее выгодных значений параметров корректирующих цепей. Из сопоставления приведенных характеристик видно, что усложнением схемы коррекции можно расширить полосу пропускания каскада приблизительно в пять раз по сравнению с полосой некорректированного каскада при одном и том же сопротивлении анодной нагрузки лампы. Иначе говоря, применение таких схем позволяет увеличить величину сопротивления R_a в 4—5 раз без сужения полосы пропускания каскада, получив соответственно большее усиление при приблизительно одинаковых искажениях формы сигналов.

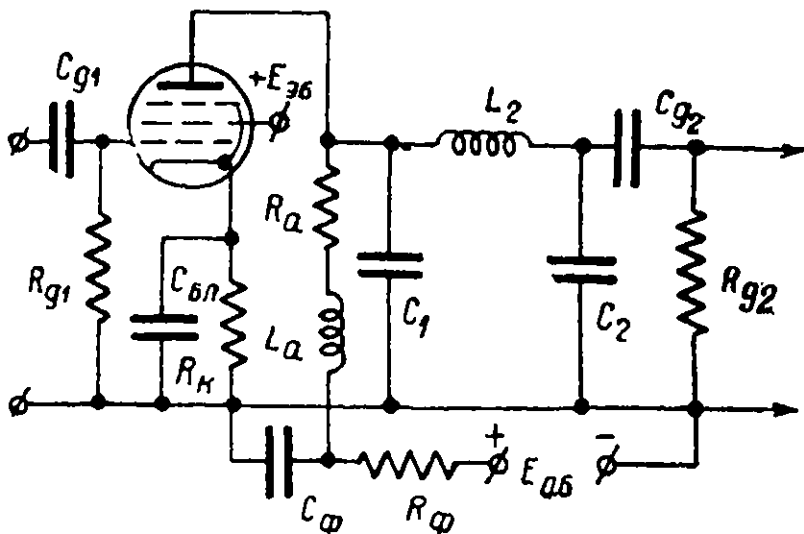


Рис. 179. Сложная схема коррекции в области высокочастотной части спектра с тремя независимыми параметрами.

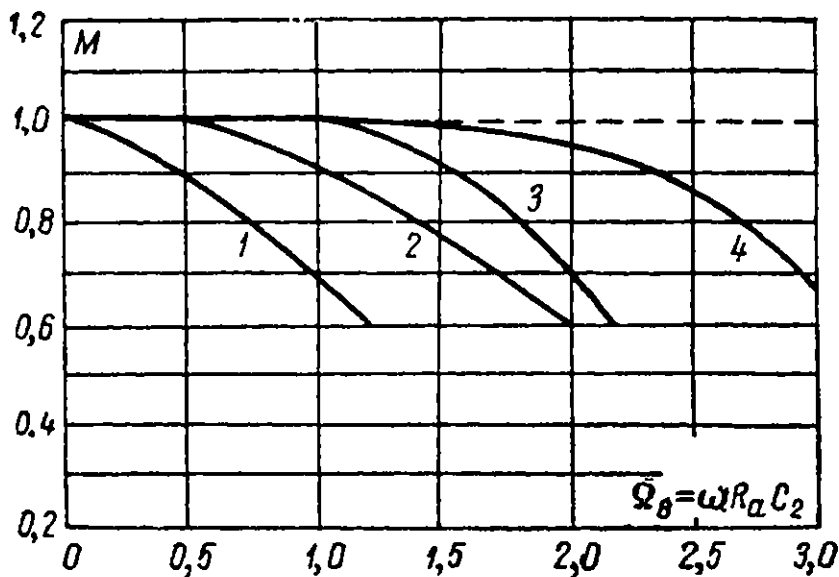


Рис. 180. Обобщенные частотные характеристики каскада с разными схемами коррекции в области высокочастотной части спектра.

Увеличение числа независимых параметров корректирующей цепи сопровождается возрастанием трудностей ее регулировки. Поэтому схемы сложной коррекции применяются относительно редко, а в большинстве случаев пользуются включением индуктивности в анодную цепь лампы. Иногда бывает весьма полезно согласование характе-

ристик различных каскадов. Заключается оно в том, что вид характеристик отдельных каскадов подбирается таким образом, что каждая из них в той или иной мере отличается от идеальной, но там, где, например, у частотной характеристики одного каскада имеется завал, у частотной характеристики другого каскада есть подъем. Поэтому характеристики всего усилителя в целом оказываются близкими к идеальным.

4. Применение отрицательной обратной связи для коррекции характеристик усилителя. Для коррекции искажений формы сигналов при усилении может быть применена отрицательная обратная связь. Чаще всего ее используют в комбинации с другими видами коррекции характеристик усилителя. В частности, применение отрицательной обратной связи оказывается удачным в последних, относительно мощных каскадах схемы.

Для того чтобы выяснить, каков вид характеристик усилителя, содержащего цепи отрицательной обратной связи, обратимся к выражению для усиления схемы с обратной связью, записанному в общем виде [соотношение (185)]:

$$k_f = \frac{k (\cos \Psi_k + j \sin \Psi_k)}{1 - k\beta \cos \Psi - j k\beta \sin \Psi}. \quad (228)$$

Здесь Ψ_k — сдвиг фазы компоненты спектра сигнала, проходящего через усилитель, а $\Psi = \Psi_k + \Psi_\beta$, где Ψ_β — фазовый сдвиг компонент спектра сигнала, передаваемого цепью обратной связи с выхода каскадов, охваченных последней, на их вход. В простейшем случае, если цепь отрицательной обратной связи содержит только активные элементы, то $\beta = -\beta_0$ и $\Psi_\beta = 0$ для всех частотных компонент сигнала. На квазирезонансной частоте $\Psi_k = 0$ выражение (228) обращается в хорошо известное соотношение $k_f = \frac{k_0}{1 + k_0\beta_0}$.

Принимая во внимание сказанное, найдем, что неравномерность частотной характеристики усилителя с цепью активной отрицательной обратной связи равна:

$$M_f = \frac{k_f}{k_{f_0}} = M \frac{1 + k_0\beta_0}{\sqrt{1 + 2k_0\beta_0 M \cos \Psi_k + (k_0\beta_0 M)^2}}, \quad (229)$$

где M — неравномерность частотной характеристики при отсутствии отрицательной обратной связи (§ 2); для одного каскада усилителя на сопротивлениях $M = \cos \Psi_k$. Поэтому уравнение частотной характеристики такого каскада с введенной в него цепью активной отрицательной обратной связи

$$M_f = M \frac{1 + k_0\beta_0}{\sqrt{1 + 2\beta_0 k_0 M^2 + \beta_0^2 k_0^2 M^2}}. \quad (230)$$

Из этого выражения видно, что $M_f < M$ при всех значениях $M < 1$ и $k_0\beta_0 \neq 0$. На рис. 181 приведены графики $M_f = f(\Omega_B)$ для пяти значений произведения $k_0\beta_0$. Выбором соответствующей величины $k_0\beta_0$ можно расширить полосу пропускания каскада в желаемое число раз. Но при этом пропорционально уменьшается коэффициент усиления. Так, например, для увеличения вдвое частоты, соответствующей верхней границе полосы пропускания каскада, нужно выбрать $k_0\beta_0 = 1$, тогда $k_{f_0} = \frac{k_0}{2}$. Такое же расширение полосы пропускания в сторону высоких частот ценой пропорционального уменьшения усиления можно получить, снизив величину сопротивления R_a каскада.

К аналогичным заключениям приводит рассмотрение фазовых характеристик. Поэтому коррекция линейных искажений внутрикаскадной обратной связью нерациональна:

Лучшие результаты дает отрицательная обратная связь, охватывающая несколько каскадов. Для двух идентичных каскадов усилителя на сопротивлениях $\Psi_k = 2\Psi'_k$, где Ψ'_k — фазовый сдвиг компонент спектра сигнала при прохождении через один каскад и $M = \cos^2 \Psi'_k$, т. е. $\cos \Psi_k = 2M - 1$. Поэтому на основании (229) имеем:

$$M_f = M \frac{1 + k_0\beta_0}{\sqrt{1 + 2\beta_0 k_0 M (2M - 1) + (k_0\beta_0 M)^2}}. \quad (231)$$

Из сравнения выражений (230) и (231) следует, что для двухкаскадного усилителя с междукаскадной отрицательной активной обратной связью величина отношения M_f/M меньше, чем для однокаскадного усилителя с внутрикаскадной связью при соответственно равных значениях M и $k_0\beta_0$. Следовательно, таким путем можно получить большую равномерность частотной характеристики при одинаковом снижении усиления на квазирезонансной частоте.

Графики $M_f = f(\Omega_B)$ для двухкаскадного усилителя с активной отрицательной обратной связью приведены на рис. 182. Они подтверждают, что при увеличении значения произведения $k_0\beta_0$ ширина

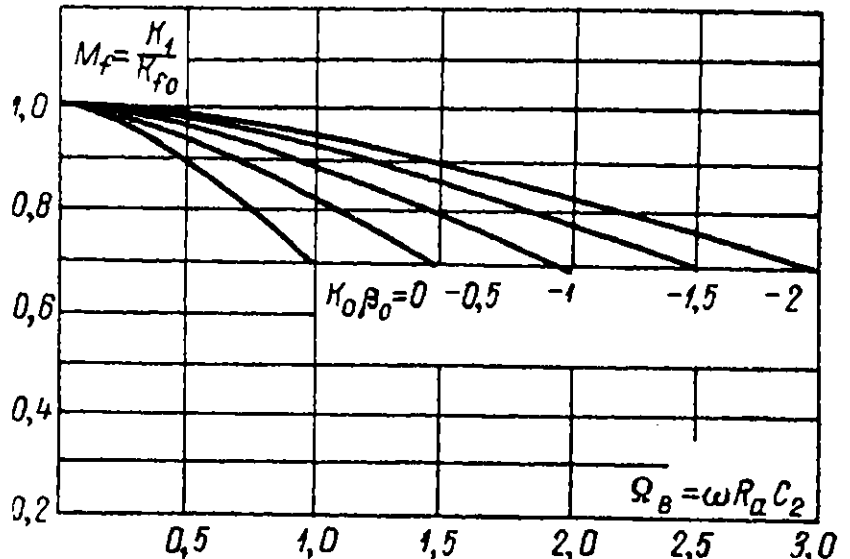


Рис. 181. Обобщенные частотные характеристики каскада с отрицательной обратной связью в области высокочастотного конца спектра для разных значений величины $k_0\beta_0$.

полосы пропускания возрастает скорее, чем падает усиление на квазирезонансной частоте. Так, например, при $k_0\beta_0 = 1$ полоса, отсчитанная на уровне $M = 0,9$, расширяется приблизительно вдвое, а усиление падает вдвое. При $k_0\beta_0 > 1$, кривая $M_f = f(\Omega_B)$ имеет подъем вблизи верхней границы полосы пропускания. Такой же подъем наблюдается вблизи нижней границы полосы пропускания. Это возрастание усиления в определенной области частот (последняя определяется величиной $k_0\beta_0$) может быть использовано для компенсации снижения усиления в других каскадах схемы.

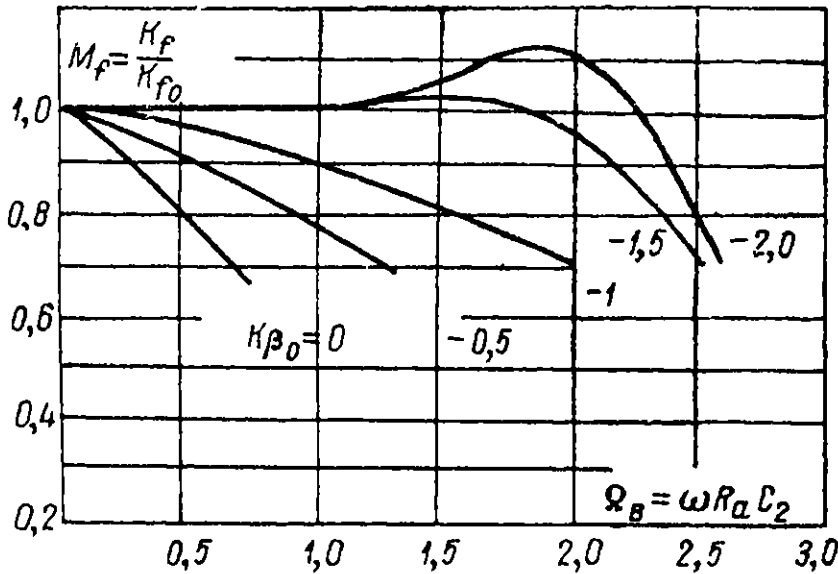


Рис. 182. Обобщенные частотные характеристики в области высокочастотного конца спектра двухкаскадного усилителя с отрицательной обратной связью при разных значениях величины $k_0\beta_0$.

а усиление падает вдвое. При $k_0\beta_0 > 1$, кривая $M_f = f(\Omega_B)$ имеет подъем вблизи верхней границы полосы пропускания. Такой же подъем наблюдается вблизи нижней границы полосы пропускания. Это возрастание усиления в определенной области частот (последняя определяется величиной $k_0\beta_0$) может быть использовано для компенсации снижения усиления в других каскадах схемы.

На рис. 183 приведена схема двухкаскадного усилителя с междукаскадной отрицательной обратной связью. Напряжение с выхода

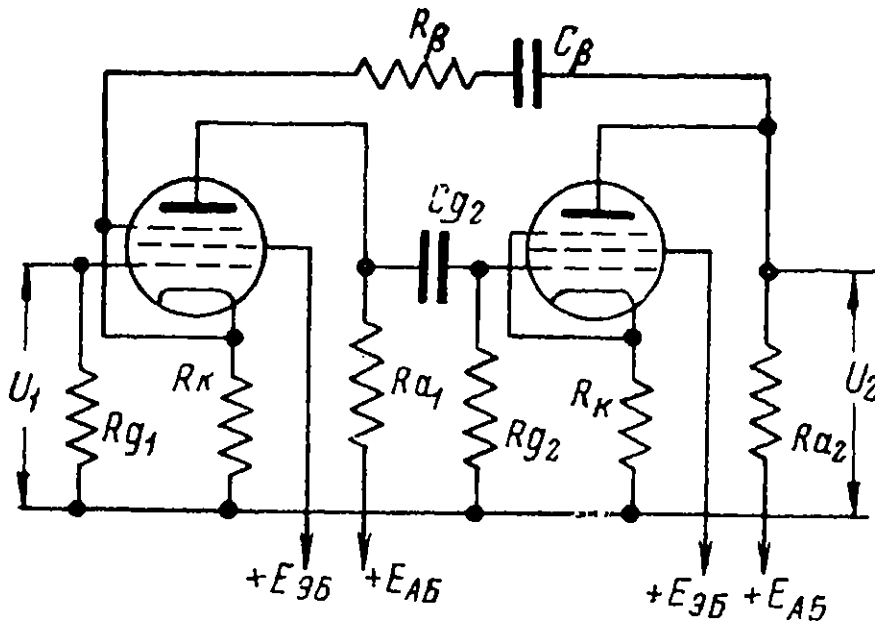


Рис. 183. Пример схемы двухкаскадного усилителя с междукаскадной отрицательной обратной связью.

схемы подается на ее вход через цепь R_k, R_b, C_b . Емкость C_b включена в цепь обратной связи для предохранения сетки первой лампы

от высокого постоянного напряжения на аноде второй. Введение этой емкости приводит к тому, что величины β и Φ_β оказываются функциями частоты. Это усложняет форму частотной и фазовой характеристик усилителя. В частности, с понижением частоты величина сопротивления емкости C_β возрастает, значение коэффициента β уменьшается и, следовательно, увеличивается коэффициент усиления k_p . Поэтому коррекция в низкочастотной части спектра улучшается.

На рис. 184 изображена простая схема усилителя с отрицательной обратной связью с указанием всех параметров.

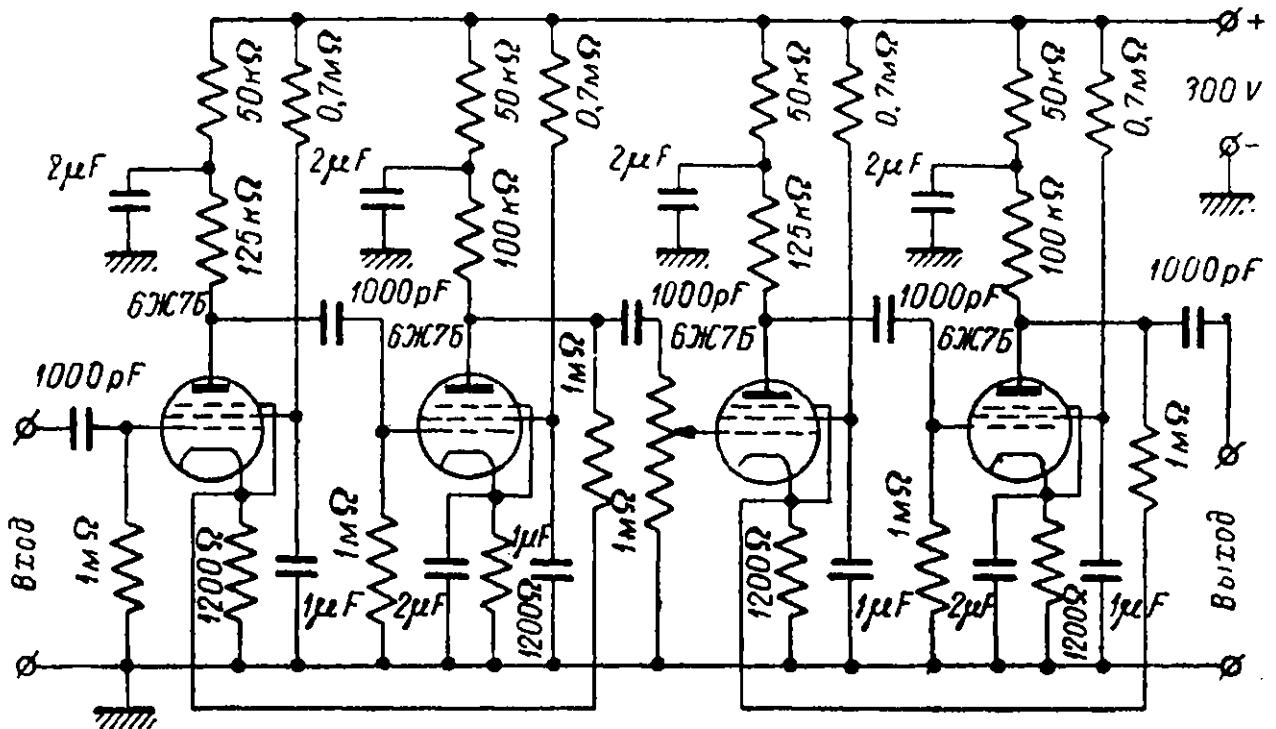


Рис. 184. Схема четырехкаскадного усилителя с отрицательной обратной связью.

Междукаскадной отрицательной обратной связью для коррекции линейных искажений в настоящее время пользуются довольно часто. В частности, находят применение цепи обратной связи, охватывающие два или три каскада. Известным недостатком введения отрицательной обратной связи является уменьшение величины коэффициента усиления в области средних частот. Однако улучшение вида амплитудной характеристики и повышение устойчивости и стабильности работы схемы делает ее введение желательным. Часто отрицательная обратная связь комбинируется с другими методами коррекции.

5. Постройка и налаживание широкополосных усилителей. При постройке широкополосных усилителей особое внимание должно уделяться такому расположению деталей и элементов монтажа, при котором паразитные параметры и паразитные взаимодействия в схеме сведены до минимума. Повидимому, рациональнее всего располагать последовательные каскады один за другим по прямой линии, используя для постройки усилителя длинное металлическое шасси. Детали

(сопротивления, конденсаторы, корректирующие катушки самоиндукции и т. п.) следует помещать в непосредственной близости к лампам. Вместе с тем их желательно монтировать не очень близко к металлическому шасси. Монтаж должен быть настолько жестким, чтобы при работе с усилителем детали не меняли своего расположения. Для жесткого монтажа удобно использовать небольшие вспомогательные панельки-держатели из какого-либо изолирующего материала (текстолит, гетинакс и т. п.). Эти пластинки лучше всего укреплять перпендикулярно металлическому шасси усилителя. Длина монтажных проводников должна быть уменьшена до предела. Каждый из этих проводников следует вести отдельно от других, соединяя одну деталь с другой, по возможности, наиболее коротким путем. При несоблюдении этих условий паразитная емкость анодной цепи лампы каждого каскада может возрасти до многих десятков пикофарад.

Корректирующую катушку в анодную цепь лампы рекомендуется включать между сопротивлением нагрузки и сопротивлением фильтра (а не между анодом лампы и нагрузочным сопротивлением). Катушки, применяемые для коррекции, должны иметь малую собственную емкость. Кроме того, они, как и прочие детали схемы, должны монтироваться таким образом, чтобы их емкость по отношению к шасси была бы минимальной.

Практически расчет величины корректирующей индуктивности L_a затрудняется тем, что нельзя задать правильную величину емкости C_2 , в которую входит емкость монтажа, распределенная емкость самой катушки индуктивности и т. п. Для обхода этой трудности можно воспользоваться тем, что индуктивность L_a вместе с емкостью C_2 образуют колебательный контур. Его резонансная частота связана с величинами ρ , Ω_B и ω_B соотношением:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_a C_2}} = \frac{\omega_B}{\Omega_B} \sqrt{\frac{1}{\rho}}$$

[оно легко получается из выражений (222)].

Величина параметра ρ выбирается равной определенному значению (например 0,35), а значение отношения ω_B/Ω_B определяется для границы полосы пропускания допустимыми искажениями формы сигналов. Поэтому частота ω_0 должна иметь вполне определенное значение для того, чтобы каскад оказался скорректированным. Вычислив ее (для этого не надо знать величину емкости C_2), подают на вход гармоническое напряжение, частота которого равна найденному значению ω_0 . Затем, изменяя величину индуктивности L_a , настраивают контур, состоящий из индуктивности и неизвестной емкости C_2 , в резонанс по максимуму коэффициента усиления каскада (для того чтобы резонанс был бы лучше заметен при определении величины L_a , никакого сопротивления R_a в схему не включают). Очевидно, что величина L_a , соответствующая резонансу, и представляет собой значение индуктивности, необходимой для коррекции каскада. Определив таким

способом величину L_a , находят величину сопротивления, пользуясь соотношениями (222):

$$R_a = \frac{\omega_B \cdot L_a}{\Omega_B \cdot p}.$$

При постройке усилителя до его регулировки бывает удобно включать в схему корректирующие катушки несколько большей индуктивности, чем это требуется по расчету. Окончательная величина подбирается при налаживании схемы, путем постепенного отматывания части витков катушки.

Источником искажений формы импульсов могут быть процессы в цепях экранных сеток лампы усилителя. Выше, при рассмотрении искажений в низкочастотной части спектра сигналов, предполагалось, что потенциал экранной сетки лампы остается постоянным. Между тем, если, как это часто бывает, в схеме для получения необходимого экранного напряжения применяется гасящее сопротивление, то необходимо принять во внимание постоянную времени цепи экранной сетки лампы. Действительно, действие сигнала на управляющей сетке лампы приводит к изменению величины не только ее анодного, но также и экранного тока. Вследствие этого потенциал экранной сетки изменяется. Это, в свою очередь, сопровождается дополнительным изменением напряжения на выходе каскада.

Изменение величины экранного тока при варьировании потенциала управляющей сетки приблизительно пропорционально изменению анодного тока лампы. Поэтому, считая, что длительность сигнала прямоугольной формы, действующего в цепи управляющей сетки, много меньше постоянной времени экранной цепи, можно написать, что изменение потенциала экранной сетки происходит приблизительно по линейному закону:

$$u_{g3} = \frac{i_a t'}{C_3} = \frac{i_a}{k} \frac{t'}{C_3}.$$

Здесь i_a — величина анодного тока лампы (отсчитанная от его начального значения), связанного с действием сигнала в цепи управляющей сетки, а k — коэффициент, показывающий, во сколько раз величина изменения экранного тока меньше величины изменения анодного тока лампы при варьировании потенциала управляющей сетки. Для ламп 6Ж14Б (6АС7) и 6Ж4Б (6АГ7) значение k приблизительно равно четырем. Дополнительное изменение величины анодного тока лампы, связанное с изменением потенциала экранной сетки, может быть записано в виде $i'_a = S' u_{g3}$, где S' — крутизна характеристики $i_a = f(u_{g3})$. Поэтому относительное изменение величины сигнала на выходе каскада, обусловленное изменением величины экранного тока при действии сигнала на входе

$$\Delta = \frac{i'_a}{i_a} = \frac{S' t'}{k C_3}.$$

Если максимальная величина относительного изменения величины сигнала, связанная с процессами в цепи экранной сетки, задана и равна Δ^* , то величина емкости C_a определяется выражением:

$$C_a \geq \frac{S' t'}{k \Delta^*}. \quad (232)$$

Величина крутизны S' для ламп 6AC7 и 6AG7 лежит в пределах от 0,2 ма/в до 0,5 ма/в. Поэтому, например, для того, чтобы относительное изменение величины сигнала длительностью $t' = 0,001$ сек., связанное с процессами экранной цепи, не превышало 1%, необходим блокировочный конденсатор емкостью около 10 мф. При введении в схему корректирующих цепей для низкочастотной части спектра, эта емкость может быть взята меньшей величины. Ее значение, так же как и значение корректирующей индуктивности и элементов цепи коррекции в низкочастотной части спектра, окончательно выбирается при регулировке схемы.

В устройствах, предназначенных для усиления звуковых сигналов, которые в конечном итоге воспринимаются на слух, фазовые искажения имеют второстепенное значение. В этом случае качество усилителя определяется видом его частотной и амплитудной характеристик. Для определения частотной характеристики измеряют величину коэффициента усиления гармонических сигналов разных частот, подаваемых на вход усилителя. Амплитудная характеристика находится путем измерения коэффициента усиления схемы при разных амплитудах гармонического сигнала фиксированной частоты, действующего на ее входе.

Большая неравномерность частотной характеристики свидетельствует о неудачно выбранных параметрах схемы. Увеличивая постоянную времени τ_g и уменьшая величину постоянной времени τ_a усилителя, можно несколько расширить его полосу пропускания. Неудовлетворительный вид амплитудной характеристики усилителя свидетельствует о том, что рабочая точка выходит за пределы приблизительно прямолинейного участка динамической характеристики лампы. Если в схеме есть дроссели и трансформаторы, то их перегрузка также приводит к отклонению амплитудной характеристики от линейной.

В широкополосных импульсных усилителях, кроме равномерности частотной характеристики, существенна также линейность фазовой характеристики во всем диапазоне рабочих частот. Непосредственное исследование частотной и фазовой характеристик такого усилителя в пределах его рабочих частот, вообще говоря, недостаточно.

Как известно, в искажении формы импульсных сигналов, проходящих через схему, важную роль может играть вид характеристик усилителя вне полосы пропускания. Кроме того, незначительные и зачастую трудно обнаруживаемые отклонения характеристик усилителя от идеальных в пределах рабочих частот могут привести к очень заметному искажению формы сигналов. Поэтому, помимо того, что

экспериментальное определение вида характеристик широкополосного усилителя занимает много времени, по виду характеристик, снятых для ограниченной области частот, бывает трудно судить о том, каковы искажения формы сигналов.

В настоящее время часто применяется другой метод обследования усилителей, позволяющий производить их налаживание и регулировку, непосредственно наблюдая искажения формы усиливаемых сигналов. В простейшем виде этот метод заключается в том, что на вход усилителя подается периодическая последовательность прямоугольных импульсов напряжения, и визуально, на экране катодного осциллографа, наблюдается форма импульсов, прошедших через усилитель. Изменяя параметры схемы, стремятся к тому, чтобы отличие формы импульсов на выходе усилителя от формы импульсов на его входе лежало в допустимых пределах. Существенное преимущество этого метода регулировки схемы заключается в его наглядности и в возможности непосредственно по форме сигналов судить о правильности работы схемы. Кроме того, этот метод оказывается очень чувствительным.

Как известно, искажения формы импульсов, проходящих через усилитель, обусловлены отклонением характеристик последнего от идеальных в областях низкочастотного и высокочастотного концов спектра. При этом изменения вида характеристик в области одного из концов спектра не влияют на искажения, обусловленные отклонением характеристик от идеальных в области другого конца спектра. Поэтому оказывается возможным независимо корректировать низкочастотные и высокочастотные искажения формы сигналов.

Для того чтобы было удобно наблюдать искажения формы импульсов, связанные с изменениями в высокочастотном конце его спектра, длительность импульсов должна быть больше, чем время, необходимое для протекания нестационарных процессов, связанных с резкими изменениями величины напряжения, действующего на входе схемы. С другой стороны, если продолжительность импульсов слишком велика, то фронт импульса на выходе схемы занимает относительно малую долю продолжительности импульса, и наблюдать, как изменяется вид этого фронта при изменении параметров схемы, неудобно. Время фронта выходного импульса определяется шириной полосы пропускания усилителя и видом его характеристик вблизи верхней границы полосы пропускания (например, крутой спад частотной характеристики в корректированном каскаде приводит к тому, что напряжение на выходе усилителя достигает стационарного значения после немонотонного изменения своей величины). Обычно время установления напряжения на выходе широкополосных усилителей, применяемых в физических лабораториях, не превышает 1—2 *мксек*. Поэтому для исследования искажений формы сигналов, связанных с изменениями в высокочастотном конце их спектров, выбирают частоту чередования импульсов с коэффициентом заполнения $\gamma = 0,5$ порядка 200 *кГц*. Эти импульсы подаются на вход исследуемого усилителя, а к выходу

последнего присоединяется катодный осциллограф. При этом надо иметь в виду, что этим самым на вход усилителя может быть включена большая емкость и соответственно характеристики усилителя окажутся ухудшенными. Вообще желательно исследовать усилитель

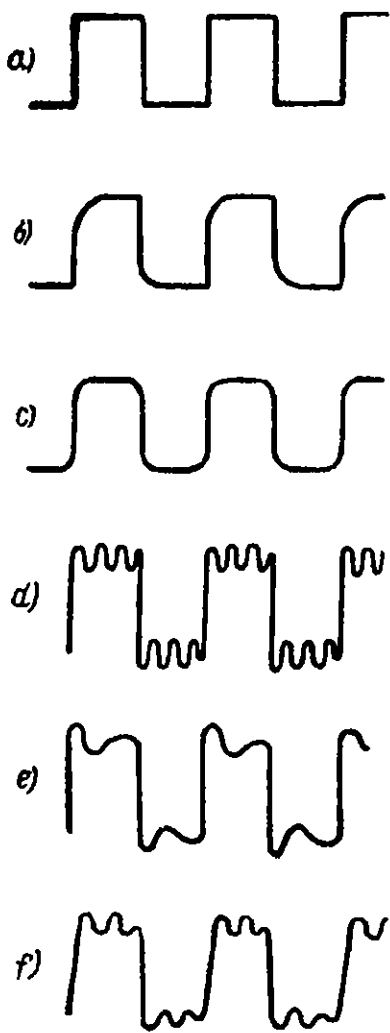


Рис. 185. Формы импульсов, наблюдаемых на экране осциллографа при исследовании искажений в высокочастотной части спектра.

с включением на его выход электрического эквивалента той нагрузки, с которой он обычно работает. Если параметры входа осциллографа сильно отличаются от параметров нормальной для данного усилителя нагрузки, то можно рекомендовать включение между ним и катодным осциллографом дополнительного каскада с катодным выходом (см. § 3 настоящей главы). Величина катодной нагрузки лампы этого каскада выбирается такой, чтобы каскад не вносил дополнительных искажений в форму проходящих через него импульсов. На вход каскада с катодной нагрузкой может быть включена та или иная емкость для приближения параметров его входа к параметрам нормальной нагрузки исследуемого усилителя.

Амплитуда импульсов, подаваемых на вход исследуемого усилителя, должна быть достаточно велика для того, чтобы их можно было легко наблюдать на экране осциллографа после того, как они пройдут через усилитель. Если амплитуда выходных импульсов достаточно велика, их можно непосредственно подать на пластины вертикального отклонения луча в трубке Брауна осциллографа. В противном случае характеристики цепей, связывающих вход осциллографа с пластинами трубки Брауна (потенциометр, усилитель и т. п.), должны быть близки к идеальным в более широкой области частот, чем у исследуемого усилителя.

Некоторые характерные формы импульсов, наблюдаемых на экране осциллографа при исследовании высокочастотных искажений в усилителях, приведены на рис. 185. Прямоугольные импульсы (рис. 185а) соответствуют импульсам, подаваемым на вход усилителя. Импульсы такой же формы наблюдаются на экране осциллографа, связанного с выходом усилителя, при неискаженном прохождении сигналов через последний. Если в схеме исследуемого усилителя имеется „недокоррекция“ в области высокочастотного конца спектра и в этой области частот характеристики скорректированного каскада приближаются к характеристикам некорректированного, то импульсы

на выходе схемы имеют вид, подобный импульсам, изображенным на рис. 185*b*. Для исправления таких искажений формы импульсов следует повысить величину корректирующих индуктивностей L_{ii} и, если это окажется необходимым, уменьшить значение сопротивления анодных нагрузок ламп R_a (величину емкости C_2 для каждого каскада полагаем фиксированной).

Постоянство величины коэффициента усиления во всей области рабочих частот, но нелинейность фазовой характеристики в области высокочастотного конца спектра, приводит к закруглению всех углов исходного сигнала (рис. 185*c*). Для снижения искажений этого вида необходимо уменьшить величины сопротивлений R_a . После этого может оказаться необходимым подбор нового значения корректирующих индуктивностей L_a .

При резком спаде частотной характеристики усилителя в области высокочастотного конца спектра на границе рабочих частот напряжение на выходе схемы, после внезапного изменения напряжения на ее входе, изменяется немонотонно (рис. 185*d*). Исправить форму сигналов можно, увеличивая значения сопротивлений R_a до тех пор, пока колебания напряжения не примут вид сильно затухающих (рис. 185*e*). После этого следует уменьшить величины индуктивностей L_a . В дальнейшем может оказаться необходимой новая регулировка величин сопротивлений R_a .

Если резкий спад частотной характеристики приходится на область недостаточно высоких частот, т. е., кроме всего прочего, узка полоса пропускания усилителя, то помимо колебаний напряжения на выходе схемы, наблюдается замедление его нарастания (рис. 185*f*). Для исправления формы импульсов в этом случае, необходимо уменьшить величины индуктивностей L_a , а затем регулировать величины сопротивлений R_a .

Для исследования искажений формы импульсов, связанных с изменениями в низкочастотной части их спектра, и для соответствующей регулировки схемы необходимы импульсы более продолжительные, чем для исследования высокочастотного конца спектра. Продолжительность этих импульсов (а равно и интервалов между ними) должна быть достаточно велика для того, чтобы выявились искажения формы сигналов, связанные с относительно медленными процессами в переходных цепях усилителя и цепях коррекции низкочастотной части его характеристик. В большинстве усилителей, строящихся в физических лабораториях, для этого достаточно времени порядка 0,01 сек. Поэтому исследования искажений в области низкочастотного конца спектра и соответствующие регулировки усилителя могут быть сделаны по наблюдению искажений формы импульсов с коэффициентом заполнения $\gamma = 0,5$ и частотой чередования около 50 гц. При этом в данном случае нет необходимости вводить усилительный каскад с катодной нагрузкой между выходом исследуемого усилителя и входом катодного осциллографа.

Если на экране осциллографа вместо прямоугольных продолжительных импульсов наблюдаются импульсы, имеющие форму, подобную изображенным на рис. 186*b* и 186*c*, то искажения могут быть уменьшены путем увеличения постоянной времени переходных цепей τ_g (в случае импульсов, аналогичных изображенным на рис. 186*b*) или



Рис. 186. Формы импульсов, наблюдаемых на экране осциллографа при исследовании искажений в низкочастотной части спектра.

путем уменьшения постоянной времени этих цепей (в случае импульсов, подобных представленным на рис. 186*c*).

Если параметры схемы скорректированного усилителя таковы, что фазовых искажений в области низкочастотного конца спектра нет, но усиление вблизи нижней границы полосы пропускания превышает усиление в области средних частот, то импульсы, наблюдаемые на экране осциллографа, имеют вид, подобный изображенному на рис. 186*d*. Если же, наоборот, усиление в области низкочастотной части спектра меньше, чем на средних частотах (а фазовых искажений нет), то импульсы имеют форму, подобную представленным на рис. 186*e*. Для уменьшения тех и других искажений следует изменить параметры корректирующих цепей, т. е. значения сопротивлений R_1 и емкостей C_1 .

Обычно в схеме имеют место искажения разных типов, и форма наблюдаемых на экране осциллографа импульсов сочетает признаки, отмеченные на рис. 186*b* и 186*c*, с признаками, отмеченными на рис. 186*d* и 186*e*. Поэтому для приближения формы импульсов на выходе усилителя к прямоугольной обычно бывает необходимо изменять параметры как переходных цепей, так и цепей коррекции.

Источником искажений в низкочастотной части спектра сигналов могут быть цепи автоматического смещения, обычно применяемого в усилителях — RC -цепи в катодах ламп. Для того чтобы избежать этих искажений, постоянные времени цепей смещения должны быть выбраны много большими постоянных времени переходных цепей усилителя.

Регулировка усилителя и выбор наиболее удачных параметров его схемы осложняются тем, что каскады никогда не бывают совершенно идентичными и в разных каскадах могут иметь место искажения разных типов, которые накладываются при прохождении сигнала через весь усилитель. Поэтому, если это возможно, следует производить покаскадную регулировку схемы. При этом нужно обращать серьез-

ное внимание на то, чтобы параметры регулируемого каскада не изменились в результате связи его выхода с катодным осциллографом.

Вообще регулировка усилителя практически оказывается сложной и требует много времени. Изложенный здесь в общих чертах метод позволяет сделать это скорее и с большим успехом, чем, например, метод исследования и приближения к идеальным частотной и фазовой характеристик усилителя в отдельности. Для налаживания усилителя наиболее удобен генератор прямоугольных импульсов, дающий возможность возбуждать импульсы не только с двумя фиксированными частотами чередования, но позволяющий подбирать наиболее подходящие частоты. Одна из возможных схем такого генератора будет приведена ниже (см. § 1 шестой главы).

§ 3. УСИЛИТЕЛЬНЫЙ КАСКАД С КАТОДНОЙ НАГРУЗКОЙ

1. **Схема каскада с катодной нагрузкой.** В последнее время в схемах усилителей все шире и шире применяются каскады с катодной нагрузкой [8]. Принципиальная схема такого каскада приведена на рис. 187. Если бы входом каскада служили точки 2 и 5 (а не 1 и 2), то схема рис. 187 была бы подобна схеме усилителя с нагрузкой в анодной цепи лампы. В этом легко убедиться, если, например, в схеме, изображенной на рис. 82, изменить последовательность включения нагрузки Z_H и анодной батареи, от чего, очевидно, работа схемы никак не изменится.

Подача усиливаемого напряжения к клеммам сетка — катод лампы через нагрузку каскада приводит к тому, что в каскаде с катодной нагрузкой имеется стопроцентная отрицательная обратная связь (по току). Вследствие этого характеристики такого каскада существенно отличаются от характеристик усилителей, о которых говорилось выше.

Найдем выражение для коэффициента усиления напряжения каскада с катодной нагрузкой. Амплитуда напряжения на выходе каскада

$$\dot{U}_{m2} = \mu \dot{U}_{mg} \frac{Z_H}{R_i + Z_H};$$

амплитуда напряжения, действующего на сетке лампы:

$$\dot{U}_{mg} = \dot{U}_{m1} - \dot{U}_{m2}.$$

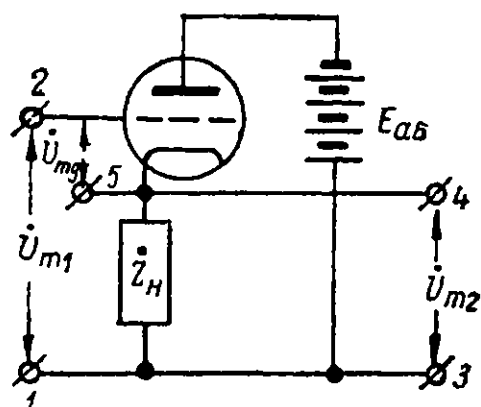


Рис. 187. Схема каскада с катодной нагрузкой.

Поэтому коэффициент усиления напряжения каскада:

$$\dot{k} = \frac{\dot{U}_{m2}}{\dot{U}_{m1}} = \mu \frac{\dot{Z}_n}{R_i + \dot{Z}_n(1 + \mu)}.$$

Обозначая

$$\frac{\mu}{1 + \mu} = \mu' \quad \text{и} \quad \frac{R_i}{1 + \mu} = R'_i, \quad (233)$$

перепишем выражение для \dot{k} в виде:

$$\dot{k} = \frac{\mu' \dot{Z}_n}{R'_i + \dot{Z}_n}. \quad (234)$$

Вследствие того, что $\mu' < 1$, модуль коэффициента усиления каскада с катодной нагрузкой всегда меньше единицы. Если $|\dot{Z}_n| \gg R'_i$, то выражение для коэффициента \dot{k} принимает вид:

$$\dot{k} = \frac{\mu}{1 + \mu}. \quad (235)$$

Если, далее, каскад построен на лампе с большим значением статического коэффициента усиления μ , то $k \approx 1$. Это, очевидно, предельная величина коэффициента усиления каскада с катодной нагрузкой. В этом случае амплитуда напряжения на нагрузке равна амплитуде напряжения, действующего на входе каскада, и полярность обоих напряжений одинакова. Поэтому иногда каскад с катодной нагрузкой, коэффициент усиления напряжения которого практически равен единице, называют „катодным повторителем“ — напряжение на его выходе по величине и фазе (полярности) „повторяет“ напряжение, действующее на входе.

Найдем коэффициент усиления тока каскада с катодной нагрузкой. Амплитуда тока, протекающего на входе каскада:

$$i_{m1} = \frac{\dot{U}_{m1}}{\dot{Z}_{вх}},$$

где $\dot{Z}_{вх}$ — входное сопротивление каскада. Так как $i_{m2} = i_{ma} = \frac{\dot{U}_{m2}}{\dot{Z}_n}$, то коэффициент усиления тока:

$$\dot{k}_i = \frac{i_{m2}}{i_{m1}} = \frac{\dot{Z}_{вх}}{\dot{Z}_n} \dot{k} = \mu' \frac{\dot{Z}_{вх}}{R'_i + \dot{Z}_n}. \quad (236)$$

Если $\mu' \approx 1$ и $|\dot{Z}_n| \gg R'_i$, то

$$\dot{k}_i \approx \frac{\dot{Z}_{вх}}{\dot{Z}_n}. \quad (237)$$

Следовательно, при постройке каскада на лампе с большим значением μ и выполнении условия $|\dot{Z}_n| \gg R'_i$, коэффициент усиления

тока каскада равен отношению входного сопротивления к сопротивлению нагрузки лампы. Это отношение может быть весьма велико. Поэтому часто говорят, что усилитель с катодной нагрузкой представляет собой усилитель тока. С равным правом можно говорить, что он является усилителем мощности, так как, очевидно, что при $k \approx 1$ мощность, выделяющаяся на сопротивлении нагрузки, превышает мощность, расходуемую на входе, приблизительно в число раз

$$k_M = \frac{R_{вх}}{R_N}, \quad (238)$$

где $R_{вх}$ и R_N — активные компоненты сопротивления входной цепи и нагрузки каскада.

Каскады с катодной нагрузкой строятся как на триодах, так и на пентодах. Пример схемы пентодного каскада с катодной нагрузкой приведен на рис. 188.

Включение в цепь катода лампы сопротивления R_K приводит к тому, что на ее сетку оказывается поданным смещение, рав-

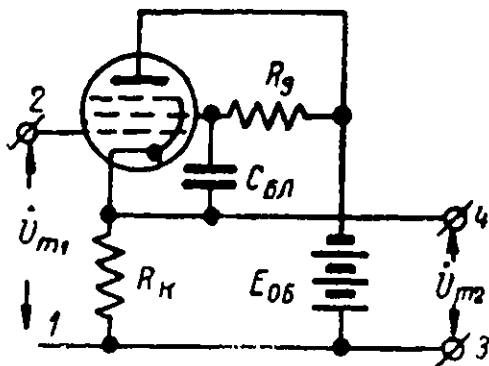


Рис. 188. Схема каскада с катодной нагрузкой, построенного на пентоде.

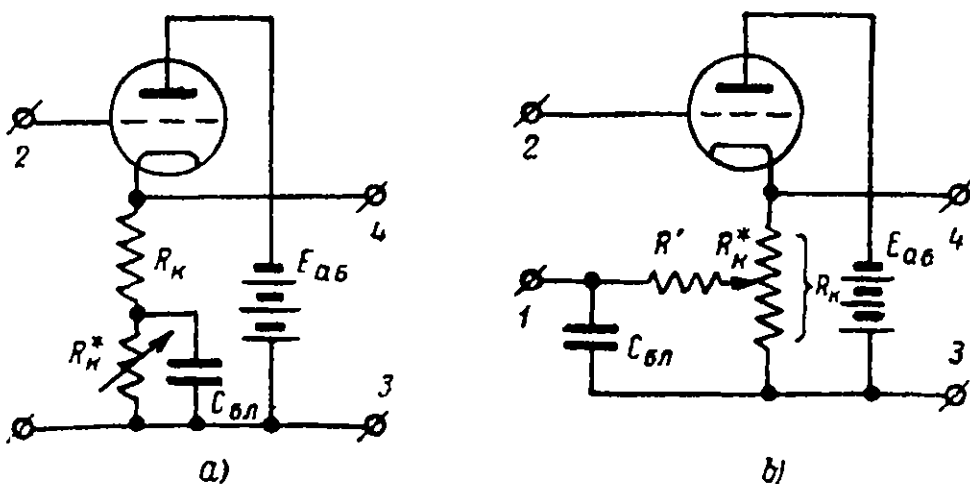


Рис. 189. Схемы регулировки сеточного смещения в каскадах с катодной нагрузкой.

ное $R_K I_{a0}$, где I_{a0} — постоянная составляющая анодного тока. Величина этого смещения может быть больше или меньше необходимой для нормальной работы лампы. Если его значение нужно увеличить, то в цепь катода включают дополнительное сопротивление, зашунтированное емкостью (рис. 189а). В этом случае $U_{a0} = -I_{a0} (R_K + R_K^*)$. Если же при выбранном значении сопротивления R_K сеточное смещение слишком велико, то на сетку лампы снимают только часть постоянного напряжения, выделяющегося на этом сопротивлении.

Так, например, в схеме на рис. 189*b* сеточное смещение равно $-I_{a0}R_k^*$, где R_k^* — участок сопротивления R_k , лежащий между точкой включения сопротивления R' и катодом лампы. Если величины сопротивления R' и емкости $C_{Бл}$ выбраны такими, что $\frac{1}{\omega_k C_{Бл}} \ll R'$, где ω_k — наиболее низкая частота в спектре усиливаемых сигналов, то практически все переменное напряжение u_2 оказывается приложенным к сетке лампы.

2. Характеристики каскада с катодной нагрузкой. Каскады с катодной нагрузкой обладают рядом замечательных свойств. Одно

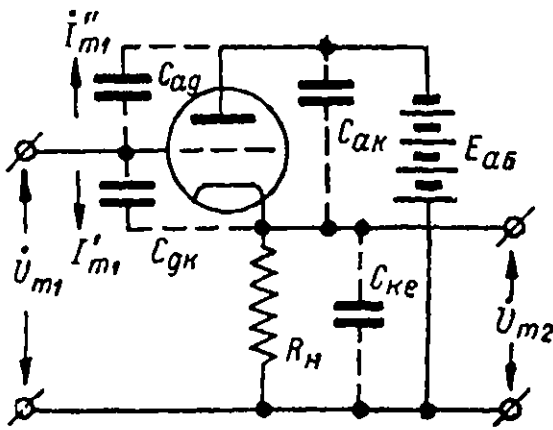


Рис. 190. Схема каскада с катодной нагрузкой с паразитными емкостями.

из них заключается в том, что их входная емкость значительно меньше, чем усилительных каскадов, рассмотренных выше. В этом можно убедиться, рассматривая схему каскада, изображенную на рис. 190, в которой отмечены паразитные емкости (для простоты полагаем, что нагрузка каскада — активное сопротивление). Ток, потребляемый от источника сигналов, состоит из двух компонент — тока, протекающего через емкость C_{gk} —

$I'_{m1} = \dot{U}_{m1} (1 - k) j\omega C_{gk}$, и тока, протекающего через емкость C_{ag} —

$I''_{m1} = \dot{U}_{m1} j\omega C_{ag}$. Следовательно, амплитуда полного тока, протекающего в цепи источника усиливаемых сигналов:

$$I_{m1} = I'_{m1} + I''_{m1} = \dot{U}_{m1} [j\omega (C_{ag} + (1 - k) C_{gk})].$$

Отсюда видно, что вход схемы может быть эквивалентно заменен емкостью

$$C_{вх} = C_{ag} + (1 - k) C_{gk}. \quad (239)$$

Величина входной емкости каскада изменяется в пределах от $C_{вх \max} = C_{ag} + C_{gk}$ при $R_k = 0$ до $C_{вх \min} = C_{ag}$, если усиление каскада приближается к единице. Так как у пентодов величина емкости C_{ag} порядка нескольких тысячных долей пикофарады, то при $k \approx 1$ величина $C_{вх}$ крайне мала.

При более детальном анализе следует принять во внимание активную компоненту входного сопротивления каскада, обусловленную комплексным характером нагрузки, несовершенством изоляции между вводами лампы и т. д. Величина сопротивления $R_{вх}$ оказывается функцией частоты, и если нагрузка имеет емкостный характер, оно отрицательно. Поэтому каскад может самовозбудиться. Практически условие самовозбуждения каскада выполняется на частотах порядка

многих десятков мегагерц, а в области более низких частот схема работает вполне устойчиво.

Вторым замечательным свойством каскада с катодной нагрузкой является его малое выходное сопротивление. Для того чтобы пояснить, что здесь имеется в виду, перепишем выражение (236) в виде:

$$i_{m2} = \frac{\dot{U}_{m1}\mu'}{R'_i + \dot{Z}_H}.$$

Это соотношение показывает, что выход каскада может быть представлен, как генератор, питающий нагрузку \dot{Z}_H . Этот генератор возбуждает э. д. с. $\mu'\dot{U}_{m1}$ и имеет внутреннее сопротивление, равное R'_i . Если $\mu \gg 1$, то

$$R'_i \approx \frac{1}{S}. \quad (240)$$

Здесь S — крутизна лампы. В зависимости от ее значения величина R'_i колеблется в пределах от нескольких сотен до тысячи ом. Поэтому рассматриваемый каскад, как источник тока, питающего нагрузку, представляет собой генератор с малым внутренним сопротивлением. Вследствие этого напряжение на клеммах нагрузки и протекающий через нее ток не зависят от величины ее сопротивления, пока последнее остается большим нескольких тысяч ом.

Выражение (240) справедливо вплоть до частоты в несколько мегагерц. При больших частотах следует учитывать шунтирующее действие междуэлектродных емкостей.

К положительным свойствам каскада с катодной нагрузкой следует отнести также то, что его характеристики оказываются близкими к идеальным в очень широкой области частот. Чаще всего в цепь катода лампы включается активное сопротивление R_K , с которого через переходную цепь C_{g2} , R_{g2} снимается напряжение на выход следующего каскада (рис. 191). В емкость C_2 , отмеченную на этом рисунке, входит емкость монтажа, входная емкость следующего каскада и, наконец, емкость между катодом и нулевым проводом (землей) рассматриваемого каскада (емкость $C_{ке}$). Сопротивление R_{g2} имеет тот же смысл, что и в схемах, приводившихся ранее.

Обычно значения сопротивлений R_{g2} и R_K таковы, что $R_{g2} \gg R_K$, а величина емкости C_{g2} на много порядков превосходит величину емкости C_2 . Поэтому для некоторых средних частот $\dot{Z}_H = R_K$, а в области высокочастотного конца спектра

$$\dot{Z}_H = \frac{R_K}{1 + j\omega C_2 R_K}.$$

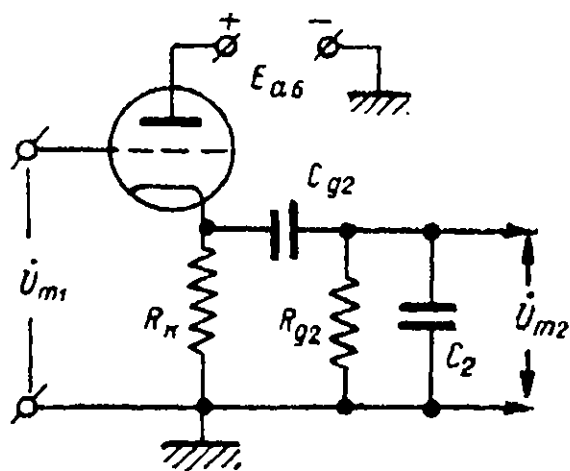


Рис. 191. Схема каскада с катодной нагрузкой с переходной цепью.

Соответственно

$$k_0 = \frac{\mu' R_K}{R_i' + R_K} \quad (241)$$

и

$$\dot{k}_B = \frac{\mu' R_K}{(R_K + R_i') + j\omega C_2 R_K R_i'} \quad (242)$$

Находя модуль отношения $\frac{\dot{k}_B}{k_0}$ и обозначая $\frac{R_i' R_K}{R_i' + R_K} = R$ и $\omega C_2 R = \Omega_B$, получим:

$$M_B = \frac{1}{\sqrt{1 + \Omega_B^2}} \quad (243)$$

Следовательно, вид обобщенной частотной характеристики каскада с катодной нагрузкой аналогичен виду обобщенной частотной характеристики обычного каскада усилителя на сопротивлениях. Так как величина сопротивления R_i' всегда меньше значения R_i , то при одинаковых значениях емкости C_2 верхняя граница полосы пропускания каскада с катодной нагрузкой соответствует значительно более высокой частоте, чем каскада с анодной нагрузкой, построенного на той же лампе. Можно убедиться, что при условии $R_K \gg R_i'$ верхние границы полос пропускания обоих каскадов совпадают, если коэффициент усиления каскада с анодной нагрузкой на средних частотах равен единице, т. е. если $R_a = \frac{1}{S}$. Поэтому полоса пропускания каскада с катодной нагрузкой ограничена частотой в несколько десятков мегагерц, если емкость C_2 имеет порядок нескольких десятков пикофарад. В случае необходимости она может быть расширена в сторону еще более высоких частот введением корректирующих цепей, аналогичных применяемым в обычных усилителях на сопротивлениях.

Фазовая характеристика каскада с катодной нагрузкой может быть найдена совершенно так же, как частотная характеристика. Ее вид подобен виду фазовой характеристики обычного каскада на сопротивлениях, но она приближается к линейной в более широком интервале частот, чем характеристика каскада, коэффициент усиления которого больше единицы.

Характеристики каскада в низкочастотной части спектра целиком определяются параметрами переходной цепи. Поэтому в этой области частот характеристики каскада с катодной и анодной нагрузками совпадают, если параметры переходных цепей в обоих случаях одинаковы.

Таким образом, каскад с катодной нагрузкой имеет малую входную емкость и малое выходное сопротивление, а его полоса пропуска-

ния шире, чем полоса обычного некорректированного каскада усилителя на сопротивлениях, коэффициент усиления которого больше единицы.

3. Некоторые применения каскадов с катодной нагрузкой. Каскад с катодной нагрузкой оказывается чрезвычайно полезным в качестве входного каскада некоторых специальных усилителей.

Примером этого может служить схема усиления фототоков. На рис. 192 приведена схема включения вакуумного или газонаполненного фотоэлемента на вход усилителя, первый каскад которого представляет собой обычный каскад с активным сопротивлением в анодной цепи лампы. В цепь питания фотоэлемента включено сопротивление R^* . Величина падения напряжения на этом сопротивлении определяется током, протекающим через фотоэлемент. Если освещенность его катода непостоянна, то падение напряжения на сопротивлении R^* меняет

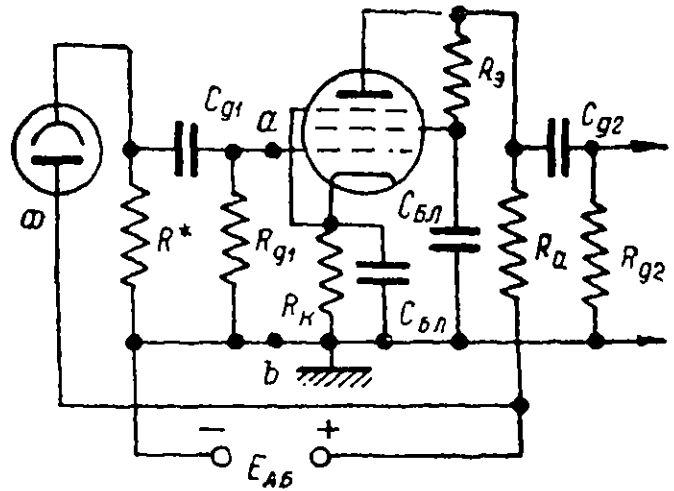


Рис. 192. Схема включения фотоэлемента на вход усилителя.

свою величину, и переменное напряжение через цепь связи C_{g1}, R_{g1} подается на сетку первой лампы усилителя. Для того чтобы величина переменного напряжения на сопротивлении R^* была бы большой, его значение обычно выбирается порядка нескольких мегом (а иногда и нескольких десятков мегом). Эквивалентная схема входа усилителя представлена на рис. 193 а, причем фотоэлемент изображен в виде генератора с внутренним сопротивлением R_{ϕ} (величина R_{ϕ} определяется характеристиками фотоэлемента). Эта схема подобна эквивалентной схеме усилительного каскада на сопротивлениях. Поэтому вид ее частотной и фазовой характеристик аналогичен виду характеристик обычного усилительного каскада. Это означает, что как при большой, так и при малой частоте модуляции интенсивности света, падающего на катод фотоэлемента, амплитуда переменного напряжения на сетке усили-

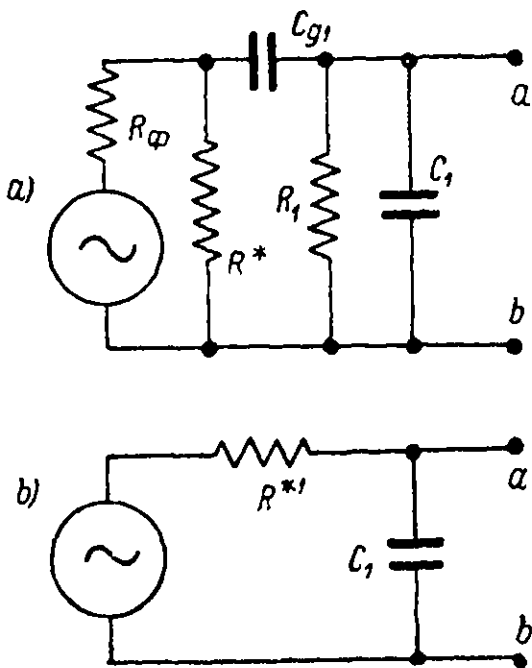


Рис. 193. Эквивалентные схемы входной цепи усилителя с присоединенным фотоэлементом.

тельного каскада. Это означает, что как при большой, так и при малой частоте модуляции интенсивности света, падающего на катод фотоэлемента, амплитуда переменного напряжения на сетке усили-

тельной лампы будет меньше, чем в области некоторых средних частот модуляции.

Если частота переменного тока достаточно велика, то величиной сопротивления емкости C_{g1} можно пренебречь по сравнению с величинами сопротивлений R^* и R_1 (величина сопротивления R_1 , эквивалентного параллельному соединению сопротивлений R_{g1} и входного сопротивления каскада, должна быть порядка величины R^* или больше ее, так как для переменного тока оно включено в схему параллельно R^*). Поэтому для относительно высоких частот модуляции света, падающего на фотоэлемент, эквивалентная схема входа может быть представлена в виде цепи, изображенной на рис. 193 б, причем величина $R^{*'}$ равна величине сопротивления цепи, состоящей из параллельного соединения сопротивлений R_{ϕ} , R^* и R_1 . Верхняя граница полосы пропускания такой схемы, соответствующая значению $M_b = 0,9$ (см. выражение 210):

$$\omega_b = 2\pi f_b = \frac{1}{2\tau},$$

где $\tau = R^{*'} C_1$.

Если, например, $R^{*'} = 5 \text{ Мом}$, а $C_1 = 50 \text{ пф}$, то $f_b \approx 300 \text{ гц}$. Следовательно, полоса пропускания входной цепи оказывается очень узкой. Для ее расширения в стороны высоких частот необходимо уменьшить либо величину сопротивления $R^{*'}$ либо величину емкости входной цепи усилителя C_1 . Уменьшение величины сопротивления нагрузки фотоэлемента нежелательно, так как оно сопровождается снижением амплитуды усиливаемого переменного напряжения во всей области частот. Для уменьшения величины емкости C_1 необходимо уменьшить входную емкость лампы и снизить емкость монтажа. Используя во входном каскаде усилителя пентод, входную емкость лампы можно довести до нескольких единиц пикофарад. Если же в качестве первого каскада использовать каскад с катодной нагрузкой, то входная емкость лампы снизится до долей пикофарады. Для того чтобы уменьшить емкость монтажа входной цепи, фотоэлемент должен быть расположен в непосредственной близости от лампы первого каскада усилителя. Но при экспериментальной работе бывает желательно свободно перемещать фотоэлемент, оставляя на месте усилитель со всем питанием. В этом случае применение каскада с катодной нагрузкой оказывается особенно полезным. Такой каскад вместе с фотоэлементом монтируется в отдельном кожухе, имеющем сравнительно малые размеры. От этого блока („фотоэлектрической головки“) идет экранированный кабель, соединяющий выход каскада с катодной нагрузкой со входом второго каскада усилителя (рис. 194), смонтированного вместе с остальными каскадами. В этом же кабеле проходят провода питания фотоэлемента и лампы вынесенного каскада. При такой конструкции фотоэлемент можно легко перемещать, и вместе с тем величина емкости C_1 может быть сделана порядка

нескольких пикофард. Следовательно, равномерность частотной характеристики входной цепи будет значительно выше, чем в случае монтажа входного каскада усилителя вблизи остальных и связи фотоэлемента со входом усилителя с помощью свободных проводов (экранированного кабеля).

Однако для того, чтобы судить о том, насколько удачно построение отдельной фотоэлектрической головки усилителя, следует выяснить, как отразится на характеристиках первого каскада его соединение

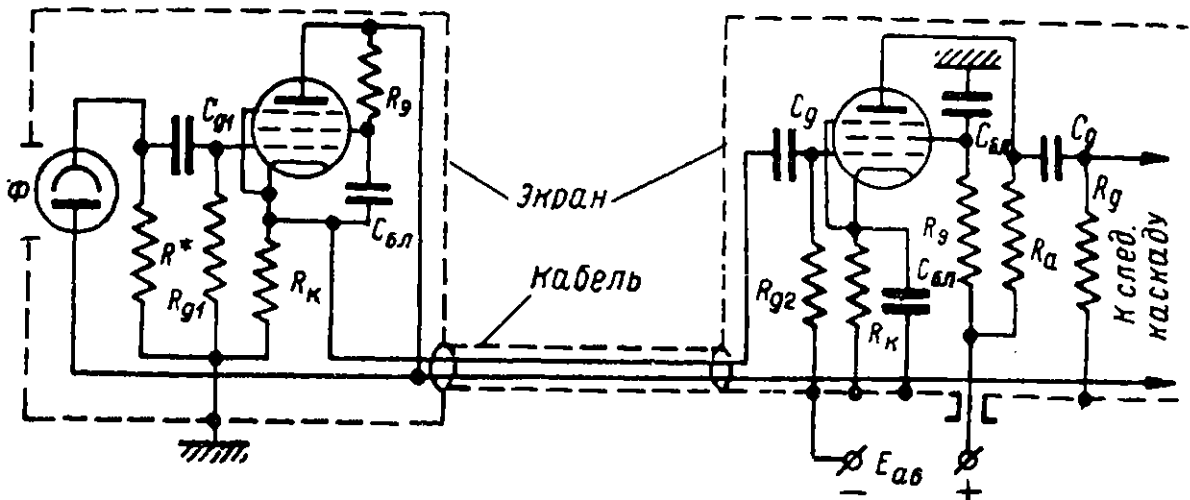


Рис. 194. Применение каскада с катодной нагрузкой для постройки отдельной фотоэлектрической головки усилителя.

со входом следующего с помощью кабеля. Введение кабеля приводит к возрастанию значения паразитной емкости C_2 . Но поскольку выходное сопротивление каскада с катодной нагрузкой мало, то даже, если значение емкости C_2 увеличится до нескольких сотен пикофард, частотная характеристика каскада останется практически равномерной (а фазовая — линейной) в пределах полосы пропускания, определяемой входной цепью усилителя.

Таким образом, используя каскад с катодной нагрузкой, можно построить усилитель, в котором источник усиливаемых сигналов вместе с первым каскадом отделен от всей остальной схемы и соединен с ней с помощью кабеля. При этом характеристики усилителя оказываются не хуже, чем характеристики установки, в которой источник сигналов смонтирован вместе со всей остальной схемой.

Каскад с катодной нагрузкой может быть весьма полезен как выходной каскад усилителя. Если величина сопротивления R_k мала, то применение для этой цели обычного каскада с анодной нагрузкой приводит к тому, что основная часть мощности теряется на внутреннем сопротивлении лампы и лишь ничтожная доля ее выделяется в нагрузку.

В каскаде с катодной нагрузкой роль внутреннего сопротивления лампы играет сопротивление R'_k , обычно имеющее значение порядка нескольких сотен ом. Поэтому каскад с катодной нагрузкой отдает

практически всю мощность нагрузке, если ее сопротивление не меньше нескольких тысяч ом. При этом напряжение на клеммах нагрузки и протекающий через нее ток практически не зависят от ее сопротивления, пока оно остается достаточно большим. Наконец, благодаря тому, что в каскаде с катодной нагрузкой имеется стопроцентная отрицательная обратная связь, нелинейные искажения оказываются исключительно малыми, что, как известно, весьма существенно для выходного каскада схемы.

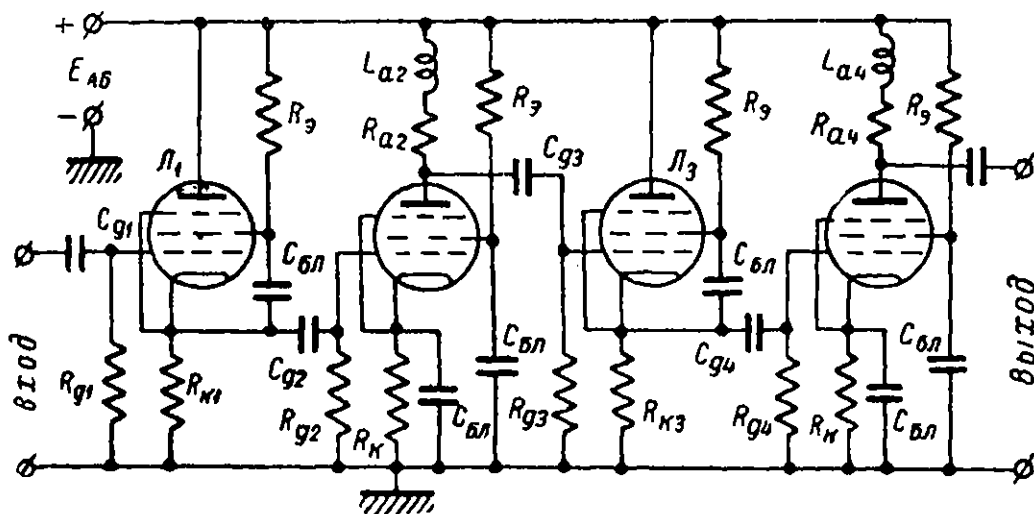


Рис. 195. Применение каскадов с катодной нагрузкой в широкополосных усилителях.

В схемах широкополосных усилителей каскады с катодной нагрузкой иногда применяются в качестве промежуточных, разделяющих два соседние каскада с анодной нагрузкой.

В качестве примера на рис. 195 приведена схема широкополосного усилителя, в которой каскады с катодной нагрузкой используются в качестве входного и промежуточного каскадов. Включение промежуточного каскада с катодной нагрузкой позволяет несколько улучшить характеристики всей схемы в целом в области высокочастотного конца спектра. Это оказывается возможным благодаря тому, что неравномерность частотной характеристики каскада, собранного на второй лампе схемы рис. 195, в области высоких частот уменьшается, так как следующий за ним каскад с катодной нагрузкой имеет малую входную емкость. Сам же каскад с катодной нагрузкой имеет достаточно широкую полосу пропускания для того, чтобы его введение не ухудшило вида характеристик всей схемы в целом.

Каскады с катодной нагрузкой широко используются для согласования нагрузки, имеющей малое сопротивление с генератором или линией с высоким сопротивлением, для постройки специальных схем, в которых весьма существенно высокое входное сопротивление и т. д. Все эти возможности применения каскадов основаны на их характеристиках, рассмотренных выше.

§ 4. УСИЛИТЕЛИ ПОСТОЯННОГО ТОКА И ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

1. Усилители постоянного тока и напряжения с разделительными батареями. Усилителями постоянного тока или напряжения называют такие устройства, коэффициент усиления которых отличен от нуля при частоте сигналов, равной нулю. Изменение напряжения или тока на выходе таких схем на некоторую величину вызывает соответственное изменение выходного напряжения или тока, величина которого сохраняется постоянной, пока остается постоянным напряжение или ток на входе.

Примерами применения усилителей постоянного тока в практике физического эксперимента могут служить установки для регистрации фототока при постоянной или медленно изменяющейся освещенности катода фотоэлемента, схемы для измерения ионных токов на коллекторе масс-спектрометра и т. д.

Снижение усиления до нуля во всех рассмотренных выше схемах обусловлено тем, что коэффициент передачи напряжения переходной цепи равен нулю при значении частоты $\omega = 0$. Получить величину коэффициента усиления, отличную от нуля при $\omega = 0$, можно, только соединив анод лампы одного каскада с сеткой лампы следующего каскада цепью, пропускающей сколь угодно медленные изменения величины напряжения. При этом надо позаботиться о том, чтобы сетка каждой лампы схемы не оказалась при относительно высоком постоянном потенциале анода лампы предшествующего каскада. Один из возможных вариантов такой схемы приведен на рис. 196. В ней цепью связи служит батарея $E_{Б1}$.

Работа схемы почти не требует пояснений. В отсутствии сигнала на входе (т. е. при условии, что через сопротивление R^* не протекает ток от внешнего источника), анодный ток первой лампы равен I_{a01} , а напряжение на аноде лампы относительно нулевого провода $U_{a01} = E_{aB} - I_{a01}R_{a1}$. Напряжение на сетке второй лампы $u_g = U_{a0} - E_{Б1}$ равно необходимому для ее нормальной работы значению U_{g0} , если $E_{Б1} = U_{a01} - U_{g0}$. В анодной цепи второй лампы протекает ток I_{a02} и напряжение на ее аноде, т. е. на выходе схемы, равно $U_{a02} = E_{aB} - I_{a02}R_{a2}$.

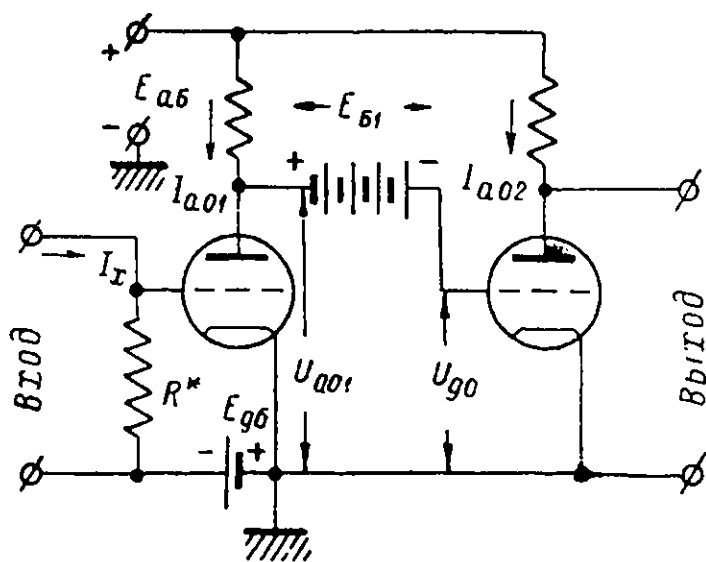


Рис. 196. Схема усилителя постоянного тока или напряжения с разделительной батареей.

При протекании через сопротивление R^* тока I_x от внешнего источника, потенциал сетки первой лампы изменяется на величину $I_x R^*$. Это приводит к изменению потенциала анода первой лампы, а следовательно, к изменению на такую же величину потенциала сетки второй лампы. Поэтому ток и напряжение на выходе схемы также изменяются. Их значения остаются постоянными, пока на входе усилителя продолжает действовать сигнал (т. е. пока $I_x = \text{const}$).

Многокаскадный усилитель, собранный по приведенной схеме, требует многих отдельных источников питания, что обычно неудобно.

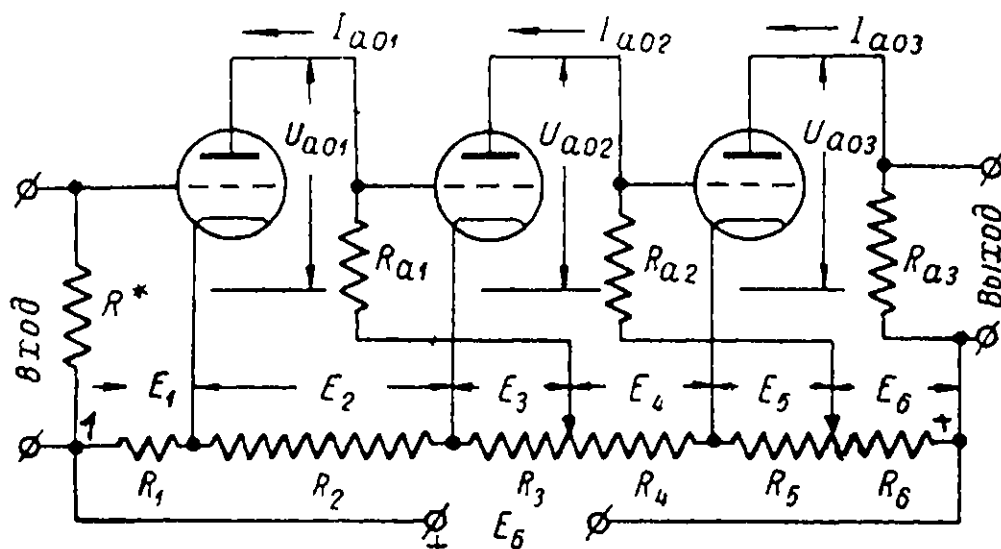


Рис. 197. Схема усилителя постоянного тока или напряжения с разделительным напряжением, снимаемым с потенциометра

На рис. 197 представлен другой вариант схемы усилителя постоянного тока или напряжения, отличающийся тем, что напряжения на аноды всех ламп снимаются с делителя, присоединенного к общему для всего усилителя источнику питания. Регулировкой величин напряжений E_1 , E_3 и E_5 можно установить необходимые для нормальной работы усилителя сеточные смещения ламп. Увеличение числа каскадов требует добавления новых секций потенциометра и увеличения напряжения источника питания.

Выясним, каков вид характеристик усилителя постоянного тока или постоянного напряжения.

Эквивалентная схема усилительного каскада постоянного тока (или постоянного напряжения), справедливая для небольших изменений потенциала сетки лампы, изображена на рис. 198. Емкость C_2 и сопротивление $R_{вх}$ в этой схеме имеют тот же смысл, что и в схемах усилителей переменного тока (напряжения). В области средних и низких частот (вплоть до частоты $\omega = 0$) эта схема совпадает с эквивалентной схемой каскада усилителя на сопротивлениях для средних частот. В области высоких частот она совпадает с эквивалентной схемой резистатного каскада для высокочастотного конца спектра сигналов. Поэтому частотная характеристика усилителя постоянного тока (или

постоянного напряжения) в области низких частот остается равномерной вплоть до частоты $\omega = 0$, а в области высоких частот имеет такой же вид, как характеристика усилителя на сопротивлениях. Фазовых искажений в низкочастотный конец спектра усилитель постоянного тока не вносит, а фазовые искажения в области высокочастотного конца спектра аналогичны искажениям, вносимым усилителем на сопротивлениях.

Из сказанного следует, что медленные изменения напряжения на входе усилителя постоянного тока, т. е. такие изменения, которые происходят за время $t \gg \tau_a = R_a^* C_2$, воспроизводятся на его выходе без линейных искажений. Если же напряжение на сетке первой лампы схемы внезапно (т. е. за время $t \ll \tau_a$) увеличивается на некоторую величину, то нарастание напряжения на выходе N -каскадного усилителя следует зависимости (213) и изображается графически в виде кривых, представленных на рис. 163. Уменьшение напряжения на выходе при внезапном уменьшении напряжения на входе также носит монотонный характер в отличие от немонотонного изменения напряжения на выходе усилителя, содержащего переходные цепи C_g, R_g .

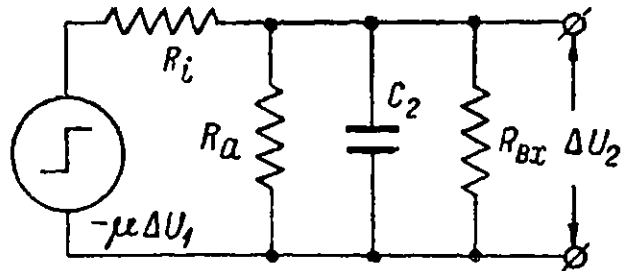


Рис. 198. Эквивалентная схема каскада усилителя постоянного напряжения или тока.

Найдем выражение для коэффициента усиления N -каскадной схемы усилителя постоянного напряжения в области, где частотная характеристика равномерна.

Под коэффициентом усиления каскада постоянного напряжения, так же как и каскада усилителя напряжения, собранного по любой другой схеме, понимают величину $k = \frac{\Delta U_n}{\Delta U_{n-1}}$, где ΔU_{n-1} — изменение напряжения на входе каскада, а ΔU_n — соответствующее изменение величины напряжения на его выходе. Обращаясь к эквивалентной схеме каскада и полагая, что $R_{вх\ n+1} \gg R_{an}$, напишем:

$$k_n = -\mu \frac{R_{an}}{R_{in} + R_{an}}.$$

Знак минус перед правой частью выражения показывает, что каждый каскад меняет полярность усиливаемого напряжения на обратную. Если схема содержит N каскадов, то ее общее усиление

$$k_N = (-1)^N \prod_1^N \mu_n \frac{R_{an}}{R_{in} + R_{an}}. \quad (244)$$

При работе схемы в качестве усилителя тока представляет интерес величина коэффициента усиления тока. Если, как это обычно

имеет место, $R^* \ll R_{вх1}$, то для первого каскада схемы имеем:

$$k_{i1} = \frac{\Delta I_{a1}}{\Delta I_x} = \mu_1 \frac{R^*}{R_{i1} + R_{a1}}.$$

Перед правой частью стоит знак плюс, так как ток I_x считается положительным, если он протекает в направлении от сетки лампы к ее катоду, а положительное направление анодного тока совпадает с направлением от анода к катоду. Коэффициент усиления второго каскада при условии, что $R_{вх2} \gg R_{a1}$:

$$k_{i2}' = \frac{\Delta I_{a2}}{\Delta I_{a1}} = -\mu_2 \frac{R_{a1}}{R_{i2} + R_{a2}}.$$

Знак минус перед правой частью соответствует тому, что положительное направление тока на входе второго каскада совпадает с отрицательным направлением анодного тока первой лампы.

Продолжая дальше, найдем, что общее усиление схемы, состоящей из N каскадов, определяется выражением:

$$k_{iN} = (-1)^{N-1} \prod_1^N \mu_n \frac{R_{a(n-1)}}{R_{in} + R_{an}}. \quad (245)$$

(под R_{a0} следует понимать R^*).

Из сравнения выражений (244) и (245) видно, что

$$k_{iN} = \mu \frac{R^*}{R_{iN} + R_{aN}} k_{(N-1)}, \quad (246)$$

где $k_{(N-1)}$ — коэффициент усиления напряжения рассматриваемой схемы без последнего каскада. Следовательно, для получения большого коэффициента усиления тока, необходимо включить в схему сопротивление R^* возможно большей величины, а сопротивление нагрузки последнего каскада должно быть малым. Наконец, параметры всех каскадов за исключением последнего, должны быть выбраны такими, чтобы усиление напряжения этими каскадами оказалось возможно большим.

В частном случае, если усилитель построен на однотипных пентодах, то при условии, что для всех каскадов $R_{iN} \gg R_{aN}$, выражение (246) принимает вид:

$$k_{iN} = S^N R_a^{N-1} R^*. \quad (247)$$

Если, например, двухкаскадный усилитель тока построен на пентодах, имеющих крутизну $S = 10$ *ма/в*, причем в анодную цепь первой лампы включено сопротивление $R_{a1} = 10^4$ *ом*, а $R^* = 10^6$ *ом*, то коэффициент усиления тока $k_i = 10^8$ (если сопротивление нагрузки усилителя, т. е. сопротивление в анодной цепи второй лампы, много меньше ее внутреннего сопротивления).

Если усилитель постоянного тока должен пропускать высокочастотные составляющие спектра сигналов (например, желательно, чтобы время нарастания выходного напряжения при внезапных изменениях напряжения на его входе было бы мало), то величины сопротивлений анодных нагрузок ламп выбирают, исходя из допустимой неравномерности частотной характеристики в области высокочастотного конца спектра. При этом можно воспользоваться всеми приведенными выше соотношениями, связывающими значение R_a с величинами M_B и C_2 для усилителя на сопротивлениях, в которых следует положить $R_g = \infty$. Если же усилитель постоянного тока предназначен только для усиления весьма медленных изменений величины тока, то сопротивление анодной нагрузки ламп может быть выбрано практически любым.

Часто усилители постоянного тока используются таким образом, что для характеристики их работы существенна связь между величиной изменения тока на их выходе и изменением потенциала сетки первой лампы (а не изменением тока на входе схемы). С примером устройств подобного рода мы встретимся при ознакомлении со стабилизаторами тока (см. § 4 девятой главы). В этом случае усилитель удобнее всего характеризовать его крутизной.

Под крутизной усилителя постоянного тока, состоящего из N каскадов, понимают величину:

$$S_y = \frac{|\Delta I_{aN}|}{\Delta U_1}, \quad (248)$$

где ΔI_{aN} — изменение величины анодного тока последней лампы, соответствующее изменению напряжения на входе первого каскада на величину ΔU_1 . Комбинируя написанные выше соотношения, найдем, что в случае одинаковых ламп во всех каскадах и при условии, что анодная нагрузка каждой лампы много меньше ее внутреннего сопротивления,

$$S_y = Sk_{(N-1)}. \quad (249)$$

Здесь S — крутизна ламп, на которых построен усилитель, а $k_{(N-1)}$ — коэффициент усиления напряжения схемы без последнего каскада. Так как величина $k_{(N-1)}$ может быть сделана большой, то значение крутизны S_y легко доводится до единиц или десятков ампер на вольт.

Приведенная на рис. 197 схема усилителя постоянного тока обладает рядом существенных недостатков.

Через сопротивления, входящие в состав потенциометра питания ламп схемы, протекают их анодные токи. Поэтому для того, чтобы в схеме не возникли паразитные обратные связи, сопротивление потенциометра должно быть выбрано достаточно малым. При этом ток, потребляемый от источника питания, оказывается весьма значительным, что является одним из недостатков схемы, так как она требует относительно мощных источников питания.

Другим недостатком схемы является отсутствие общего нулевого провода для всех каскадов. Вследствие этого нагрузка, присоединенная к выходу усилителя, оказывается под высоким потенциалом, если заземлен отрицательный полюс источника питания. Наоборот, если заземлен его положительный полюс, то под высоким потенциалом оказывается вход усилителя. Кроме того, если усилитель построен на лампах прямого накала, то для питания их катодов нужны отдельные источники. Если же лампы подогревные и источник питания катодов общий для всей схемы, то в некоторых лампах между подогревателем и катодом имеется большая разность потенциалов (порядка напряжения всего источника питания анодных цепей схемы). Поэтому в этих лампах легко может наступить пробой тонкого слоя изоляции, отделяющей подогреватель от катода, что приведет к порче лампы.

В некоторых схемах усилителей постоянного тока сетка каждой лампы непосредственно соединяется с анодом лампы предыдущего каскада, но зато катод поддерживается при таком положительном потенциале, что разность потенциалов между сеткой и катодом равна величине, соответствующей нормальной работе лампы. Для этой цели можно воспользоваться падением напряжения на сопротивлении, включенном между катодом лампы и нулевым проводом. При этом в каждом каскаде, содержащем катодное сопротивление, возникает отрицательная обратная связь (по току). Поэтому, если необходимо получить большой коэффициент усиления, то величина сопротивления R_{κ} должна быть невелика. С другой стороны, падение напряжения на катодном сопротивлении каждой лампы должно быть порядка напряжения на аноде лампы предыдущего каскада, т. е. сопротивления должны быть достаточно велики. Это противоречие удачно разрешается применением сдвоенных ламп. Пример схемы, построенной на таких лампах с использованием катодных сопротивлений для получения нужных смещений на сетках ламп, приведен на рис. 199. Соотношение между величинами сопротивлений R_{a1} и $R_{\kappa 1}$ в этой схеме выбирается таким, чтобы величина коэффициента отрицательной обратной связи в первом

каскаде $\left(\beta_1 = \frac{R_{\kappa 1}}{R_{a1} + R_{\kappa 1}} \right)$ лежала бы в границах, определяемых тре-

бованиями, предъявляемыми к усилителю. Потенциал анода первой лампы в отсутствии сигнала на входе схемы равен $E_{aB} - I_{a 01} R_{a1}$. Далее, соотношение между величинами сопротивлений $R_{\kappa 2}$ и R_{a2} должно быть выбрано с учетом возможных значений коэффициента отрицательной обратной связи во втором каскаде. Вместе с тем значение сопротивления должно быть таким, чтобы падение напряжения на нем при отсутствии сигнала на входе схемы по абсолютной величине превосходило бы напряжение $U_{a 01}$ на величину $U_{g 02}$. Этим требованием определяется величина начального тока, протекающего через сопротивление $R_{\kappa 2}$ — тока $I_{a 02} + I'_a$. Для того чтобы получить этот ток при заданных значениях напряжений $U_{a 02}$

и U_{g02} , используется второй триод в лампе L_2 . Именно, потенциал сетки этого триода выбирается таким, что при напряжении на аноде второго триода, равном напряжению источника анодного питания, величина тока I'_a , протекающего вместе с током I_{a02} через сопротивление $R_{к2}$, была бы достаточна для получения нужного смещения на сетке первого триода лампы L_2 . Потенциал сетки второго триода лампы L_2 задается потенциометром, состоящим из сопротивлений R_1 и R_2 и стабилвольта S_1 . Таким образом, благодаря тому, что через сопротивление $R_{к2}$ протекает относительно большой начальный ток (не

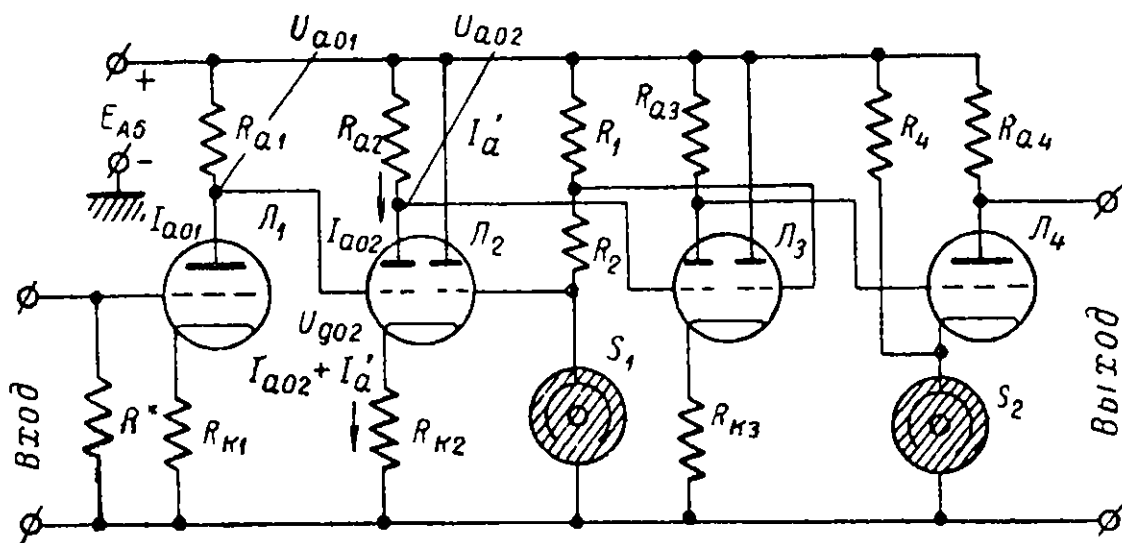


Рис. 199. Схема усилителя постоянного тока с катодными смещениями.

текущий через сопротивление нагрузки первого триода лампы L_2), это сопротивление может быть выбрано относительно небольшим. Совершенно так же получается необходимое смещение на сетке первого триода лампы L_3 (нужный для этого потенциал сетки второго триода лампы L_3 снимается также с потенциометра, состоящего из элементов R_1, R_2, S_1). Наконец, смещение на сетке последней лампы схемы задается потенциометром, состоящим из сопротивления R_4 и стабилвольта S_2 (очевидно, что потенциал катода определяется падением напряжения на стабилвольте S_2). При этом, так как падение напряжения на стабилвольте не зависит от протекающего через него тока (при правильно выбранном режиме), в последнем каскаде отрицательной обратной связи нет.

Преимуществом последней схемы по сравнению со схемой, изображенной на рис. 197, является наличие общего нулевого провода, что позволяет заземлять как одну клемму источника сигналов, так и одну клемму нагрузки, включаемой на выход усилителя. Так же, как и схема, представленная на рис. 197, эта схема требует для своего питания батареи, имеющей относительно высокое напряжение (приблизительно равное сумме напряжений на анодах всех ламп и падения напряжения на сопротивлении в анодной цепи последней лампы), а катоды ламп находятся при разных потенциалах по отношению

к нулевому проводу. Характеристики и коэффициент усиления схемы определяется приведенными выше соотношениями, так как эквивалентная схема каскада усилителя, собранного по схеме рис. 199, совпадает со схемой на рис. 198.

2. Усилители постоянного тока и напряжения с потенциометрической связью каскадов. Можно построить многокаскадную

схему усилителя постоянного тока или напряжения с общим относительно мало-мощным источником питания, имеющим сравнительно малое напряжение, включая между анодом каждой лампы и сеткой следующей потенциометры [7]. Такая схема имеет общий нулевой провод, а катоды всех ламп находятся при низком потенциале относительно этого провода.

Принцип построения схем с потенциометрической связью каскадов поясняет рис. 200a. Источник питания схемы секционируется и его отвод соединяется с нулевым проводом. Значения сопротивлений, составляющих потенциометр, выбираются такими, что точка соединения сопротивлений R_2 и R_3 находится при том же потенциале, что и отвод батареи, или отличается от него на заданную величину в ту или иную сторону. Следовательно, несмотря на соединение анода одной

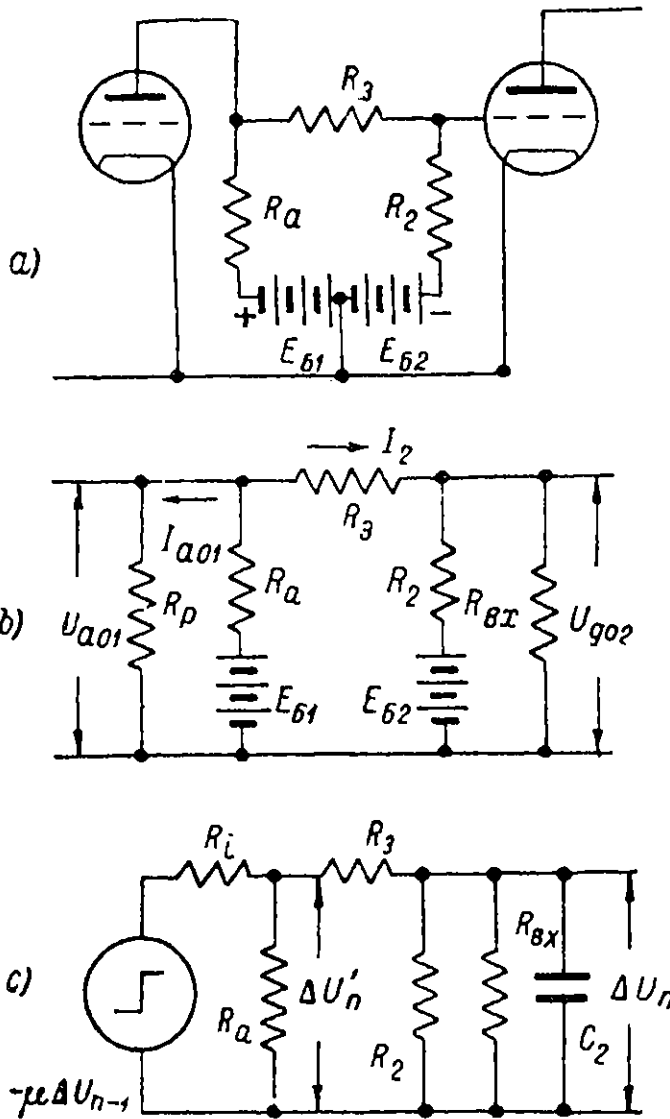


Рис. 200. Схема каскада усиления постоянного тока или напряжения с потенциометрической связью и эквивалентные схемы такого каскада.

лампы с сеткой следующей лампы без разделительного конденсатора, величина сеточного смещения последней может быть сделана равной значению, необходимому для ее нормальной работы.

Схема трехкаскадного усилителя описываемого типа приведена на рис. 201. Благодаря включению потенциометра в анодную цепь последней лампы, напряжение на выходе усилителя или ток в нагрузке, присоединенной к выходным клеммам при отсутствии сигнала на входе, равен нулю. Это весьма существенно, так как если при $I_x = 0$ ток

на выходе имеет большую величину, то малые изменения последней при протекании небольшого тока через сопротивление R^* трудно заметить. Поэтому условие $I_N = 0$ при $I_x = 0$ часто является обязательным, и выходы усилителей постоянного тока снабжаются специальными компенсационными цепями.

Эквивалентная схема каскада для протекающих в его цепях постоянных токов изображена на рис. 200*b*. Сопротивление R_p , отме-

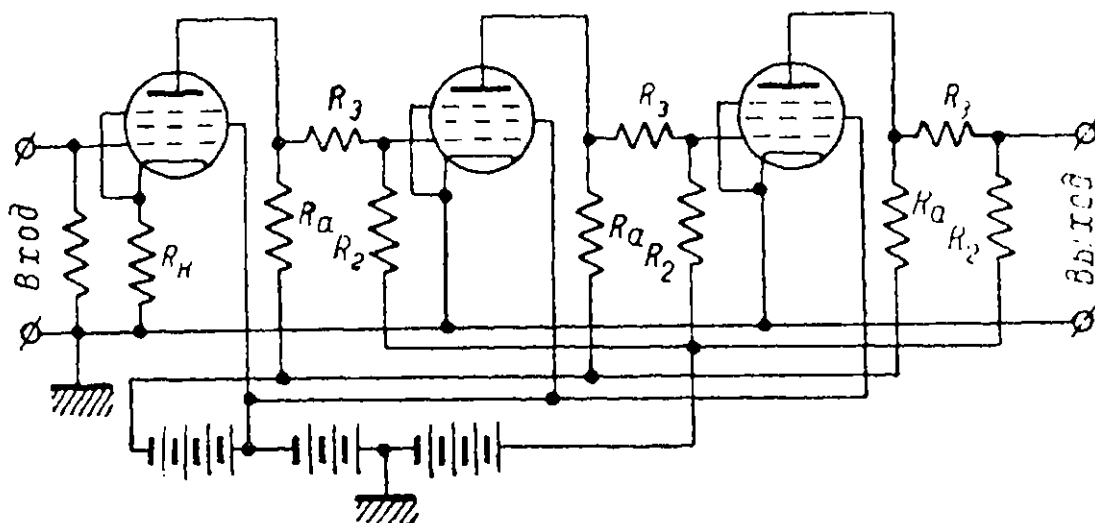


Рис. 201. Схема трехкаскадного усилителя постоянного тока с потенциметрической связью между каскадами.

ченное на этой схеме, представляет собой сопротивление интервала катод—анод лампы для постоянного тока $\left(R_p = \frac{U_{a0}}{I_{a0}}\right)$. Сопротивление $R_{вх}$ изображает сопротивление интервала сетка—катод следующей лампы также для постоянного тока. Обычно при отрицательных потенциалах сетки лампы его значение настолько велико, что $R_{вх}$ можно исключить из эквивалентной схемы.

Составляя уравнения Кирхгофа для протекающих в цепи токов и исключая из них переменные I_a и I_2 , получаем:

$$\left. \begin{aligned} R_3 &= R_a \frac{U_{a01} + U_{g02}}{E_{B1} - U_{a01} \left(1 + \frac{R_a}{R_p}\right)} \\ R_2 &= R_a \frac{E_{B2} - U_{g02}}{E_{B1} - U_{a01} \left(1 + \frac{R_a}{R_p}\right)} \end{aligned} \right\} \quad (250)$$

Эти выражения позволяют выбрать величины сопротивлений R_2 и R_3 потенциметра цепи связи, если заданы начальные потенциалы на электродах лампы и известны значения сопротивлений R_a и R_p .

Эквивалентная схема анодной цепи лампы каскада с потенциометрической связью, справедливая для небольших изменений потенциала сетки лампы, приведена на рис. 200 с. Коэффициент усиления каскада для области частот, где частотная характеристика еще не начинает снижаться за счет паразитных емкостей (т. е. в области частот от нуля до нескольких тысяч герц), может быть найден следующим образом.

Из рассмотрения эквивалентной схемы видно, что

$$\Delta U'_n = -\mu \Delta U_{n-1} \frac{R'_a}{R'_a + R_i},$$

где сопротивление R'_a представляет собой результат параллельного соединения сопротивлений R_a и цепи, состоящей из R_3 , R_2 и $R_{вх}$. Так как обычно выполняется неравенство $R_{вх} \gg R_2$, то

$$R'_a = \frac{R_a (R_2 + R_3)}{R_a + R_2 + R_3}.$$

Далее

$$\Delta U_n = \Delta U'_n \frac{R_2}{R_2 + R_3}.$$

Поэтому коэффициент усиления каскада

$$k = -\frac{\mu}{R'_a + R_i} \cdot \frac{R_a R_2}{R_a + R_2 + R_3}.$$

Если усилитель содержит N идентичных каскадов, построенных на пентодах и $R_i \gg R'_a$, то усиление схемы:

$$k_N = (-1)^N S^N \left(\frac{R_a R_2}{R_a + R_2 + R_3} \right)^N. \quad (251)$$

Коэффициент усиления схемы с потенциометрической связью между каскадами меньше, чем схем с разделительными батареями при равных значениях сопротивлений R_a и одинаковых лампах в обеих схемах. Причина этого лежит в том, что потенциометр шунтирует сопротивление R_a и, кроме того, на выход каскада передается только часть изменения анодного напряжения — та его часть, которая снимается с сопротивления R_2 потенциометра. Поэтому при выбранном значении сопротивления R_a коэффициент усиления схемы с потенциометрической связью тем больше, чем больше величины сопротивлений R_2 и R_3 и чем меньше отношение R_3/R_2 . Можно показать, что последнее отношение может быть сделано тем меньше, чем больше напряжение батареи $E_B = E_{B1} + E_{B2}$ по сравнению с напряжением на аноде

лампы U_{a0} . Так как повысить усиление можно введением дополнительных каскадов, то схема с потенциметрической связью между каскадами позволяет получить большое усиление даже при относительно малом значении напряжения E_B .

В качестве примера определим параметры схемы, изображенной на рис. 201, и найдем коэффициент ее усиления. Положим, что схема собрана на лампах 6Ж7Б, причем выберем $U_{a0} = 60$ в, $U_{g3} = 30$ в и, наконец, $U_{g0} = -1,0$ в. При этом $S = 0,37$ ма/в и $I_{a0} = 0,24$ ма. Следовательно, $R_p = 0,25$ Мом.

Напряжение источника питания схемы ограничим величиной 400 в, причем положим, что $E_{B1} = 250$ в, а $E_{B2} = 150$ в. С увеличением сопротивления R_a усиление каскада возрастает и поэтому значение R_a желательно выбрать возможно большим. Если бы через это сопротивление протекал только ток I_{a0} , то его можно было бы выбрать равным $\frac{E_{B1} - U_{a0}}{I_{a0}} = 0,8$ Мом. Так как при наличии в схеме

потенциметра R_2, R_3 через сопротивление R_a протекает также ток I_2 (см. схему на рис. 200 б), то величина R_a должна быть меньше 0,8 Мом. Выберем $R_a = 0,5$ Мом. Пользуясь выражениями (250), находим $R_2 = 1,06$ Мом и $R_3 = 0,44$ Мом. Коэффициент усиления каждого

каскада схемы $k = S \frac{R_a R_2}{R_a + R_2 + R_3} \approx 100$. Коэффициент усиления первого каскада будет несколько ниже, так как в нем имеется отрицательная обратная связь, обусловленная включением в катод лампы сопротивления R_k для получения смещения на сетке, равного U_{g0} . Величина этого сопротивления $R_k = \frac{|U_{g0}|}{I_{a0}} = 4200$ ом. При этом коэффициент усиления первого каскада оказывается приблизительно равным 40.

Таким образом, общее усиление рассматриваемой схемы порядка $4 \cdot 10^5$. Его можно увеличить, включив в схему первого каскада батарею сеточного смещения вместо сопротивления R_k , повысив напряжения источника питания схемы E_B и выбрав одновременно большие значения сопротивлений R_a, R_2 и R_3 или, наконец, увеличив число каскадов в схеме. При этом следует иметь в виду, что увеличение сопротивлений схемы сопровождается увеличением линейных искажений в высокочастотном конце спектра усиливаемых сигналов.

3. Стабильность усилителей постоянного тока и напряжения. Приведенные выше схемы усилителей постоянного тока и напряжения обладают весьма существенным недостатком. Все изменения напряжения батарей питания, непостоянство тока эмиссии ламп, вариации величины сеточного тока первой лампы (который, протекая по сопротивлению R^* , часто имеющему весьма значительную величину, создает на нем заметное падение напряжения) и т. д. вызывают изменения величины тока и напряжения на выходе усилителя, неотличи-

мые от изменений, получающихся в результате действия на входе полезного сигнала. Если усиливаются слабые сигналы, то паразитные изменения тока на выходе могут сделать невозможной работу со схемой.

Подчеркнем, что это является непосредственным следствием того, что коэффициент усиления схемы не равен нулю при $\omega = 0$. Если бы

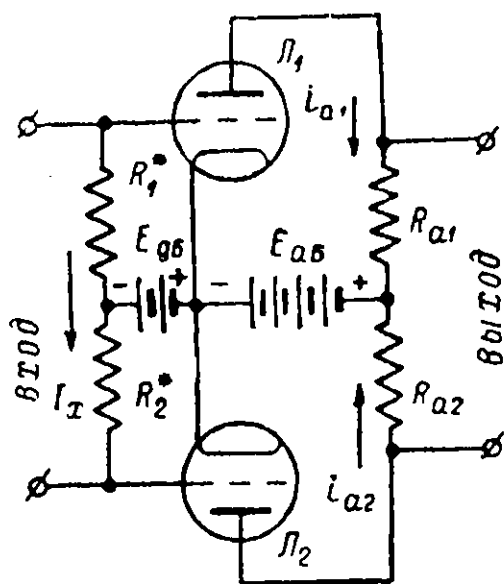


Рис. 202. Схема каскада балансного усилителя постоянного тока или напряжения.

в схеме имелись переходные цепи, коэффициент передачи напряжений которых стремится к нулю при $\omega = 0$, медленные изменения анодных токов ламп вследствие постепенных изменений напряжения источников питания, эмиссии катодов и т. п. не привели бы к появлению сигналов на выходе схемы. Таким образом, при усилении постоянного тока или напряжения нестабильность источников питания и медленные изменения эмиссии катодов ламп имеют большее значение, чем при усилении переменного тока или напряжения. Нестабильность вследствие непостоянства напряжения источников питания удастся снизить путем постройки усилителей по схемам, отличным от приведенных выше.

Примером схемы с повышенной стабильностью может служить балансная или двухтактная схема усилителя постоянного тока (рис. 202). В этой схеме имеется один, общий для обеих ламп источник напряжения смещения и один источник питания анодных цепей. Если оба плеча схемы идентичны, то в отсутствии сигнала на входе (т. е. если $I_x = 0$) анодные токи обеих ламп одинаковы и напряжение на выходе схемы равно нулю. При одинаковых характеристиках лампы изменение напряжения батарей питания вызывает равные изменения величин анодных токов ламп и напряжение на выходе (или ток в нагрузке, подключенной к клеммам 3 и 4 схемы) остается равным нулю. Если же через сопротивления R_1^* и R_2^* протекает ток от внешнего источника, то изменения потенциалов сеток имеют разные знаки. Поэтому анодный ток одной из ламп уменьшается, а другой — увеличивается, и на выходе появляется сигнал.

Практически не удастся достигнуть полной независимости напряжения на выходе балансной схемы от напряжений источников питания даже в пределах небольшого изменения их величины, так как невозможно подобрать двух ламп с совершенно одинаковыми характеристиками. Тем не менее, такие схемы часто применяются для постройки усилителей постоянного тока, причем экспериментально подбирается такой режим ламп, что стабильность схемы оказывается

наибольшей. Подробнее этот вопрос рассмотрен в гл. VII, где приведены также другие схемы, специально разработанные для повышения стабильности усилителей постоянного тока.

4. Усилители постоянного тока и напряжения с несущей частотой. Трудности, связанные с постройкой стабильных схем для усиления постоянного тока, привели к разработке устройств, предназначенных для этой цели и основанных на применении усилителей переменного тока или напряжения. Такие схемы значительно более стабильны, чем усилители постоянного тока, схемы которых были рассмотрены выше.

Принцип построения описываемых устройств поясняет блок-схема, изображенная на рис. 203. Вспомогательный генератор, входящий

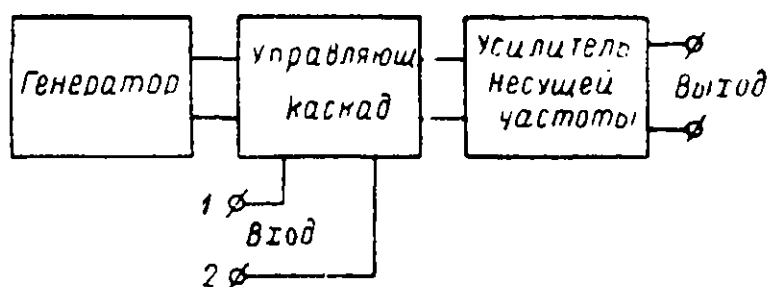


Рис. 203. Блок-схема усилителя постоянного тока или напряжения с несущей частотой.

в состав устройства, возбуждает переменное напряжение фиксированной частоты, которое через специальный управляющий каскад поступает на вход усилителя переменного напряжения. Амплитуда переменного напряжения на выходе управляющего каскада, т. е. на входе усилителя, равна нулю, если между клеммами 1 и 2 схемы нет постоянной разности потенциалов. Появление такой разности потенциалов (например, вследствие протекания постоянного тока I_x по сопротивлению R^* , включенному между клеммами 1 и 2), приводит к появлению на выходе управляющего каскада переменного напряжения, которое после усиления поступает на выход всего устройства. Если в схеме нет нелинейных искажений, то амплитуда напряжения на выходе пропорциональна величине постоянного напряжения, действующего между входными клеммами управляющего каскада.

Таким образом, роль усиливаемого постоянного напряжения сводится к управлению амплитудой переменного напряжения, которое возбуждается и усиливается в соответствующих каскадах схемы. Управление амплитудой колебаний носит название амплитудной модуляции, а частота колебаний, амплитуда которых модулируется, называется несущей частотой. Поэтому описываемые устройства называют усилителями постоянного тока с несущей частотой.

Если на выход усилителя с несущей частотой предполагается включать прибор постоянного тока, то в схему вводится дополни-

тельный (выходной) каскад, представляющий собой выпрямитель. Тогда при действии между клеммами 1 и 2 схемы постоянного напряжения, на выходе появляется также постоянное напряжение.

На рис. 204 приведена одна из возможных схем управляющего каскада [8].

В этой схеме имеются два одинаковых пентагрида 6А5Б (6Л7), работающих на общую нагрузку R_a . На вторые управляющие сетки обеих ламп подается переменное напряжение от генератора.

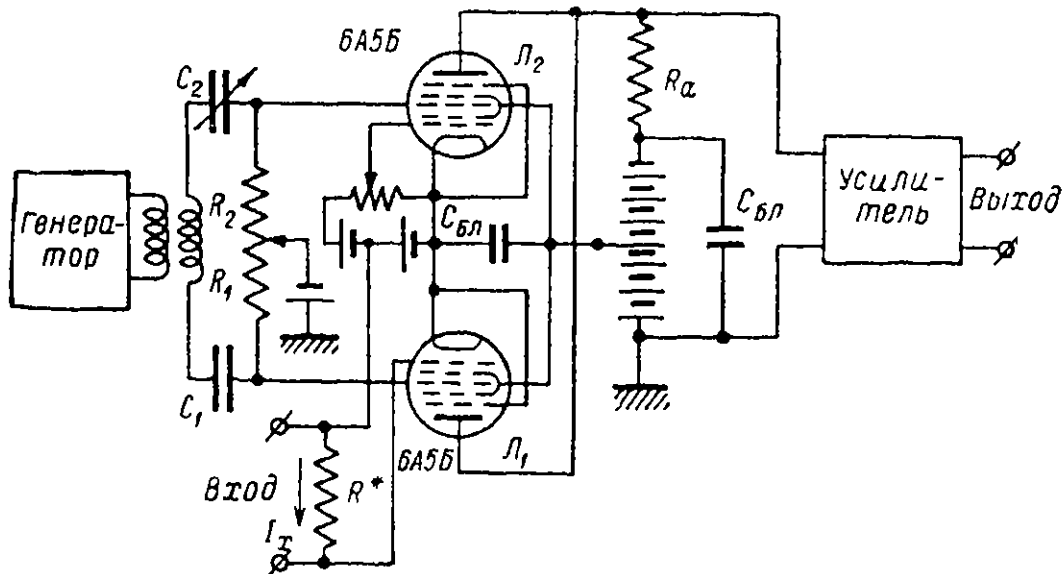


Рис. 204. Пример схемы управляющего каскада усилителя постоянного тока с несущей частотой.

Если схема совершенно симметрична, то при условии, что $R_1 = R_2$ и $C_1 = C_2$, переменное напряжение, действующее на вторых управляющих сетках обеих ламп, имеет равные амплитуды, но изменяется в противофазе. Если, далее, параметры обеих ламп совершенно одинаковы, то при равных потенциалах их первых управляющих сеток в анодных цепях протекают одинаковые по амплитуде и противоположные по фазе переменные токи. Поэтому амплитуда переменного напряжения на сопротивлении R_a равна нулю. Протекание постоянного тока от внешнего источника по сопротивлению R^* вызывает изменение потенциала управляющей сетки лампы L_1 , и амплитуда переменного анодного тока этой лампы соответственно изменяется. В результате этого на сопротивлении R_a появляется переменное напряжение.

Практически паразитные параметры обеих ветвей схемы и характеристики ламп оказываются несколько различными. Поэтому для балансировки схемы, т. е. для подбора такого режима, при котором на выходе усилителя нет переменного напряжения, если ток I_x равен нулю, в схеме предусмотрена возможность регулировки смещения на сетке одной из ламп и подбора амплитуды и фазы переменных напряжений, действующих на вторых управляющих сетках обеих

ламп. Последнее осуществляется изменением соотношений между величинами сопротивлений R_1 и R_2 , с одной стороны, и емкостями C_1 и C_2 — с другой.

На других узлах схемы останавливаться не будем. Отметим только, что полоса пропускания усилителя может быть сделана очень узкой, так как он предназначен для усиления сигналов фиксирован-

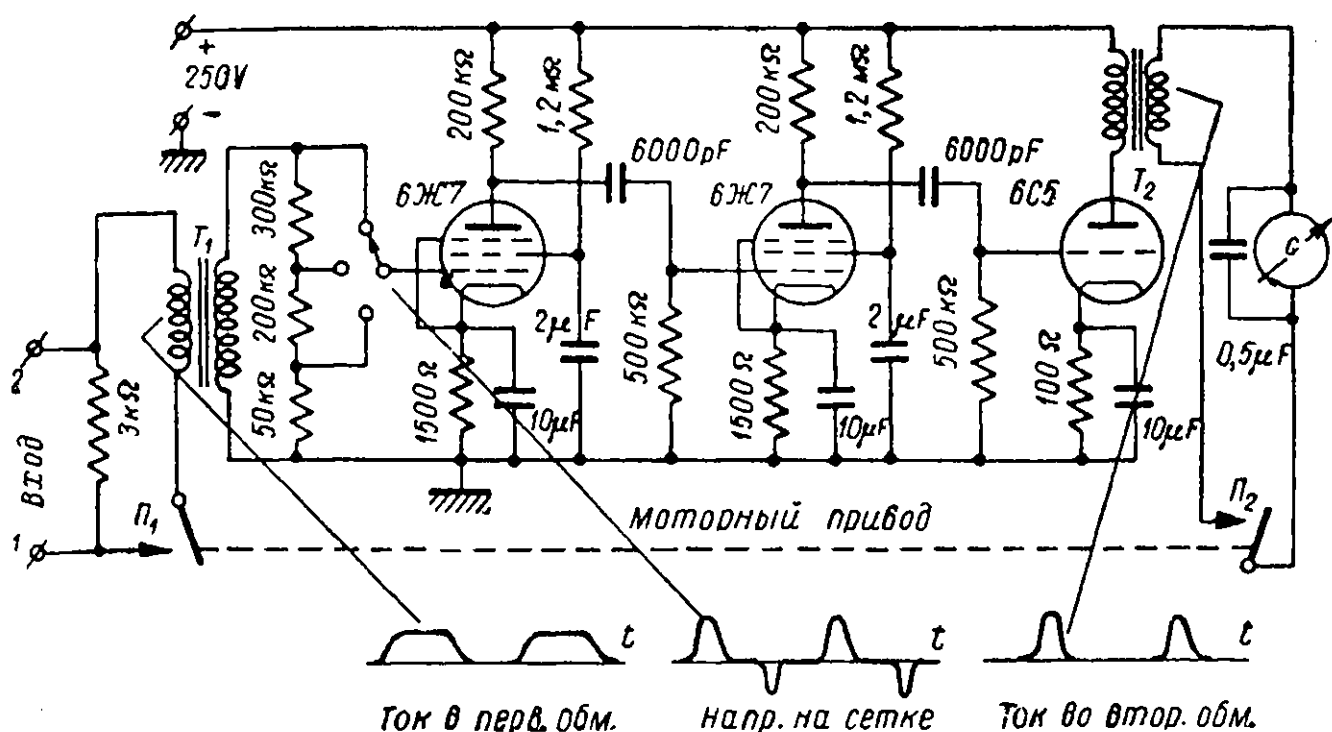


Рис. 205. Схема усилителя постоянного тока с синхронным размыканием входной и выходной цепей.

ной частоты. При этом фон на выходе устройства, обусловленный флюктуационным напряжением, оказывается очень малым, что является дополнительным существенным преимуществом усилителей постоянного тока с несущей частотой.

Разновидностью усилителей с несущей частотой являются усилители с периодическим и синхронным размыканием входной и выходной цепей. Пример схемы усилителя такого типа приведен на рис. 205 [9]. Измеряемый постоянный ток подводится к клеммам 1 и 2. К концам сопротивления, присоединенного к этим клеммам, периодически подключается первичная обмотка трансформатора T_1 (рубильник Π_1 периодически размыкается и замыкается с помощью специального моторчика). В результате в этой обмотке появляются импульсы тока, которые трансформируются и приводят к возникновению импульсов напряжения на сетке первой лампы усилителя, на сопротивлениях. В анодную цепь последней лампы усилителя включен трансформатор T_2 . К вторичной обмотке этого трансформатора, через рубильник Π_2 , периодически присоединяется стрелочный гальванометр. Рубильник Π_2 размыкается и замыкается синхронно с рубильником Π_1 .

Поэтому гальванометр оказывается присоединенным к выходу схемы только в течение тех интервалов времени, когда на сетке первой лампы действуют импульсы напряжения. В остальное время гальванометр отключен и не подвержен действию флюктуационного напряжения.

При практической постройке схемы встречается ряд трудностей, связанных с помехами от контактных разностей потенциалов во входном рубильнике, с вибрациями и помехами, даваемыми моторчиком, приводящим в действие рубильники, и т. п.

Относительная сложность схем усилителей с несущей частотой и трудности конструирования и налаживания схем с прерыванием постоянного тока приводят к тому, что, несмотря на свои преимущества, эти схемы в настоящее время применяются реже, чем обычные схемы усиления постоянного тока.

ГЛАВА V

ГЕНЕРАТОРЫ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

§ 1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ГАРМОНИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

1. Компенсация затухания колебательного контура. В теории колебаний ламповые генераторы рассматриваются как один из частных случаев автоколебательных систем. В последних, наряду с потерями энергии (например, вследствие того, что активное сопротивление электрической цепи не равно нулю), имеются источники энергии (например, батареи питания), пополняющие эти потери. Вследствие этого в автоколебательных системах возможно поддержание стационарного колебательного процесса. Ему соответствует определенная амплитуда колебаний, при которой потери энергии равны энергии, поступающей от источников питания.

Процессы, протекающие в автоколебательных системах, описываются нелинейными дифференциальными уравнениями. Поэтому исследование процессов в схемах генераторов оказывается очень сложным.

Некоторые вопросы могут быть выяснены относительно просто путем „линеаризации“ системы, т. е. путем описания протекающих процессов приближенными линейными уравнениями. В частности, довольно просто находится условие, необходимое для того, чтобы в системе вообще могли существовать автоколебания.

Как было выяснено в гл. II, в усилителе с обратной связью, для которого выполняются условия, описываемые соотношением (120), возможен автоколебательный процесс. При этом, независимо от того, каков спектр сигнала, возбудившего схему, спектр возникших в ней колебаний будет определяться ее свойствами. В частности, если условие (120) выполняется только для весьма узкой области частот, то колебания в схеме будут гармоническими или близкими к ним. Примером такой схемы может служить схема генератора с колебательным контуром в анодной цепи лампы (рис. 206). Элементом цепи обратной связи является катушка L_1 , индуктивно связанная с катушкой контура (коэффициент взаимной индукции M).

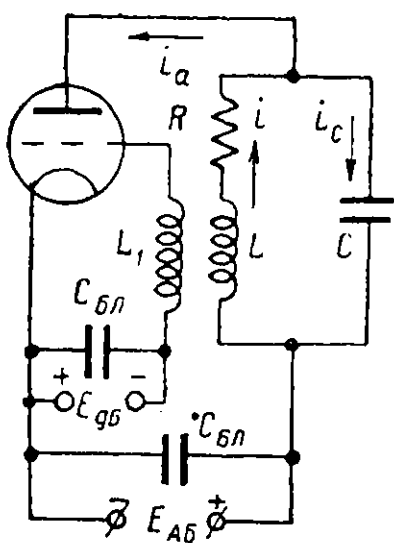
Для переменного тока, частота которого совпадает с резонансной частотой контура ω_0 , последний представляет собой чисто активное

сопротивление $R_{\infty} = \frac{r^2}{R}$. Поэтому фаза напряжения этой частоты на контуре обратна фазе напряжения на сетке лампы, т. е. $\Psi_{\kappa} = \pi$. Далее, фаза напряжения, переданного через цепь обратной связи, в зависимости от направления витков в катушках L и L_1 сдвинута на угол Ψ_{β} , равный π или 0 по отношению к фазе напряжения на контуре. Если $\Psi_{\beta} = \pi$, то $\Psi_{\kappa} + \Psi_{\beta} = 0$ (2π), что соответствует соотношению фаз, необходимому для самовозбуждения схемы (см. выражение 195). Поэтому, если параметры контура, лампы и величина взаимной индукции таковы, что $k\beta \gg 1$, то в схеме возможны колебания с частотой, равной резонансной частоте контура ω_0 . Усло-

вия для существования колебаний других частот оказываются более жесткими, так как по мере увеличения или уменьшения частоты по сравнению с ω_0 , сопротивление контура падает, а угол Ψ все более и более отличается от π .

Из этих соображений вытекает, что колебания в схеме должны носить гармонический характер. На самом деле это справедливо только при условии, что коэффициент обратной связи не слишком велик, а качество контура не слишком низкое. В противном случае в схеме одновременно выполняются условия самовозбуждения для полосы частот, и колебания заметно отличаются от гармонических.

Рис. 206. Схема генератора с самовозбуждением.



С целью более детального рассмотрения процессов в схеме генератора, найдем выражение для тока, текущего в индуктивной ветви колебательного контура генератора, схема которого изображена на рис. 206. Составляя уравнения Кирхгофа для мгновенных значений тока в анодной цепи лампы, получим:

$$LC \frac{d^2 i}{dt^2} + RC \frac{di}{dt} + i = i_a. \quad (252)$$

Заменяя характеристики лампы параллельными прямыми во всей области изменения потенциалов электродов лампы, напишем:

$$i_a = S u_g + \frac{u_a}{R_i} = S (u_g + D u_a).$$

Далее, из рассмотрения схемы на рис. 206 следует, что

$$u_a = -Ri - L \frac{di}{dt} \quad \text{и} \quad u_g = \pm M \frac{di}{dt}.$$

Знак перед правой частью последнего соотношения определяется направлением витков в катушках L_1 и L . Выберем знак плюс, что соответствует тому, что u_a находится в противофазе с u_g (так как $u_a \approx -L \frac{di}{dt}$).

Подставляя значения u_a и u_g в соотношение для i_a и заменяя полученным выражением правую часть (252), найдем:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \left[\frac{R}{L} - \frac{S(M-DL)}{LC} \right] \frac{di}{dt} + \left(1 + \frac{R}{R_i} \right) \frac{1}{LC} i = 0. \quad (253)$$

Это выражение совпадает с уравнением, описывающим свободные колебания в контуре, параметры которого

$$L_3 = L, \quad C_3 = \frac{C}{1 + \frac{R}{R_i}} \quad \text{и} \quad R_3 = R - \frac{S(M-DL)}{C}. \quad (254)$$

Поэтому при рассмотрении процессов в схеме, изображенной на рис. 206, анодная цепь лампы может быть заменена эквивалентным колебательным контуром. Активное сопротивление последнего отличается от активного сопротивления контура схемы на величину

$$R_{(-)} = - \frac{S(M-DL)}{C}.$$

Следовательно, лампа вместе с цепью обратной связи (и источниками питания) играет роль отрицательного сопротивления, соединенного последовательно с сопротивлением контура. Это означает, что в контур поступает энергия.

Интеграл уравнения (253) может быть записан в виде

$$i = \frac{U_m}{\omega^* L} e^{-\delta^* t} \sin \omega^* t, \quad (255)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \omega^* \approx \omega_0^* &= \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{1 + \frac{R}{R_i}} \approx \omega_0 \\ \delta^* &= \frac{1}{2} \left[\frac{R}{L} - \frac{S(M-DL)}{LC} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (256)$$

Если абсолютная величина вносимого в контур отрицательного сопротивления меньше его активного сопротивления, то затухание контура положительно и амплитуда гармонических колебаний, возникших по

какой-либо причине, экспоненциально убывает (рис. 207, *a*). Если $|R_{(-)}| > R$, то $\delta^* < 0$ и амплитуда колебаний неограниченно возрастает (рис. 207, *b*). Наконец, если $|R_{(-)}| = R$, т. е. если потери в контуре в точности компенсируются энергией, поступающей в него через электронную лампу от источника питания схемы, то $\delta^* = 0$ и в контуре возможны колебания с постоянной амплитудой (рис. 207, *c*).

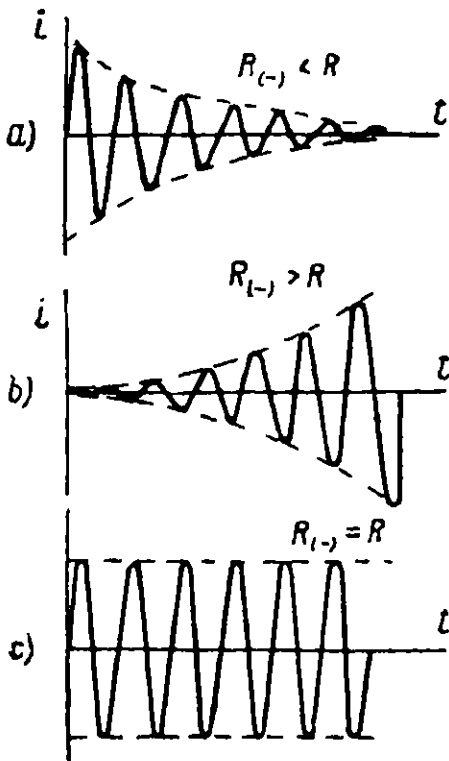


Рис. 207. Колебания в контуре генератора при разных соотношениях между его активным сопротивлением и отрицательным сопротивлением, вносимым лампой.

В последнем случае амплитуда автоколебаний определяется начальными условиями, т. е. тем толчком, который переводит схему в колебательный режим.

Следовательно, устройство, собранное по схеме, изображенной на рис. 206, превращается в автоколебательную систему, в которой возбуждаются гармонические колебания, если

$$R_3 \leq 0,$$

т. е.

$$R \leq S \frac{M - DL}{C}.$$

Это условие может быть также записано в виде

$$M \geq M_{\text{кр}} = \frac{RC}{S} + DL. \quad (257)$$

Что касается фазовых соотношений, необходимых для самовозбуждения схемы, то о них уже шла речь выше: сумма фазового сдвига при передаче напряжения из сеточной цепи в анодную Ψ_{α} и фазового сдвига при обратной передаче части напряжения из анодной в сеточную цепь Ψ_{β} должна быть равна нулю, т. е.

$$\Psi_{\alpha} + \Psi_{\beta} = 0. \quad (258)$$

2. Ограничение амплитуды автоколебаний. Возможность неограниченного возрастания амплитуды автоколебаний в случае $|R_{(-)}| > R$ и зависимость ее стационарной величины при $|R_{(-)}| = R$ от характера толчка, возбуждившего схему, не отвечают действительности.

Причины этого несоответствия кроются в аппроксимации характеристик лампы прямыми, что привело к описанию электрических процессов в схеме линейным уравнением (253).

Так как малые участки характеристик лампы всегда можно аппроксимировать отрезками прямых, то следует считать, что написанные выше выражения справедливы, пока амплитуда колебаний

в схеме мала. При возрастании амплитуды потенциалы сетки и анода лампы изменяются все в более и более широких пределах и необходимо принять во внимание криволинейность ее характеристик.

Положим, что до начала колебаний в схеме рабочая точка располагалась на прямолинейном участке динамической характеристики лампы, крутизна которой S_0 . Если выбором параметров схемы удовлетворено условие $M > \frac{RC}{S_0} - DL$, то в результате случайного толчка в схеме возникнут автоколебания, носящие развивающийся характер. С возрастанием амплитуды автоколебаний пределы движения рабочей точки по динамической характеристике расширяются, и она в течение все большей и большей части периода находится в области криволинейных участков, крутизна которых меньше S_0 . Поэтому вносимое в контур отрицательное сопротивление не остается постоянным в течение периода колебаний и по мере их развития его среднее значение уменьшается. Наконец, при некоторой амплитуде автоколебаний оказывается выполненным условие $\bar{R}_a = 0$ или $M = \frac{RC}{\bar{S}} - DL$. Здесь \bar{S} — средняя крутизна того участка динамической характеристики лампы, в пределах которого двигается рабочая точка.

Таким образом, условие самовозбуждения $M > \frac{RC}{S_0} - DL$ ($R_{a0} < 0$) при неизменных параметрах схемы, в результате развития автоколебаний, переходит в условие $M = \frac{RC}{\bar{S}} - DL$ ($\bar{R}_a = 0$). При этом количество энергии, поступающей в контур за период, как раз равно энергии, теряемой в нем из-за наличия активного сопротивления, и амплитуда автоколебаний перестает расти. Нетрудно убедиться, что это состояние схемы оказывается устойчивым.

Стационарная амплитуда колебаний зависит от параметров лампы и тем больше, чем больше величина взаимоиндукции M и чем меньше активное сопротивление контура.

Мы предполагали, что до начала развития автоколебаний рабочая точка находится на прямолинейном участке динамической характеристики лампы. При этом для перехода схемы в колебательный режим достаточно сколь угодно малого толчка (например, флюктуационного происхождения). Это соответствует так называемому „мягкому самовозбуждению“ схемы. Если же рабочая точка первоначально находится в области криволинейного участка динамической характеристики лампы (например, на ее нижнем сгибе), то с увеличением амплитуды сеточного напряжения средняя крутизна сначала возрастает, а затем вновь уменьшается. Поэтому может случиться, что при выбранном значении M условие самовозбуждения не выполняется для малых амплитуд, но выполняется, если амплитуда превосходит определенную величину. Тогда для возбуждения схемы

необходим достаточно сильный толчок (например, к сетке лампы должно быть на короткое время приложено достаточно большое напряжение). Это соответствует, так называемому, „жесткому возбуждению“ схемы. После того как схема возбуждена, колебания в ней носят развивающийся характер, и стационарная амплитуда соответствует условию $\overline{R}_s = 0$.

Так как в стационарном режиме лампу можно заменить квазилинейным элементом, то установившиеся процессы в схеме генератора могут быть описаны линейными уравнениями. С известным приближением эти процессы допустимо считать гармоническими, и поэтому описывающие их уравнения можно записать в форме комплексных амплитуд.

В некоторых случаях нет необходимости даже составлять систему уравнений для рассматриваемой схемы, а можно воспользоваться тем, что анодная цепь лампы генератора в стационарном состоянии может быть заменена эквивалентным возбужденным колебательным контуром, т. е. контуром, активное сопротивление которого равно нулю. Поэтому для нахождения условия самовозбуждения схемы достаточно написать выражение для активного сопротивления контура с учетом вносимых параметров и приравнять его нулю. Далее, частота генерируемых колебаний определяется как собственная частота возбужденного контура. Поэтому для ее нахождения достаточно приравнять нулю реактивную компоненту сопротивления эквивалентного контура.

§ 2. ВЫХОДНЫЕ КАСКАДЫ ГЕНЕРАТОРОВ

1. Основные характеристики работы оконечных каскадов.

Конечной целью возбуждения колебаний является питание энергией того или иного устройства, не входящего в схему генератора и представляющего собой для последнего нагрузку.

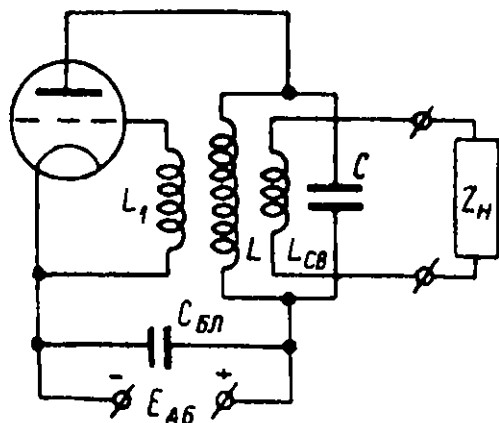


Рис. 208. Связь полезной нагрузки Z_H с колебательным контуром генератора с самовозбуждением.

В простейшем случае нагрузка может быть связана с колебательным контуром генератора (например, путем включения специальной катушки связи — рис. 208). Это эквивалентно внесению в контур дополнительного комплексного сопротивления, что расширяет контур и ухудшает его качество. Поэтому в такой простейшей схеме неизбежна сильная зависимость процессов в схеме генератора от параметров нагрузки, которые могут не оставаться постоянными в процессе работы.

Вследствие этого предпочитают строить многокаскадные схемы генераторов (рис. 209). Они содержат сравнительно малоч-

мощный каскад, в котором возбуждаются незатухающие колебания нужной частоты („задающий“ генератор) и один или несколько дополнительных каскадов, представляющих собой усилитель мощности. При этом не только получается нужная мощность на выходе, но и практически полностью исключается влияние нагрузки на режим работы задающего генератора.

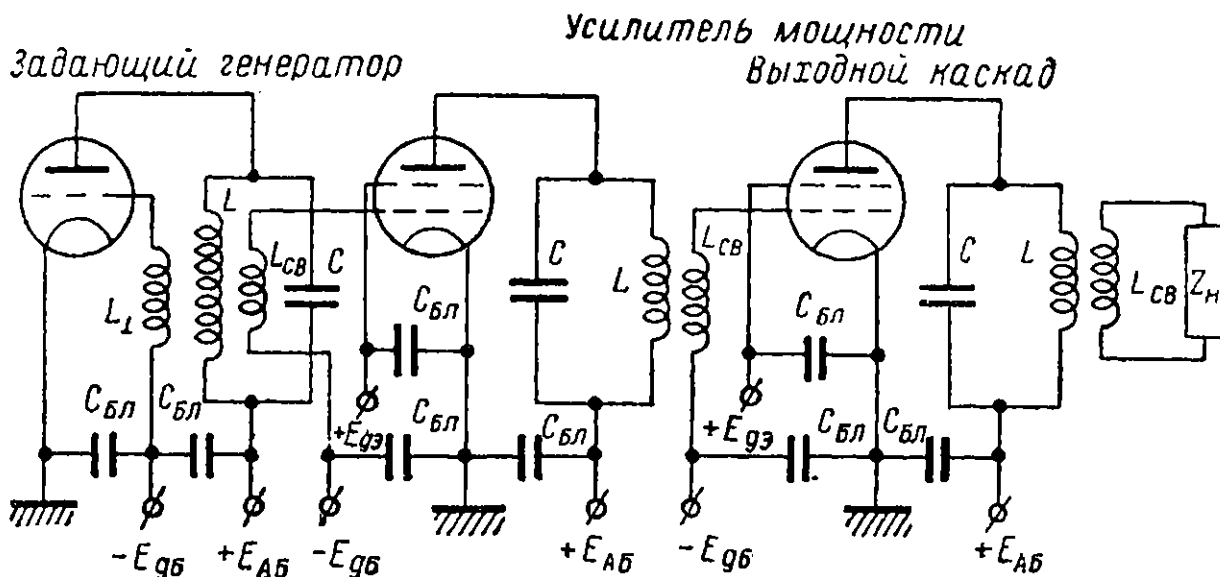


Рис. 209. Сложная схема генератора гармонических колебаний.

В анодные цепи ламп усилителя мощности обычно включаются колебательные контуры, настроенные на частоту генерируемых колебаний, т. е. используются резонансные усилители. Иногда такие каскады называют „генераторами с внешним возбуждением“, понимая под последним то напряжение, которое управляет потенциалом сетки лампы каскада.

Наибольший интерес представляет работа последнего — выходного, или окончного, каскада, питающего полезную нагрузку. Каскады „предварительного усиления мощности“ включаются в схему, если мощность задающего генератора недостаточна для питания выходного каскада и по каким-либо соображениям увеличивать ее нежелательно.

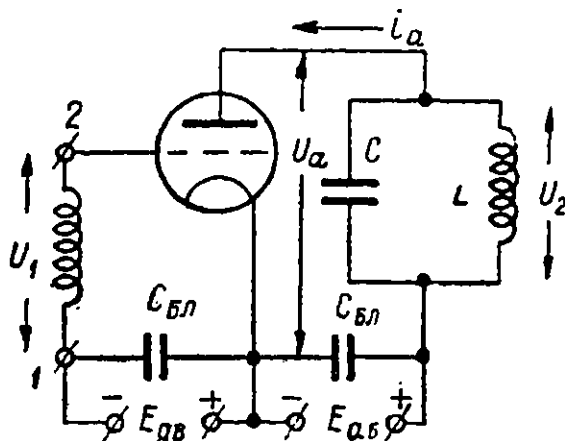


Рис. 210. Схема окончного каскада с последовательным питанием.

Характер работы таких промежуточных каскадов не отличается существенно от характера работы окончного, если они не выполняют специальных функций, как, например, удвоения частоты, о чем говорить здесь не будем. Окончные каскады строятся по схемам как последовательного, так и параллельного питания (рис. 210 и 211).

В схемах последовательного питания через контур протекает постоянная составляющая анодного тока лампы, а детали контура находятся под высоким потенциалом (анодное напряжение ламп оконечных каскадов мощных генераторов обычно составляет несколько единиц или десятков киловольт). Схемы параллельного питания свободны от этих недостатков.

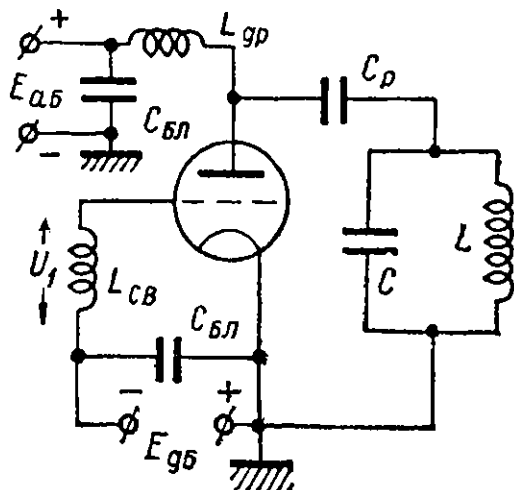


Рис. 211. Схема оконечного каскада с параллельным питанием.

Оконечные каскады могут быть собраны как по одноконтурной, так и по двухконтурной схеме. Применение последней схемы особенно целесообразно, если полезная нагрузка, с которой связывается анодный контур выходного каскада, представляет собой электрическую систему, симметричную относительно земли (например, двухпроводная симметричная линия с нагрузкой на конце). При питании такой нагрузки одноконтурным каскадом, в ней может возникнуть не противофазное, а синфазное возбуждение обеих половин, что обычно нежелательно.

Оконечные каскады строятся как на пентодах и тетрадах, так и на триодах. В последнем случае нередко применяется нейтринирование. На рис. 212 приведена двухконтурная схема оконечного каскада с цепями сеточного нейтринирования. Последние аналогичны цепям нейтринирования в схеме, изображенной на рис. 154.

На передаче энергии с выхода оконечного каскада и полезной нагрузке мы остановимся ниже. При рассмотрении же процессов в схеме оконечных каскадов можно формально считать, что нагрузка анодной цепи лампы исчерпывается колебательным конту-

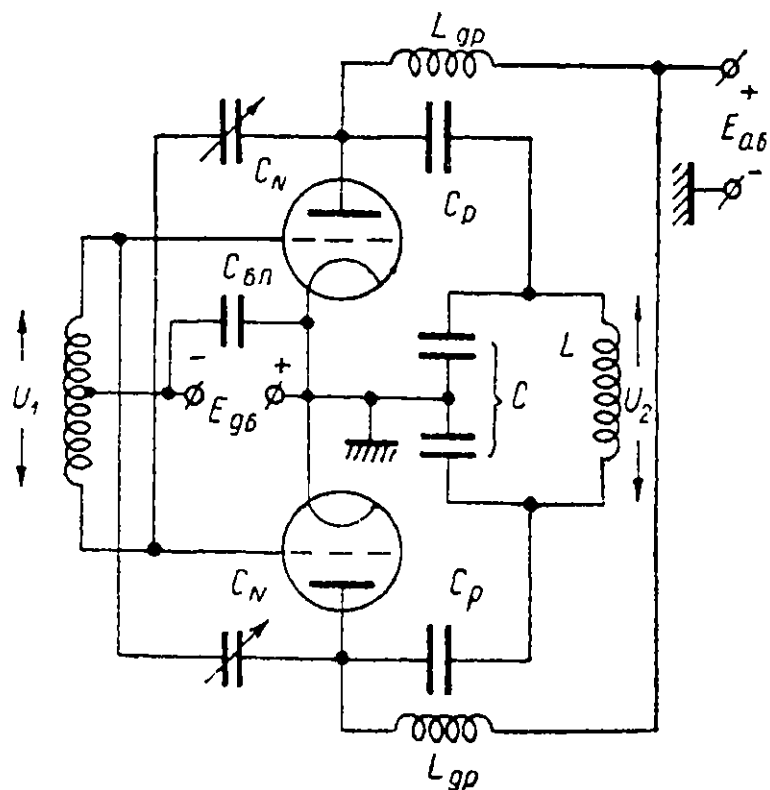


Рис. 212. Двухконтурная схема оконечного каскада с параллельным питанием и сеточным нейтринированием.

ром, параметры которого зависят от характера полезной нагрузки и степени ее связи с контуром.

Основную роль в оценке оконечного каскада мощного генератора играет его к. п. д. и максимальная колебательная мощность, которая может быть получена в анодной цепи лампы. Так как работа в режиме класса „А“ связана с малым к. п. д., этот режим в оконечных каскадах мощных генераторов почти совершенно не применяется. При работе в режиме класса „В“ или „С“ в анодной цепи лампы протекают импульсы тока, если потенциал сетки меняется по гармоническому закону. Но напряжение на контуре в анодной цепи лампы, благодаря его резонансным свойствам, остается близким к гармоническому (Q контура обычно бывает достаточно велико). Поэтому режимы „В“ и „С“ используются не только в двухтактных, но и в одноктактных оконечных каскадах мощных генераторов.

Дополнительным преимуществом этих режимов является то, что при большом отрицательном потенциале сетки лампы, она работает с относительно малым сеточным током. Поэтому в сеточной цепи выходного каскада расходуется сравнительно малая мощность и этот каскад не сильно нагружает предыдущий.

Колебательная мощность в анодной нагрузке усилителя определяется как средняя за период мощность тока первой гармоники

$$P_{\Gamma} = \frac{1}{2} I_{m\alpha} U_{m\alpha} \quad (259)$$

(здесь $U_{m\alpha}$ — амплитуда напряжения на контуре).

Мощность, подводимая к каскаду от источника питания анодной цепи:

$$P_0 = I_{\alpha 0} U_{\alpha 0} \approx I_{\alpha 0} E_{\text{АВ}}. \quad (260)$$

Здесь $U_{\alpha 0}$ — начальное напряжение на аноде лампы. Оно приблизительно равно напряжению источника питания $E_{\text{АВ}}$, так как сопротивление контура постоянному току обычно бывает очень мало. $I_{\alpha 0}$ — постоянная составляющая анодного тока лампы.

Мощность $P_a = P_0 - P_{\Gamma}$ рассеивается на аноде лампы. Отношение P_{Γ} к P_0 принято называть коэффициентом полезного действия анодной цепи оконечного каскада

$$\eta_a = \frac{P_{\Gamma}}{P_0} = \frac{I_{m\alpha} U_{m\alpha}}{2I_{\alpha 0} U_{\alpha 0}}. \quad (261)$$

При рассмотрении работы оконечных каскадов мощных генераторов надо иметь в виду следующее. Мгновенному положительному напряжению сигнала на сетке соответствует мгновенное понижение потенциала ее анода. При большой амплитуде сигнала, пока сетка находится при значительном положительном потенциале, ток в лампе перераспределяется — анодный ток уменьшается, а сеточный возрастает. Вследствие этого динамическая характеристика лампы имеет

„завал“, а верхушки импульсов анодного тока по мере увеличения амплитуды U_{mg} сначала уплощаются, затем приобретают провал и, наконец, каждый импульс раздваивается. Этот эффект иллюстрирует рис. 213, на котором изображена динамическая характеристика лампы

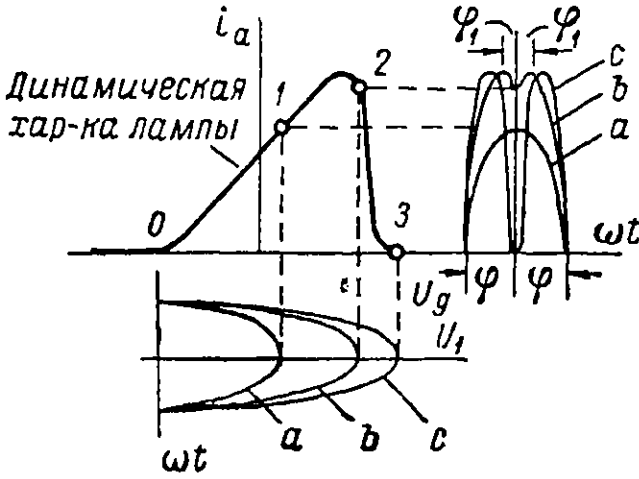


Рис. 213. Форма импульсов анодного тока лампы при разных значениях амплитуды возбуждающего напряжения.

в осях i_a, u_g . По мере увеличения амплитуды сеточного напряжения рабочая точка перемещается в пределах участков 0—1, 0—2, 0—3, отмеченных на этой характеристике.

Совершенно аналогично изменяется форма импульсов анодного тока, если поддерживать неизменной амплитуду возбуждающего напряжения, но изменять величину резонансного сопротивления нагрузочного контура. Это иллюстрирует рис. 214. Точки 1, 2, 3, 4, отмеченные на этом рисунке, соответствуют пересечению динамических характеристик при разных значениях R_{ω} со статической анодной характеристикой лампы, отвечающей значению $u_g = U_{mg} - U_{g0}$.

По мере изменения формы импульсов анодного тока меняется их спектральный состав. Поэтому величины P_{Γ}, P_0 и η_a оказываются функциями формы импульсов, а последняя в свою очередь — функция режима усилителя и параметров его схемы.

Обычно оказывается удобным связать энергетические соотношения в схеме с тем минимальным напряжением на аноде лампы, которое достигается при работе (легко видеть, что $U_{a\min} = U_{a0} - U_{m2}$). Тогда в рассмотрение вводится величина

$$\xi = \frac{U_{m2}}{U_{a0}}, \tag{262}$$

носящая название коэффициента использования анодного напряжения. От величины этого коэффициента зависит форма импульсов анодного тока, а следовательно, и все энергетические параметры схемы. Харак-

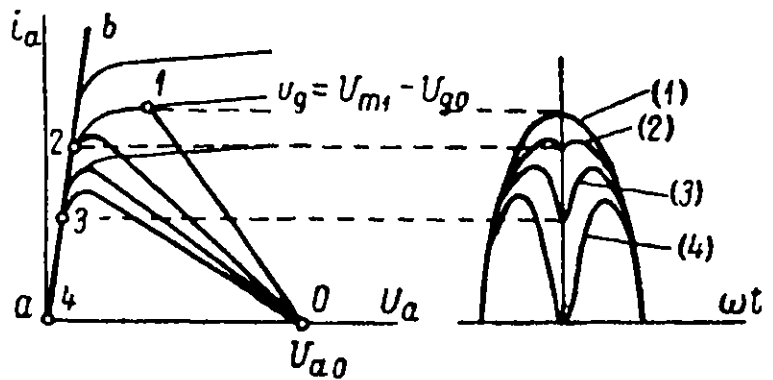


Рис. 214. Форма импульсов анодного тока лампы при разных значениях резонансного сопротивления анодного контура.

тер зависимости P_0 , P_r , η_a и U_{m2} от величины ξ иллюстрируют графики, приведенные на рис. 215. Они соответствуют варьированию значения ξ путем изменения резонансного сопротивления контура при постоянной амплитуде возбуждающего напряжения U_{mg} .

Если на выходе усилителя нужно получить возможно большую мощность, то его следует поставить в режим, соответствующий $\xi = \xi_{opt}$. Конечно, такую же мощность можно получить и при других значениях ξ , но для этого понадобится большая амплитуда возбуждающего напряжения. Это приведет к возрастанию потерь в цепи сетки, увеличению мощности, потребляемой от источника питания анодной цепи усилителя, и т. д.

Режим, при котором $\xi < \xi_{opt}$, часто называют „недонапряженным“, а соответствующий $\xi > \xi_{opt}$ — „перенапряженным“, наконец, отвечающий $\xi = \xi_{opt}$ — оптимальным или критическим. Можно считать, что при работе лампы в этом режиме динамическая характеристика используется до начала резкого уменьшения анодного тока, соответствующего уменьшению напряжения на аноде при возрастании потенциала сетки лампы. Линия, отвечающая резкому уменьшению величины анодного тока в области малых значений анодного напряжения (линия ab на рис. 214), носит название линии критического режима.

2. Элементы расчета выходных каскадов. Для упрощения расчета выходного каскада генератора действительную динамическую характеристику лампы заменяют отрезками прямых, а импульсы анодного тока с провалами в средней части — усеченными (рис. 216). Если значение коэффициента использования анодного напряжения близко к оптимальному, такая идеализация связана с внесением в расчет погрешности, не превышающей 10%.

Если мгновенное напряжение на сетке лампы имеет вид:

$$u_g = U_{g0} + U_{m1} \cos \omega t,$$

то в случае настроенного контура в анодной цепи (как и при чисто активной нагрузке) изменение анодного напряжения следует зависимости:

$$u_a = U_{a0} - U_{m2} \cos \omega t.$$

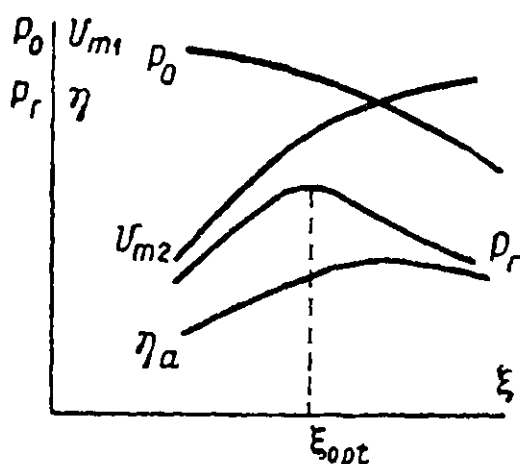


Рис. 215. Зависимость колебательной мощности в выходном контуре генератора, мощности, рассеиваемой на аноде лампы оконечного каскада, к. п. д. анодной цепи и амплитуды выходного напряжения от коэффициента использования напряжения в оконечном каскаде.

Поэтому в той области, где крутизна лампы не зависит от потенциалов ее электродов:

$$i_a = S(u_g + Du_a) = S[(U_{m1} - DU_{m2}) \cos \omega t + (U_{g0} + DU_{a0})]. \quad (263)$$

При $\omega t = 2\pi \pm \varphi$, $i_a = 0$ (см. рис. 216). Поэтому

$$(U_{g0} + DU_{a0}) + (U_{m1} - DU_{m2}) \cos \varphi = 0 \quad (264)$$

и вместо (263) получаем:

$$i_a = S(U_{m1} - DU_{m2}) (\cos \omega t - \cos \varphi).$$

Далее, при $\omega t = 2\pi \pm \varphi_1$ анодный ток достигает своего наибольшего значения I_a^* . Следовательно,

$$I_a^* = S(U_{m1} - DU_{m2}) (\cos \varphi_1 - \cos \varphi) \quad (265)$$

и в интервале изменения ωt от $2n\pi - \varphi$ до $2n\pi - \varphi_1$ и от $2n\pi + \varphi_1$ до $2n\pi + \varphi$ анодный ток лампы описывается выражением:

$$i_a = I_a^* \frac{\cos \omega t - \cos \varphi}{\cos \varphi_1 - \cos \varphi}. \quad (266)$$

В интервалах изменения ωt от $2n\pi - \varphi_1$ до $2n\pi + \varphi_1$, $i_a = I_a^*$, а в остальной области изменения ωt , $i_a = 0$.

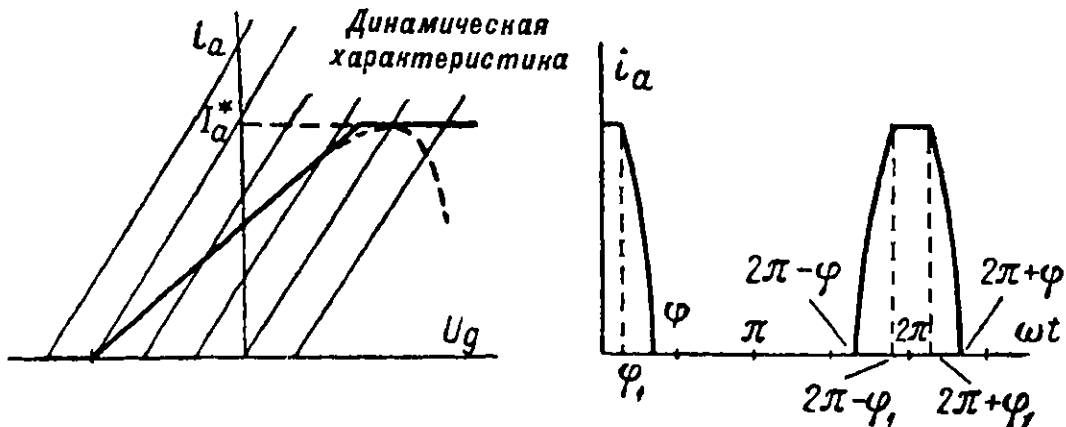


Рис. 216. Идеализированная динамическая характеристика лампы и соответствующая ей форма импульсов анодного тока.

Располагая этими выражениями, можно найти связь между максимальным значением тока в импульсе I_a^* , с одной стороны, и постоянной составляющей и амплитудой первой гармоники анодного тока — $I_{a0} = \alpha_0 I_a^*$ и $I_{am1} = \alpha_1 I_a^*$ — с другой.

Далее, выражения (259), (260) и (261) можно переписать в виде:

$$P_\Gamma = \frac{\alpha_1}{2} \xi I_a^* U_{a0}, \quad (267)$$

$$P_0 = \alpha_0 I_a^* U_{a0} \quad (268)$$

и

$$\eta_a = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi. \quad (269)$$

Максимальное значение анодного тока в импульсе I_a^* не может превышать некоторой величины, определяемой полным током эмиссии катода лампы. Величины коэффициентов α_0 и α_1 — функции углов отсечек φ и φ_1 . Для эффективной работы каскада желательно выбрать такую форму импульсов анодного тока лампы, при которой коэффициент α_1 и отношение α_1/α_0 имеют достаточно большие значения.

Рассмотрение соотношений для α_0 и α_1 показывает, что максимальное значение α_1 соответствует углу нижней отсечки φ , большему 90° , но при этом мало отношение α_1/α_0 . Поэтому обычно выбирают $\varphi \approx 70-80^\circ$. Из таких же соображений берут φ_1 порядка $10-20^\circ$.

Для того чтобы получить необходимое значение угла верхней отсечки анодного тока, нужно выбрать соответствующую величину коэффициента использования анодного напряжения (это очевидно из рассмотрения графиков на рис. 214). Анализ энергетических соотношений в схеме приводит к выводу, что φ_1 и ξ_{opt} связаны соотношением:

$$\xi_{opt} \approx 1 - \frac{2P_\Gamma}{S_R U_{a0}^2 \alpha_1 \cos \varphi_1}. \quad (270)$$

Входящая сюда величина мощности P_Γ обычно бывает задана при расчете генератора, а анодное напряжение U_{a0} и величина S_R (крутизна линии критического режима) определяются выбором лампы.

Для того чтобы коэффициент использования анодного напряжения на самом деле был бы равен найденному на основании (270) и в анодной нагрузке выделялась заданная мощность P_Γ , необходимо определенное значение амплитуды раскачки. Это значение может быть найдено на основании (265), которое вместе с (267) дает:

$$U_{m1} = \frac{2P_\Gamma}{S \xi U_{a0} \alpha_1 (\cos \varphi_1 - \cos \varphi)} + D \xi U_{a0}. \quad (271)$$

Угол нижней отсечки определяется смещением на сетке лампы. Величину последнего найдем воспользовавшись (264):

$$|U_{g0}| = (U_{m1} - D \xi U_{a0}) \cos \varphi + D U_{a0}. \quad (272)$$

Таким образом, выбирая амплитуду раскачки и сеточное смещение на основании выражений (271) и (272), при условии, что $\xi = \xi_{opt}$, получим импульсы анодного тока с заданными углами отсечек.

Написанные соотношения позволяют по заданной величине мощности, которая должна быть получена в нагрузке оконечного каскада генератора, выбрать лампу этого каскада и определить все величины, характеризующие его работу, а также найти амплитуду необходимой раскачки.

Колебательную мощность, потребляемую цепью сетки лампы оконечного каскада, можно оценить на основании выражения:

$$P_g \approx 0,025 U_{m1} I_a^*, \quad (273)$$

которое получено в предположении, что максимальное значение сеточного тока составляет 10% от I_{am}^* и основная мощность, потребляемая цепью сетки, соответствует току первой гармоники. Формула (273) весьма приближенная и найденное с ее помощью значение P_g может в несколько раз отличаться от действительного.

Рассмотрим простой численный пример.

Положим, что в анодной цепи выходного каскада генератора должна быть получена мощность $P_{\Gamma} = 500$ вт. Для постройки каскада выберем лампу ГКЭ-500 — генераторный тетрод, рассчитанный на отдачу колебательной мощности 500—750 вт. Параметры лампы следующие: $S = 3$ ма/в, $\mu = \frac{1}{D} = 300$, $S_k = 1,35$ ма/в. На аноде допускается рассеяние мощности не более 600 вт. Нормальное анодное напряжение $U_{a0} = 3000$ в. Наибольший ток эмиссии катода $I_{k \max} = 1500$ ма.

Выберем $\varphi_1 = 20^\circ$ и $\varphi = 75^\circ$. При этом $\alpha_0 = 0,29$ и $\alpha_1 = 0,48$ (значения α_0 и α_1 взяты из справочных таблиц [10]).

Полагая, что каскад рационально поставить в режим, близкий к оптимальному, находим:

$$\xi_{opt} = 1 - \frac{2P_{\Gamma}}{S_k U_{a0}^2 \cos \varphi_1 \cdot \alpha} = 1 - \frac{2 \cdot 500}{1,35 \cdot 10^{-8} \cdot 9 \cdot 10^6 \cdot 0,94 \cdot 0,48} = 0,8;$$

$$U_{m2} = \xi U_{a0} = 0,8 \cdot 3000 = 2400 \text{ в};$$

$$I_{ma}^* = \frac{2P_{\Gamma}}{\alpha_1 U_{m2}} = \frac{2 \cdot 500}{0,48 \cdot 2400} = 900 \text{ ма};$$

$$P_0 = \alpha_0 I_{ma}^* U_{a0} = 0,29 \cdot 0,9 \cdot 3000 = 780 \text{ вт};$$

$$\eta_a = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi = \frac{1}{2} \cdot \frac{0,48}{0,29} \cdot 0,8 \approx 0,66;$$

$$U_{m1} = \frac{2P_{\Gamma}}{S \xi U_{a0} \alpha_1 (\cos \varphi_1 - \cos \varphi)} + D \xi U_{a0} \approx 420 \text{ в};$$

$$|U_{g0}| = (U_{m1} - D U_{m2}) \cos \varphi + D U_{a0} \approx 420 \cdot 0,26 + 8 = 115 \text{ в}.$$

Наконец, ориентировочная величина мощности, потребляемой цепью сетки каскада (выражение (273)):

$$P_1 = 0,025 U_{m1} I_a^* = 0,025 \cdot 420 \cdot 0,9 = 10 \text{ вт}.$$

Расчет показал, что максимальный ток в импульсе должен быть равен 900 ма, а мощность, рассеиваемая на аноде лампы, — $P_a = P_0 - P_{\Gamma} = 280$ вт. И то и другое возможно при использовании выбранной лампы.

Далее, расчет позволил определить величины P_0 , U_{g0} , U_{m1} и примерную величину P_g . Эти значения необходимы для расчета источника питания каскада и каскада предварительного усиления мощности или задающего генератора.

Заметим, что если задана величина генерируемой мощности и выбран коэффициент использования анодного напряжения, то тем самым определено необходимое резонансное сопротивление контура в анодной цепи лампы каскада. Действительно, $R_{\alpha} = \frac{(U_{a0}\xi)^2}{2P_{\Gamma}}$ (в рассмотренном примере R_{α} должно иметь величину 6000 ом).

Между тем, величина R_{α} может определяться условиями конструирования контура, величиной связанной с ним полезной нагрузки и т. д., и не совпадать со значением, соответствующим $\xi = \xi_{opt}$:

$$R_{\alpha(opt)} = \frac{(U_{a0}\xi_{opt})^2}{2P_{\Gamma}}. \quad (274)$$

Для характеристики работы генератора при разных значениях R_{α} можно воспользоваться зависимостью $\left(\frac{P_{\Gamma}}{P_{\Gamma max}}\right) = f\left(\frac{R_{\alpha}}{R_{\alpha(opt)}}\right)$. График такой зависимости имеет вид кривой, представленной на рис. 217.

Генерируемая мощность уменьшается при увеличении R_{α} по сравнению с $R_{\alpha(opt)}$, так как при этом растет амплитуда переменного напряжения на контуре и генератор переходит в перенапряженный режим. Наоборот, при уменьшении R_{α} по сравнению с $R_{\alpha(opt)}$ генератор оказывается в недонапряженном режиме, и генерируемая мощность также уменьшается. Одновременно меняются и мощность, потребляемая от источника питания, мощность, рассеиваемая на аноде лампы и к. п. д. анодной цепи. Поэтому выбор правильной величины резонансного сопротивления имеет весьма существенное значение.

Приведенные выше соотношения позволяют судить о том, каковы наиболее желательные характеристики и параметры ламп конечных каскадов. Для получения большого значения ξ_{opt} выгодно применять лампы с высоким анодным напряжением U_{a0} и большой крутизной линии критического режима S_{κ} . При этом повышается к. п. д. каскада и отдаваемая им колебательная мощность. Амплитуда раскачки, необходимая для получения заданного значения P_{Γ} , тем меньше, чем больше крутизна характеристики лампы S .

Среди ламп, предназначенных для конечных каскадов генераторов, имеются триоды, лучевые тетроды и пентоды. Для ориентировки укажем, что у триодов, имеющих $U_{a0} = 1 \div 3$ кв, $S_{\kappa} \approx 1,1 \div 3$ ма/в, $S = 1,7 \div 3,5$ ма/в, $\xi_{opt} = 0,7 - 0,8$, у тетродов с таким же анодным напряжением $S_{\kappa} = 1,1 \div 1,8$ ма/в, $S = 2,5 \div 3$ ма/в, $\xi_{opt} = 0,6 \div 0,75$ и у пентодов $S_{\kappa} = 4 \div 6$ ма/в, $S = 4 \div 4,5$ ма/в и $\xi_{opt} = 0,8 \div 0,95$.

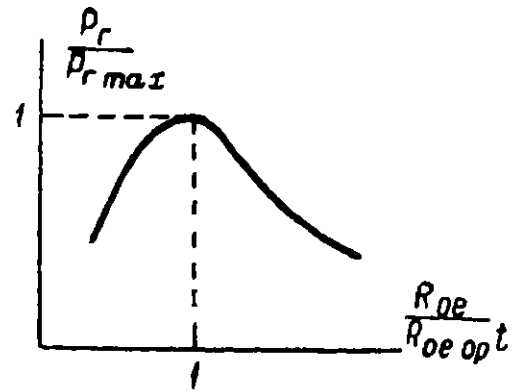


Рис. 217. Изменение колебательной мощности на выходе генератора при варьировании резонансного сопротивления контура в анодной цепи лампы.

Из этих цифр видно, что применение пентодов позволяет работать с большим использованием анодного напряжения в оптимальном режиме и получить большую величину к. п. д. Расчеты показывают, что η_2 триодных каскадов 0,5—0,7, тетродных 0,5—0,6 и пентодных — 0,6—0,75.

Каскады, построенные на пентодах и тетродах, требуют меньшей амплитуды раскачки. Поэтому для их работы нужно затрачивать меньшую мощность в сеточной цепи, чем для работы триодных каскадов. Для триодных каскадов коэффициент усиления мощности имеет величину порядка 10—20, тетродных 20—40 и пентодных 70—200.

Наконец, весьма существенно, что емкость сетка — анод пентодов имеет малую величину.

Несмотря на преимущества пентодов, оконечные каскады генераторов часто строятся на триодах. Основная причина этого заключается в трудности изготовления мощных пентодов.

3. Передача энергии от генератора к нагрузке. В большинстве случаев полезная нагрузка не включается непосредственно в анодную цепь лампы выходного каскада, а связывается с колебательным контуром, включенным в эту цепь

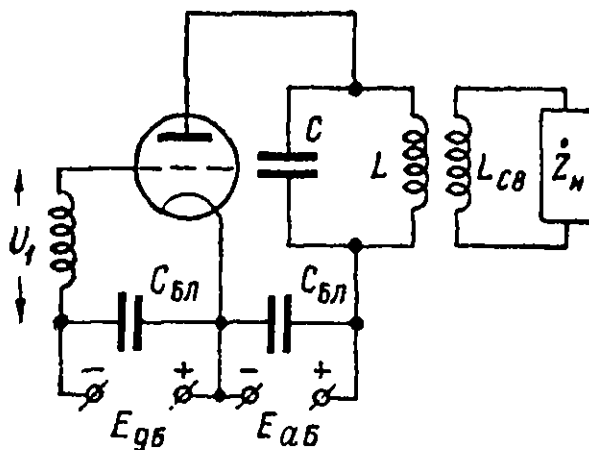


Рис. 218. Связь полезной нагрузки с выходным контуром генератора.

контуром, включенным в эту цепь (например, с помощью специальной катушки связи, как это показано на рис. 218). Выходной контур генератора носит название „промежуточного“ и, очевидно, полезная мощность равна мощности, переданной из этого контура в нагрузку.

Связь нагрузки с промежуточным контуром приводит к изменению активной и реактивной компонент сопротивления последнего. Активная компонента вносимого сопротивления уменьшает величину R_{α} контура.

Поэтому, для того чтобы генератор с нагрузкой работал в режиме, соответствующем $R_{\alpha} = R_{\alpha(opt)}$, необходимо, чтобы резонансное сопротивление контура при отсутствии связи с нагрузкой было бы больше $R_{\alpha(opt)}$. Выбирая связь нагрузки с промежуточным контуром, нужно иметь в виду не только приближение величины R_{α} контура к значению $R_{\alpha(opt)}$, но также и то, какая доля мощности передается из промежуточного контура в нагрузку.

Так как к. п. д. передачи энергии из одного контура в другой η_2 тем больше, чем больше степень связи между ними (см. § 5 первой главы), то последнюю желательно выбирать достаточно большой. Однако, если связь чрезмерно велика, то R_{α} промежуточного контура оказывается слишком малым и каскад переходит в недонапря-

женный режим работы. При этом мощность в анодной цепи лампы падает быстрее, чем растет к. п. д. передачи энергии, и выделяющаяся в нагрузке мощность убывает (рис. 219).

При некотором значении степени связи $n = n_{opt}$ мощность в нагрузке оказывается максимальной. Величина n_{opt} тем больше, а следовательно, доля энергии, теряемой в промежуточном контуре, тем меньше, чем на большую величину резонансное сопротивление контура в отсутствие связи с нагрузкой превосходит значение $R_{\alpha(opt)}$. Так как $R_{\alpha} = \rho Q$, то, очевидно, желательно иметь промежуточный контур с большими значениями ρ и Q .

Практически в усилительных каскадах большой мощности оптимальное сопротивление контура всегда бывает малым. Например, если $P_{\Gamma} = 50$ кВт, $U_{a0} = 10$ кВ и $\xi_{opt} = 0,9$, то на основании (274) находим, что $R_{\alpha(opt)} = 800$ ом. Поэтому в мощных генераторах, работающих даже в диапазоне коротких волн (несколько десятков метров), величина степени связи выбирается сравнительно большой, и потери при передаче энергии из анодной цепи усилителя мощности в цепь нагрузки оказываются порядка 5—10%. Оптимальная связь обычно подбирается экспериментально при настройке генератора.

Особую задачу представляет передача мощности из выходного (промежуточного) контура генератора в нагрузку, если последняя удалена от генератора. Эта задача может быть решена применением фидеров. При этом, как известно, для того чтобы передача энергии не сопровождалась значительными потерями, в фидере не должно быть стоячих волн, а только бегущие от генератора к нагрузке. Для этого сопротивление нагрузки, включенной в конце фидера, должно быть равно его волновому сопротивлению. На самом деле это может не иметь места. Поэтому, для того чтобы избежать появления в фидере стоячих волн, поступают следующим образом. Из всего фидера выделяют некоторый участок, обращенный к нагрузке (участок правее точек 1 и 2 на рис. 220а). Входное сопротивление такого участка может быть записано в виде $\dot{Z}_{вх} = a_{\phi} + jb_{\phi}$, причем значения a_{ϕ} и b_{ϕ} — функции длины участка l . Эту длину можно выбрать такой, что активная составляющая сопротивления $\dot{Z}_{вх}$ окажется равной ρ . Тогда реактивная составляющая входного сопротивления получит определенное значение $b_{\phi} = b^*$. Если теперь в точках 1 и 2 фидер разорвать и в разрыв включить реактивное сопротивление $X^* = b^*$ (т. е. элементы с сопротивлением $\frac{X^*}{2} = \frac{b^*}{2}$ в каждый провод фидера —

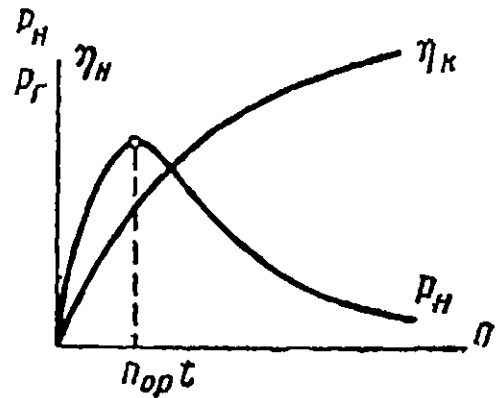


Рис. 219. Зависимость мощности, выделяющейся в нагрузке, и к. п. д. промежуточного контура от степени связи нагрузки с промежуточным контуром.

рис. 220b), то участок фидера левее точек 1 и 2 окажется нагруженным на чисто активное сопротивление, равное его волновому сопротивлению, и на этом участке будут иметься только волны, бегущие от генератора к нагрузке. Совершенно так же, если выбрать такое расстояние от конца фидера, что будет выполняться равенство $\frac{a_\phi}{a_\phi^2 + b_\phi^2} = \frac{1}{\rho}$,

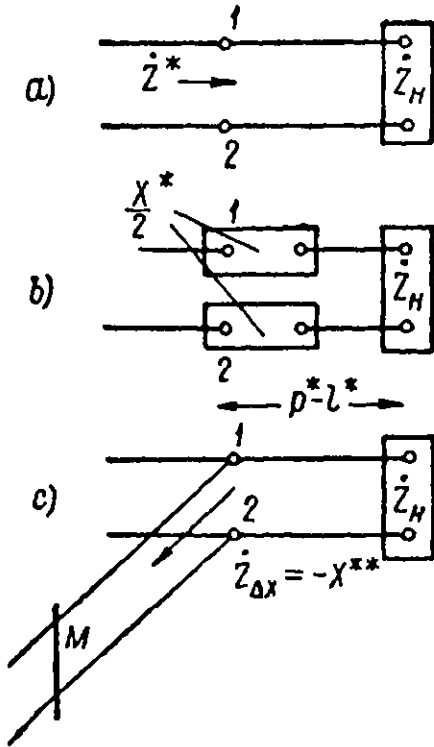


Рис. 220. Методы предотвращения появления в фидере стоячих волн.

и включить параллельно фидеру реактивное сопротивление $X^{**} = \frac{a_\phi^2 + b_\phi^2}{b}$, то входное сопротивление концевой части фидера окажется равным величине ρ .

Последний способ получения только бегущих волн в основной части фидера часто бывает более удобным, так как при изменении сопротивления нагрузки Z_H проще переместить точки включения дополнительного элемента, чем изменить расстояние от разрыва линии до ее конца. Особенно удобно в качестве параллельного реактивного элемента использовать линию, короткозамкнутую на конце (рис. 220c). Перемещая замыкающий мост M , можно сделать значение ее входного сопротивления равным X^{**} . Эта система позволяет легко перемещать точки

включения дополнительной линии в основную и столь же просто изменять величину X^{**} . Поэтому оказывается практически просто подобрать такой режим, при котором в основной части фидера нет стоячих волн.

§ 3. ЗАДАЮЩИЕ ГЕНЕРАТОРЫ

1. Схемы задающих генераторов. Приведенная на рис. 206 схема генератора носит название схемы Мейснера с колебательным контуром в анодной цепи лампы. Ее разновидностью является схема с контуром в сеточной цепи и катушкой связи в анодной цепи лампы. Колебательная мощность, выделяющаяся в контуре при таком его включении, меньше, так как амплитуда переменного сеточного тока меньше амплитуды анодного тока.

На рис. 221 и 222 приведены две схемы генераторов гармонических колебаний, в которых напряжение на сетку лампы снимается с части контура, включенного в анодную цепь лампы. В обеих схемах выполняются нужные для самовозбуждения фазовые соотношения. Значение модуля коэффициента обратной связи, необходимое

для самовозбуждения, получается выбором соответствующих значений индуктивностей L' и L'' в схеме рис. 221 и емкостей C' и C'' — в схеме рис. 222.

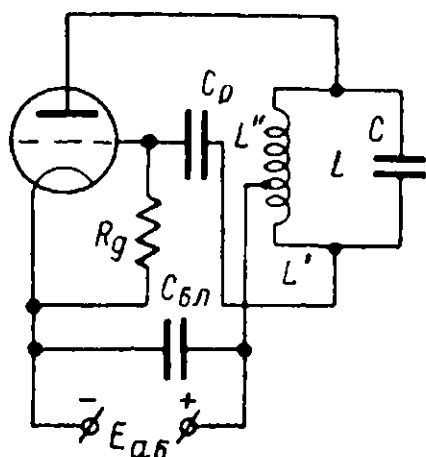


Рис. 221. Схема генератора с самовозбуждением.

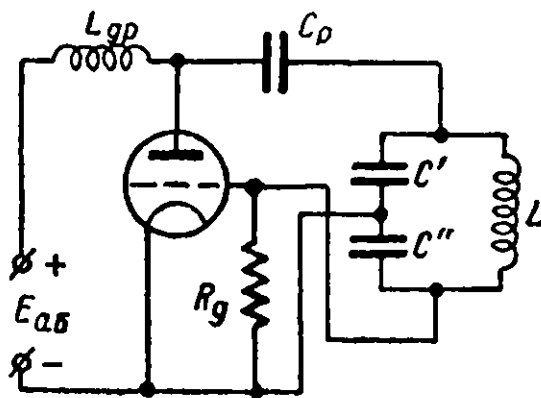


Рис. 222. Схема генератора с самовозбуждением.

Нередко задающий генератор строится по схеме Шембеля — Доу (рис. 223). Возбуждение колебаний происходит в схеме, собранной на управляющей и экранной сетках лампы (схема Мейснера с контуром в анодной цепи, причем роль последнего играет экранная сетка лампы). Контур L_2, C_2 , включенный в анодную цепь лампы (так называемый „внешний“ контур), связан с цепями остальных электродов лишь постольку, поскольку через него протекает переменный анодный ток, величиной которого управляют потенциалы всех электродов лампы. Индуктивной или емкостной связи этого контура с остальными элементами схемы нет (за исключением связи через междуэлектродные емкости, что представляет паразитное явление). Поэтому, по существу, схема Шембеля — Доу представляет собой объединение генератора с самовозбуждением с усилителем мощности. Основное преимущество этой схемы заключается в том, что на величину генерируемой частоты, которая определяется параметрами „внутреннего“ контура (L_1, C_1), очень мало влияет изменение сопротивления нагрузки, связанной с внешним контуром.

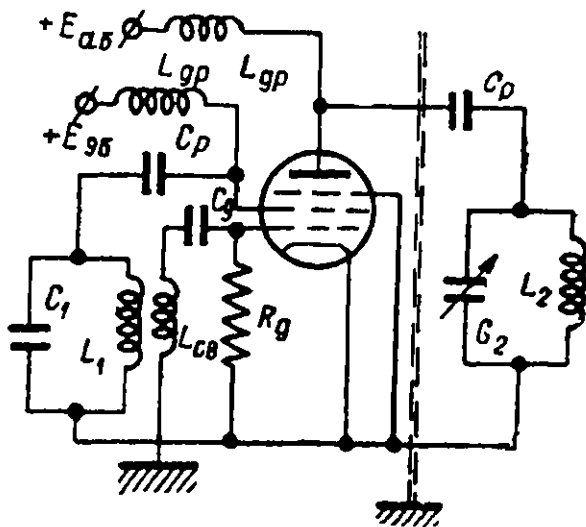


Рис. 223. Схема генератора Шембеля — Доу.

При генерировании высоких и ультравысоких частот роль некоторых элементов схемы могут играть паразитные параметры. Так,

например, колебательный контур генератора, изображенного на рис. 224, образует катушка индуктивности L и паразитная емкость C , представляющая собой совокупность выходной емкости лампы, междувитковой емкости катушки, емкости монтажа и т. д.

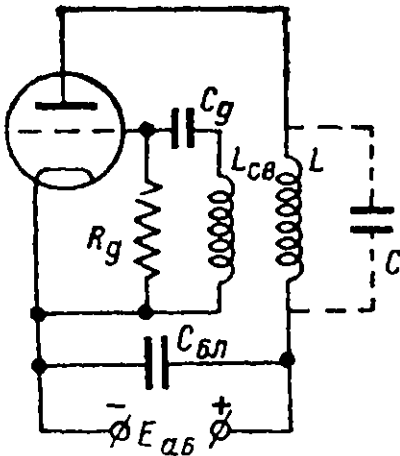


Рис. 224. Схема генератора с самовозбуждением, в которой роль емкости контура играет паразитная емкость.

Предел возможному увеличению частоты возбуждаемых колебаний при использовании той или иной лампы ставят ее междуэлектродные емкости, индуктивности вводов, фазовые сдвиги токов, вследствие конечного времени пролета электронов между электродами, возрастание диэлектрических потерь и т. д. Поэтому для генерирования крайне высоких частот конструируются специальные лампы. Примером такой лампы является триод-жолудь, с помощью которого можно построить схему для генерирования колебаний малой мощности частотой порядка 1000 Мгц. Генерирование мощных колебаний такой высокой частоты и возбуждение колебаний в диапазоне более

высоких частот требует перехода к специальным электронным устройствам, описание которых выходит за рамки настоящей книги.

2. Понятие о расчете задающего генератора. При расчете усилителя мощности форма импульсов анодного тока выбирается из энергетических соображений и предполагается, что необходимый для ее получения режим сеточной цепи поддерживается независимо от процессов в анодной цепи лампы. В задающем генераторе амплитуда переменного напряжения, действующего в цепи сетки, определяется связью сеточной и анодной цепей и формой импульсов анодного тока лампы. Этим же самым определяется и сеточное смещение, так как в задающих генераторах оно обычно получается за счет падения напряжения на сопротивлении R_g , включенном в цепь сетки лампы при протекании по нему постоянной составляющей сеточного тока. Таким образом, процессы в анодной и сеточной цепях оказываются взаимосвязанными, что усложняет расчет задающего генератора по сравнению с расчетом оконечного каскада. Тем не менее расчет такого каскада основывается на соотношениях, полученных при рассмотрении оконечных каскадов.

Расчет каскада с самовозбуждением ведется следующим образом. Не принимая сначала во внимание, что цепь сетки генератора питается энергией, переданной из анодной цепи его лампы, рассчитывают схему так, словно это усилитель мощности. При этом мощность, которая должна выделяться в анодной цепи, берут на 5—10% больше заданной условиями, лежащими в основе расчета, с тем, чтобы покрыть потери, связанные с передачей части мощности из

анодной цепи в сеточную. Расчет ведут в предположении, что схема работает в оптимальном режиме, и в результате находят параметры контура, определяют режим лампы и в том числе необходимое сеточное смещение и амплитуду возбуждения. После этого, замечая, что напряжение возбуждения получается из анодной цепи, находят величину коэффициента обратной связи, которая должна быть введена в схему.

Это дает возможность определить параметры цепи обратной связи, если схема генератора выбрана, т. е. определить, например, каково должно быть соотношение между индуктивностями L' и L'' в схеме рис. 221, или емкостями C' и C'' в схеме на рис. 222, или, наконец, найти величину взаимной индукции между катушкой контура и катушкой обратной связи в схеме Мейснера.

Наконец, располагая характеристиками тока сетки лампы, вычисляют величину сопротивления, которое должно быть включено в сеточную цепь для получения как раз такого смещения, которое нужно для обеспечения выбранного режима схемы.

3. Явление затягивания генератора с самовозбуждением. Работа генератора с самовозбуждением при связи его с какой-либо нагрузкой осложняется тем, что всякое изменение последней влияет на режим генератора. Если, например, контур генератора связать с другим колебательным контуром (рис. 225), то при перестройке последнего наблюдается следующее.

При весьма слабой связи между контурами зависимость амплитуды тока во втором контуре от его частоты имеет вид обычной резонансной кривой, а частота генератора остается приблизительно постоянной (рис. 226а). При большей связи между контурами (т. е. при увеличении M_N в схеме на рис. 225), резонансная кривая деформируется, а частота генератора внезапно меняет свою величину, если собственные частоты обоих контуров совпадают (рис. 226б).

При еще более сильной связи приближение частоты второго контура к собственной частоте контура генератора сопровождается прекращением возбуждения колебаний, в результате чего ток I_2 в нагрузочном контуре внезапно исчезает (рис. 226с). Это явление носит название срыва колебаний генератора. Увеличив обратную связь в его схеме (т. е. M_g в схеме, изображенной на рис. 225), можно устранить срыв колебаний, но тогда наблюдается не один, а два максимума тока во втором контуре. При его плавной пере-

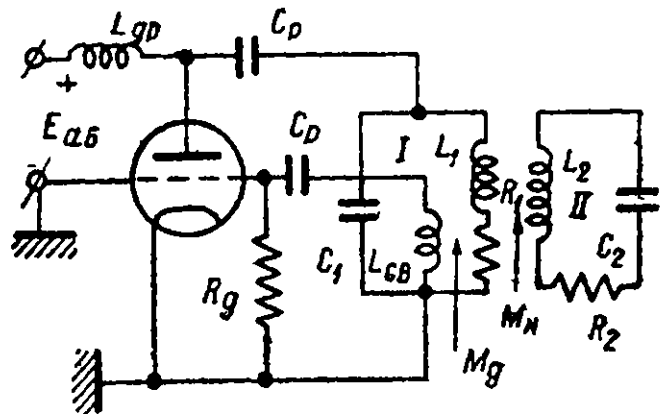
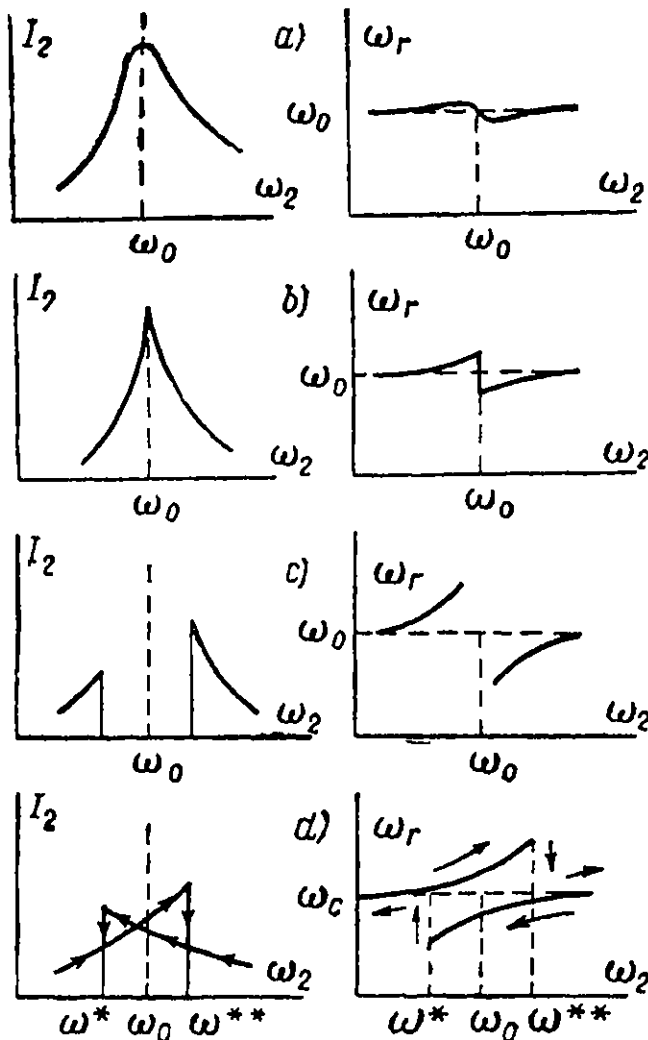


Рис. 225. Связь колебательного контура с контуром генератора с самовозбуждением.

стройке достигается только один из этих максимумов, причем какой именно — зависит от направления изменения частоты контура (рис. 226d).

В пределах от ω^* до ω^{**} (рис. 226d) частота генерируемых колебаний может быть либо меньше, либо больше собственной частоты контура генератора и следует за изменениями частоты второго контура. Это явление носит название затягивания, а область, где возможны две частоты, — петли затягивания.

Для пояснения причин, которые приводят к срыву колебаний генератора и его затягиванию, напишем выражение для активного сопротивления контура генератора, приняв во внимание отрицательное сопротивление, вносимое лампой, и сопротивление, вносимое нагрузочным контуром:



$$R_s = R_1 - \frac{S_0}{C_1} (M_g - DL_1) + R_2 \frac{X_{об}^2}{Z_2^2}.$$

Если связи со вторым контуром нет, т. е. $X_{об} = 0$, то при

$$R_{s0} = R_1 - \frac{S_0}{C_1} (M_g - DL_1) < 0$$

схема переходит в автоколебательный режим (предполагаем, что самовозбуждение мягкое). Стационарное состояние соответствует

$$\bar{R}_s = R_1 - \frac{\bar{S}}{C_1} (M_g - DL_1) = 0.$$

Рис. 226. Зависимость тока в контуре от его настройки при разной связи контура с генератором с самовозбуждением.

Так как средняя крутизна характеристики \bar{S} — функция амплитуды колебаний, то последнее условие определяет амплитуду стационарных колебаний в схеме.

При достаточно слабой связи между контуром генератора и нагрузочным контуром условие $R_{s0} < 0$ не будет нарушено, но условие $\bar{R}_s = 0$ будет соответствовать другому значению \bar{S} , т. е. другой амплитуде колебаний. Так как сопротивление, вносимое в контур генератора нагрузочным контуром, — функция его собственной частоты, то при разных расстройках стационарному режиму соответ-

ствуют разные значения \bar{S} . Это является причиной изменения формы резонансной кривой тока во втором контуре.

Если связь между контурами сильная, то при равенстве их собственных частот сопротивление, вносимое в контур генератора, может быть настолько велико, что условие $R_{\Sigma 0} < 0$ не выполняется. Если же частоты контуров сильно различаются, то вносимое сопротивление делается меньше и величина $R_{\Sigma 0}$ оказывается меньше нуля. Это является причиной срыва колебаний в области $\omega_{01} \approx \omega_{02}$ и восстановления колебательного режима, если собственные частоты контуров отличаются на большую величину.

Увеличив обратную связь в схеме генератора, можно придать отрицательному сопротивлению, вносимому лампой, такое значение, что условие $R_{\Sigma 0} < 0$ будет восстановлено для всей области частот. Но система из двух контуров при связи между последними выше критической обладает двумя резонансными частотами — быстрой и медленной частотой связи. Поэтому в области $\omega_{01} \approx \omega_{02}$ в схеме могут возбудиться колебания, частота которых совпадает с одной из частот связи. А так как последняя несколько меняется при перестройке второго контура, то генерируемая частота определяется настройкой последнего.

Если собственные частоты контуров сильно отличаются одна от другой, то вместо двух частот связи имеется только одна — приблизительно равная собственной частоте контура генератора. Поэтому в областях $\omega_{02} \gg \omega_{01}$ и $\omega_{02} \ll \omega_{01}$ генератор ведет себя, как одноконтурная возбужденная система.

Явление затягивания часто препятствует связи генератора с самовозбуждением непосредственно, без промежуточных каскадов, с полезной нагрузкой. В некоторых же специальных случаях явление затягивания используется для управления работой задающего генератора.

Связь между контурами может быть не только индуктивная, и оба контура могут быть включены в цепи лампы генератора. Примером такой схемы „двухконтурного генератора“ является схема Кюна (рис. 227). Контур в этой схеме связан через междуэлектродную емкость C_{og} и емкость монтажа ($C_{ов}$ на рис. 227).

Исследование процессов в схеме Кюна показывает, что в ней возможны колебания только с медленной частотой связи. При этом частота колебаний мало зависит от настройки анодного контура, если его собственная частота несколько больше собственной частоты сеточного контура. Поэтому, если с анодным контуром связана на-

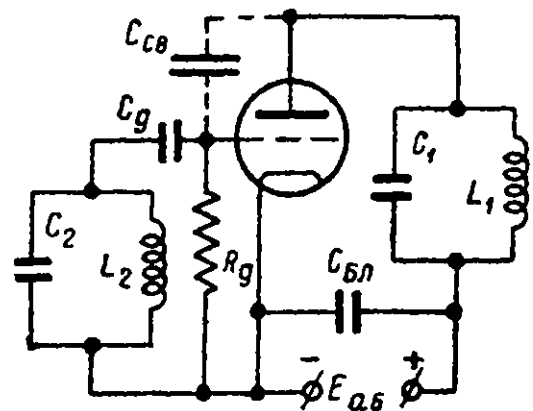


Рис. 227. Схема двухконтурного генератора.

грузка, то изменение ее параметров мало влияет на частоту генерируемых колебаний.

4. Некоторые методы стабилизации частоты задающих генераторов. Стабильность частоты задающего генератора определяется рядом факторов и в том числе неизменностью параметров контура, постоянством режима лампы и т. д. Поэтому при постройке генераторов применяются специальные меры термокомпенсации параметров колебательного контура, стабилизируется напряжение источников питания и т. д.

Влияние всех дестабилизирующих факторов на частоту генератора тем меньше, чем выше качество его контура Q . Убедиться в этом можно следующим путем.

Стационарные колебания в схеме генератора соответствуют выполнению соотношения

$$\Psi_{\beta} + \Psi_{\kappa} = 0$$

[см. выражение (258)].

Если по каким-либо причинам фазовые углы Ψ_{β} и Ψ_{κ} изменились соответственно на $\Delta\Psi_{\beta}$ и $\Delta\Psi_{\kappa}$, то новое устойчивое колебательное состояние будет соответствовать выполнению условия

$$\Psi_{\beta} + \Delta\Psi_{\beta} + \Psi_{\kappa} + \Delta\Psi_{\kappa} = 0.$$

Значения Ψ_{β} и Ψ_{κ} зависят от частоты колебаний, параметров контура и лампы и т. п., но из написанных выражений очевидно, что как бы они ни менялись, если схема продолжает находиться в генераторном режиме, всегда соблюдается условие

$$\Delta\Psi_{\beta} + \Delta\Psi_{\kappa} = 0.$$

Полагая, что $\Psi_{\kappa} = \Psi_{\kappa}(\omega, p_1, p_2, \dots, p_i)$, а $\Psi_{\beta} = \Psi_{\beta}(\omega, p_1, p_2, \dots, p_i)$, где p_1, p_2, \dots, p_i — факторы, определяющие сдвиги фаз, перепишем последнее соотношение так:

$$\frac{\partial \Psi_{\kappa}}{\partial \omega} \Delta\omega + \sum_i \frac{\partial \Psi_{\kappa}}{\partial p_i} \Delta p_i + \frac{\partial \Psi_{\beta}}{\partial \omega} \Delta\omega + \sum_i \frac{\partial \Psi_{\beta}}{\partial p_i} \Delta p_i = 0.$$

Нестабильность частоты генератора оценивается величиной $x = \left| \frac{\Delta\omega}{\omega} \right|$, которая на основании последнего выражения может быть записана в виде:

$$x = \left| \frac{\Delta\omega}{\omega} \right| = \frac{\sum_i \frac{\partial \Psi_{\kappa}}{\partial p_i} \Delta p_i + \sum_i \frac{\partial \Psi_{\beta}}{\partial p_i} \Delta p_i}{\omega \left(\frac{\partial \Psi_{\kappa}}{\partial \omega} + \frac{\partial \Psi_{\beta}}{\partial \omega} \right)}. \quad (275)$$

Нестабильность генератора тем меньше, чем больше знаменатель в последнем выражении. Поэтому, в частности, желательно, чтобы величина $|\sigma_{\kappa}| = \omega \frac{\partial |\Psi_{\kappa}|}{\partial \omega}$ была бы возможно большей. Обращаясь

к выражению (61), найдем, что при малых изменениях частоты контура по сравнению с его резонансной частотой

$$|\Psi_{\kappa}| \approx \frac{\omega C}{R} (R^2 + \omega^2 L^2) - \frac{\omega L}{R}.$$

Поэтому, замечая, что $\omega^2 \approx \frac{1}{LC}$, $\frac{\omega L}{R} = Q$ и, наконец, что $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ всегда во много раз больше активного сопротивления контура R , получим:

$$\sigma_{\kappa} \approx 2Q. \quad (276)$$

Следовательно, величина σ_{κ} , которую иногда называют фиксирующей способностью контура, тем больше, а нестабильность частоты генератора κ тем меньше, чем выше качество контура.

Увеличение стабильности генератора может быть получено повышением значения любого из слагаемых в знаменателе выражения (275). Поэтому, вообще говоря, совершенно не обязательно, чтобы именно анодная цепь содержала элемент, обладающий большой фиксирующей способностью — такой элемент может быть включен в цепь сетки генератора. Далее, совершенно не обязательно, чтобы таким элементом был бы колебательный контур, составленный из емкости и индуктивности: можно применять механические колебательные системы, если соответственным образом связать их колебания с электрическими колебаниями в цепях генератора. Примером такой системы является камертон, снабженный дополнительным устройством для возбуждения переменного тока в катушках при колебании его концов.

Особенно большое распространение получило применение для стабилизации частоты генераторов кварца, обладающего пьезоэффектом. Пьезокварцевая пластинка представляет собой электромеханическую систему, которая может быть заменена эквивалентным колебательным контуром. Параметры последнего зависят от геометрических размеров пластинки, направления ее колебаний по отношению к кристаллографическим осям и от механических и электрических постоянных кварца. Качество эквивалентного контура в сотни раз превосходит качество лучших электрических контуров.

Благодаря этим свойствам пьезокварца, его использование позволяет сильно повысить стабильность частоты генератора. Пример схемы генератора с кварцевой стабилизацией приведен на рис. 228. Эта схема, по существу, представляет собой схему Кюна (рис. 227), в которой сеточный контур заменен пьезокварцевой пластинкой.

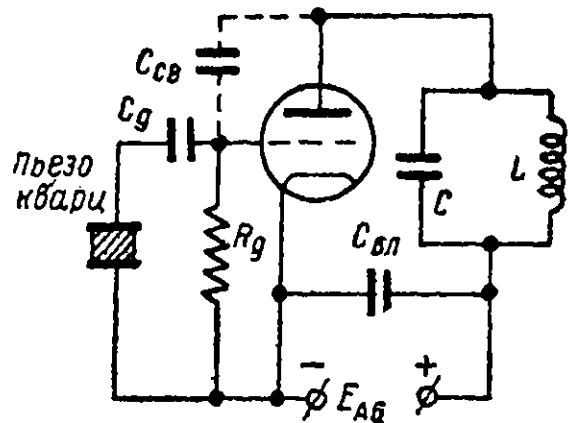


Рис. 228. Схема генератора, стабилизированного пьезокварцем.

Чем выше частота генератора, тем тоньше должна быть пластинка пьезокварца, применяемого для его стабилизации, и тем труднее ее изготовить. Кроме того, с увеличением частоты падает качество контура, эквивалентного пластинке, так как в емкость этого контура входит емкость держателя кварца, которая растет с уменьшением толщины последнего. Поэтому при генерации ультравысоких частот переходят к стабилизации генераторов резонансными линиями.

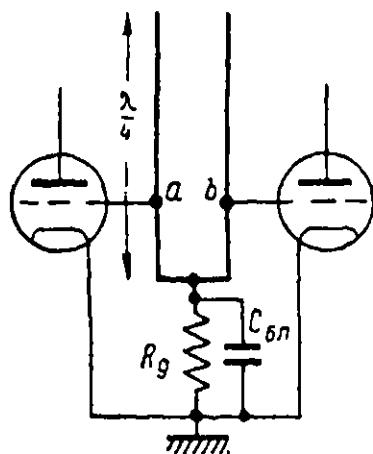


Рис. 229. Стабилизация генератора резонансной линией.

Как известно, линия длиной l , короткозамкнутая на одном конце, представляет собой колебательный контур, настроенный на частоту $\omega = \frac{\pi c}{2l}$, где c — скорость света в пустоте. Если

линия построена из труб большого диаметра, то такой контур обладает очень большим значением Q , а длина линии тем меньше, чем выше частота. Включить линию-контур можно как в цепь анода, так и в цепь сетки лампы. Особенно удобно использовать симметричные линии в двухтактных схемах. На рис. 229 показано включение стабилизирующей линии в цепь сеток ламп пушпульного генератора

(анодные цепи ламп в схеме не показаны). Амплитуда напряжения на сетках ламп определяется расстоянием точек a и b от замкнутого конца линии. Обратная связь в схеме может осуществляться, например, через междуэлектродные емкости ламп. Тогда приведенная схема будет, очевидно, представлять собой двухтактную схему Кюна, стабилизированную линией.

§ 4. НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

1. Низкочастотные генераторы на биениях. Во многих электроизмерительных установках при исследовании строения твердых и жидких тел для работы в области акустики, биофизики и т. д. применяются генераторы гармонических колебаний, частота которых лежит в пределах звукового диапазона.

Построить генератор по одной из приведенных выше схем с плавно изменяющейся частотой от десятков герц до 10—20 кГц практически невозможно, так как для этого нужно плавно варьировать индуктивность или емкость контура в сотни тысяч или миллионы раз. Кроме того, генератор с колебательным контуром, настроенным на частоту порядка нескольких десятков герц, обладает малой стабильностью. Для уменьшения собственной частоты контура нужно увеличивать либо его емкость, либо индуктивность. Первое сопровождается уменьшением характеристического сопротивления контура, а второе — возрастанием его активного сопротивления. Поэтому качество контура ухудшается, а следовательно, стабильность генератора уменьшается.

Значительно бóльшие возможности в отношении простоты возбуждения колебаний низких частот, удобства работы, портативности и т. д. дают генераторы на биениях.

Принцип построения таких генераторов иллюстрирует блок-схема, приведенная на рис. 230. Схема содержит два генератора (они называются гетеродинами). Частоты гетеродинов во много раз или десятков раз превосходят наибольшую частоту, которую желательно получать от всего устройства в целом.

Частота одного гетеродина поддерживается постоянной, а частота второго может быть сделана равной частоте первого или изменяться в некоторых пределах перестройкой его контура. Колебания, возбуждаемые обоими гетеродинами, поступают на вход смесительного каскада.

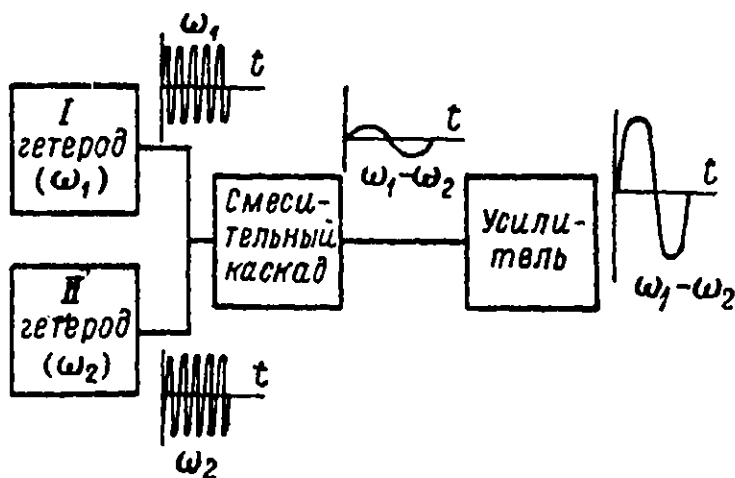


Рис. 230. Блок-схема генератора на биениях.

Он построен таким образом, что на его выходе получают электрические колебания, частота которых равна разности между частотами обоих гетеродинов. Если частота одного из них меняется на некоторую величину, то на такую же величину меняется разностная частота (частота биений). Следовательно, для того, чтобы получить на выходе всего устройства изменение частоты на определенную величину, на такую же величину должна измениться частота гетеродина. Поэтому абсолютная величина изменения частоты последнего такая же, как в генераторе простого типа, но относительное изменение ее величины значительно меньше. Так, например, если частота одного гетеродина 200 кГц, то частота другого должна варьироваться всего приблизительно на 10% для того, чтобы на выходе смесительного каскада частота изменилась на 20 кГц. Построить генератор с такой относительно небольшой перестройкой частоты не представляет труда, а контуры гетеродинов, работающих на частотах порядка сотен килогерц, обладают достаточно высоким качеством.

Для постройки смесительного каскада может быть использована лампа с двумя управляющими сетками. При действии на сетках такой лампы гармонических напряжений с частотами ω^* и ω^{**} в спектре ее анодного тока содержатся компоненты, соответствующие частотам $n\omega^* \pm m\omega^{**}$, где n и m — целые числа. Для того чтобы из всего спектра тока выделить одну составляющую, например, соответствующую разностной частоте $\omega^* - \omega^{**}$, необходимо в анодную цепь лампы включить нагрузку, сопротивление которой велико для тока этой

частоты и мало для всех прочих частотных компонент тока. Такой нагрузкой обычно служит колебательный контур или более сложная цепь, составленная из индуктивностей и емкостей.

Для выделения частоты биений можно воспользоваться пентодом или экранированной лампой, подав напряжение от гетеродинной на экранную и управляющую сетки. Недостатком схем, построенных на таких лампах, является большая связь между гетеродинами через сравнительно большую емкость между обеими сетками. Вследствие этого при перестройке одного из гетеродинов частота другого не остается неизменной и, кроме того, наблюдается явление захватывания. Оно заключается в том, что при сближении настроек гетеродинов их частоты скачком уравниваются и перестройка одного из них сопровождается автоматическим изменением частоты другого. Разностная частота остается равной нулю до тех пор, пока частота одного из гетеродинов не станет достаточно большой для того, чтобы захватывание прекратилось. Вследствие этого на выходе смесительного каскада не удастся получить напряжения, изменяющегося с меньшей частотой, чем та минимальная разность частот гетеродинов, при которой еще не наблюдается их захватывания.

При использовании пентагридов, у которых обе управляющие сетки разделены экранной, связь между гетеродинами оказывается малой и явление захватывания не наблюдается. Если же по тем или иным соображениям смесительный каскад строится на пентоде, то между ним и одним из гетеродинов вводится буферный каскад.

Нередко смесительные каскады звуковых генераторов строятся по двухтактным схемам. Примером может служить звуковой генератор типа ЗГ-1, упрощенная схема которого приведена на рис. 231.¹ Гетеродины G_1 и G_2 генератора собраны по схеме Мейснера с колебательным контуром в анодной цепи лампы. Один из них возбуждает колебания с частотой 160 кГц, а частота другого варьируется в пределах от 160 до 180 кГц.

Колебания, возбуждаемые первым гетеродином, поступают на вход буферного каскада, собранного на лампе Л-3, который представляет собой усилитель с нагрузкой, настроенной на частоту 160 кГц. Далее следует двухтактная схема, построенная на пентодах (лампы Л-4 и Л-5). Рассматривая цепи, связывающие лампы Л-4 и Л-5 с выходом буферного каскада и вторым гетеродином, легко убедиться, что на сетку каждой из этих ламп попадает все напряжение с выхода буферного каскада и половина напряжения с выхода второго гетеродина. При этом, как и в обычной двухтактной схеме, напряжение u^{**} изменяет потенциалы управляющих сеток ламп Л-4 и Л-5 противофазно. Поэтому если бы в схеме не было первого гетеродина, напряжение, возбуждаемое вторым гетеродином, усиливалось бы по обычной двух-

¹ Полную схему генератора с указанием ее параметров можно найти в заводском описании, прилагаемом к каждому экземпляру прибора.

тактной схеме. Но так как потенциалы сеток ламп Л-4 и Л-5 синфазно изменяются, вследствие действия напряжения первого гетеродина, то при расположении начальных рабочих точек в области криволинейных участков характеристик ламп, крутизна последних периодически изменяется. Вследствие этого в спектре анодного тока появляются компоненты, соответствующие комбинационным частотам и среди них — компонента разностной частоты. Перестройкой второго гетеродина эта частота варьируется в пределах от 10 гц до 20 кгц. Сопротивление нагрузки двухтактного смесительного каскада, состоя-

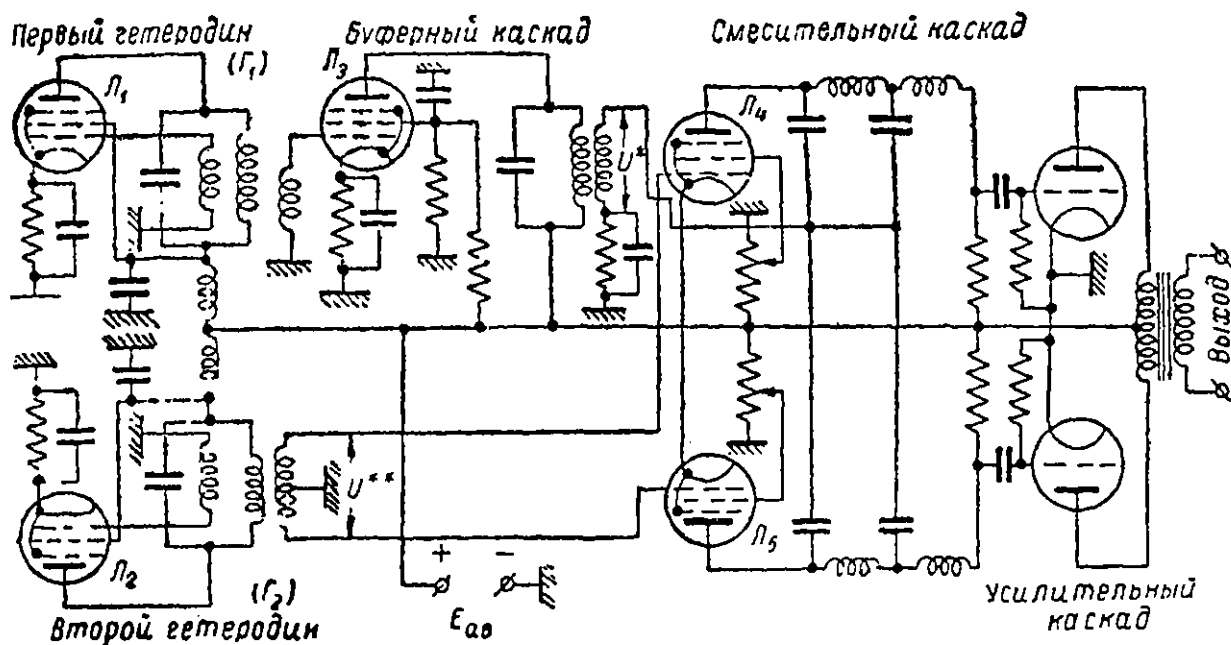


Рис. 231. Упрощенная схема звукового генератора типа ЗГ-1.

щей из емкостей и индуктивностей, остается большим в этих пределах изменения частоты анодного тока и мало для остальных частотных компонент его спектра. Поэтому напряжение, действующее на входе последнего усилительного каскада, близко к гармоническому, и его амплитуда остается большой при всех значениях частоты биений между напряжениями обоих гетеродинов.

Звуковые генераторы на биениях не позволяют получать напряжения крайне низких частот. Этому препятствует не только явление захватывания, с которым можно бороться хорошей развязкой схем гетеродинов, но также и неизбежная нестабильность частот гетеродинов. Если вследствие изменения напряжения питания, температуры деталей схемы и т. п. частота каждого гетеродина изменится всего только на $0,001\%$ своей номинальной величины, а последняя имеет значение порядка 200 кгц, то разностная частота изменится на несколько герц. Поэтому построить генератор на биениях, рассчитанный на возбуждение частот порядка единиц или десятков герц, с тем, чтобы ее величина поддерживалась постоянной с большой степенью точности, не представляется возможным.

2. *RC*-генераторы гармонических колебаний. Для возбуждения гармонических колебаний необходимо построить схему так, чтобы условия самовозбуждения были удовлетворены в очень узкой области частот. Это может быть сделано соответствующим построением цепи

обратной связи из активных сопротивлений и емкостей.

Рассмотрим схему усилителя с цепью обратной связи, изображенную на рис. 232. [11] Условие наличия в схеме колебательного процесса, как известно, в общем виде может быть записано так:

$$\dot{k}\dot{\beta} - 1 = 0.$$

Для простоты будем считать, что фаза напряжения на выходе усилителя совпадает с фазой напряжения на его входе (практически это

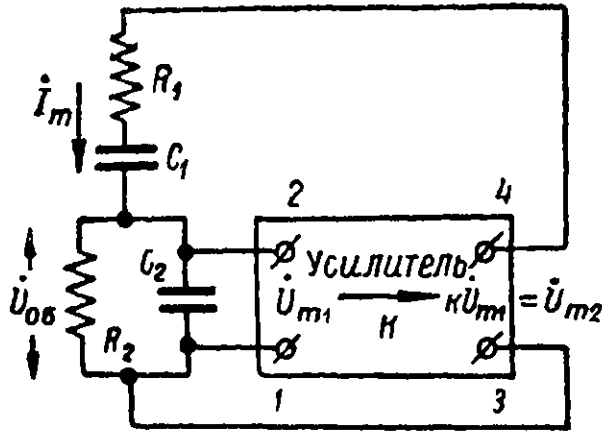


Рис. 232. Построение схемы *RC*-генератора гармонических колебаний.

имеет место в двухкаскадном реостатном усилителе для сигналов, частота которых не слишком далека от квазирезонансной частоты схемы). При этом условии коэффициент \dot{k} представляет собой вещественную величину. Коэффициент обратной связи найдем следующим образом:

$$\dot{U}_{m\text{ об}} = \dot{I}_m \frac{R_2}{1 + j\omega R_2 C_2}.$$

Но

$$\dot{I}_m = \frac{\dot{U}_{m2}}{\frac{R_2}{1 + j\omega R_2 C_2} + R_1 + \frac{1}{j\omega C_1}}.$$

Поэтому

$$\dot{\beta} = \frac{\dot{U}_{m\text{ об}}}{\dot{U}_{m2}} = \frac{R_2}{R_2 + (1 + j\omega C_2 R_2) \left(R_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right)}.$$

Следовательно, условие наличия в схеме колебательного процесса

$$\frac{kR_2}{R_2 + (1 + j\omega C_2 R_2) \left(R_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right)} - 1 = 0.$$

Для выполнения последнего равенства вещественная и мнимая части стоящего слева выражения должны быть порознь равны нулю, т. е.

$$R_2(1 - k) + R_1 + \frac{C_2 R_2}{C_1} = 0$$

и

$$\omega C_2 R_2 R_1 - \frac{1}{\omega C_1} = 0.$$

Отсюда следует, что в рассматриваемой схеме возможны колебания с частотой:

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2 R_1 R_2}}, \quad (277)$$

причем коэффициент усиления схемы должен удовлетворять соотношению

$$k = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}. \quad (278)$$

В частном случае, если $R_1 = R_2$ и $C_1 = C_2$, то

$$\omega_0 = \frac{1}{RC} \quad \text{и} \quad k = 3. \quad (279)$$

Таким образом, в приведенной схеме могут существовать колебания только с вполне определенной частотой, т. е. колебания будут гармоническими.

Выполнение условия $k\beta - 1 = 0$ соответствует стационарному колебательному режиму схемы. Для развития колебательного процесса при малых амплитудах колебаний величина коэффициента усиления k должна превосходить величину $1/\beta$. При развитии же колебаний, вследствие нелинейности характеристик ламп, значение $k\beta$ уменьшится до величины, равной единице. Таким образом, как и в генераторе с колебательным контуром, амплитуда колебаний ограничивается нелинейностью характеристик ламп.

Частота колебаний в приведенной схеме RC -генератора, в отличие от LC -генераторов, пропорциональна $1/C$, а не $1/\sqrt{C}$. Это облегчает перекрытие широкого диапазона частот. Кроме того, если $R_1 = R_2$ и $C_1 = C_2$, то условие самовозбуждения рассматриваемой схемы, записанное для модулей k и β , не зависит от частоты, на которую настроен RC -генератор, тогда как в LC -генераторах это условие тем труднее выполнить, чем ниже частота возбуждаемых колебаний. Поэтому можно ожидать, что генераторы низких частот рациональнее строить по RC -, а не по LC -схемам. Для этого необходимо убедиться, что частота RC -генераторов достаточно стабильна.

Определим фиксирующую способность цепи обратной связи генератора, собранного по схеме рис. 232. Воспользовавшись выражением для β , найдем, что если $R_1 = R_2$ и $C_1 = C_2$, фаза напряжения \dot{U}_{m06} сдвинута по отношению к фазе напряжения \dot{U}_{m2} на угол

$$\Psi = \operatorname{arctg} \frac{1 - \omega^2 C^2 R^2}{3\omega RC}.$$

Следовательно,

$$\sigma = \omega \left| \frac{\partial \Psi}{\partial \omega} \right| = \omega \frac{3(\omega^2 C^3 R^3 + RC)}{7\omega^2 C^2 R^2 + 1 + \omega^4 C^4 R^4}.$$

Приняв во внимание, что при самовозбуждении схемы $\omega = \omega_0 = \frac{1}{RC}$, получим:

$$\sigma = \frac{2}{3}. \quad (280)$$

Сравнивая (280) с выражением (276), приходим к выводу, что фиксирующая способность цепи обратной связи рассматриваемой схемы RC -генератора такая же, как колебательного контура LC -генератора, если Q контура равно $1/3$.

Такое сопоставление фиксирующих способностей носит формальный характер, но оно показывает, что стабильность частоты рассматриваемой схемы RC -генератора крайне низкая.

Большой стабильностью частоты обладает схема RC -генератора, отличающаяся от рассмотренной введением цепи отрицательной обратной связи (рис. 233). Через эту цепь на вход усилителя подается напряжение $\dot{U}'_{mоб}$, сдвинутое по фазе на угол π по отношению к напряжению на выходе, т. е. $\dot{U}'_{mоб} = -k\beta_{(-)}\dot{U}_{m1}$, где $\beta_{(-)}$ — коэффициент передачи напряжения цепи отрицательной обратной связи.

Условие стационарного режима схемы соответствует тому, что

напряжение, переданное с выхода через обе цепи обратной связи, по амплитуде и фазе, совпадает с напряжением на входе усилителя, т. е.

$$\dot{U}''_{mоб} = \dot{U}_{mоб} + \dot{U}'_{mоб} = \dot{U}_{mоб} - k\beta_{(-)}\dot{U}_{m1} = \dot{U}_{m1},$$

где $\dot{U}_{mоб}$ — напряжение, переданное через цепь положительной обратной связи. Воспользовавшись написанными выше выражениями для $\dot{U}_{mоб}$ найдем, что в случае $R_1 = R_2$ и $C_1 = C_2$, колебательному процессу в схеме соответствует

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{RC} \quad \text{и} \quad \beta_{(-)} = \frac{1}{3} - \frac{1}{k}. \quad (281)$$

Первое из написанных выражений показывает, что введение цепи отрицательной обратной связи не изменяет собственную частоту генератора. Второе выражение дает связь между коэффициентом усиления и коэффициентом передачи напряжения цепи отрицательной обратной связи при стационарном колебательном режиме схемы.

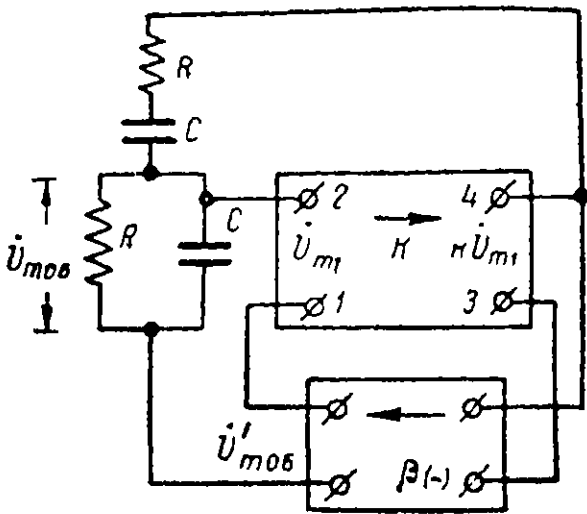


Рис. 233. Построение схемы RC -генератора гармонических колебаний с отрицательной обратной связью.

Колебательный процесс в схеме возможен, если коэффициент усиления $k > 3$, а величина $\beta_{(-)}$ не превосходит предельного значения, равного $1/3$, соответствующего $k \gg 3$.

Фиксирующая способность схемы с отрицательной обратной связью

$$\sigma = \frac{2}{9} k, \quad (282)$$

т. е. такая же, как фиксирующая способность колебательного контура, качество которого $Q = \frac{1}{9} k$. Полагая, например, что $k = 900$, получим $Q = 100$. Этот пример показывает, что, используя для постройки RC -генераторов с отрицательной обратной связью усилители с большим коэффициентом усиления, можно получить стабильность частоты, более высокую, чем стабильность обычного лампового генератора с колебательным контуром.

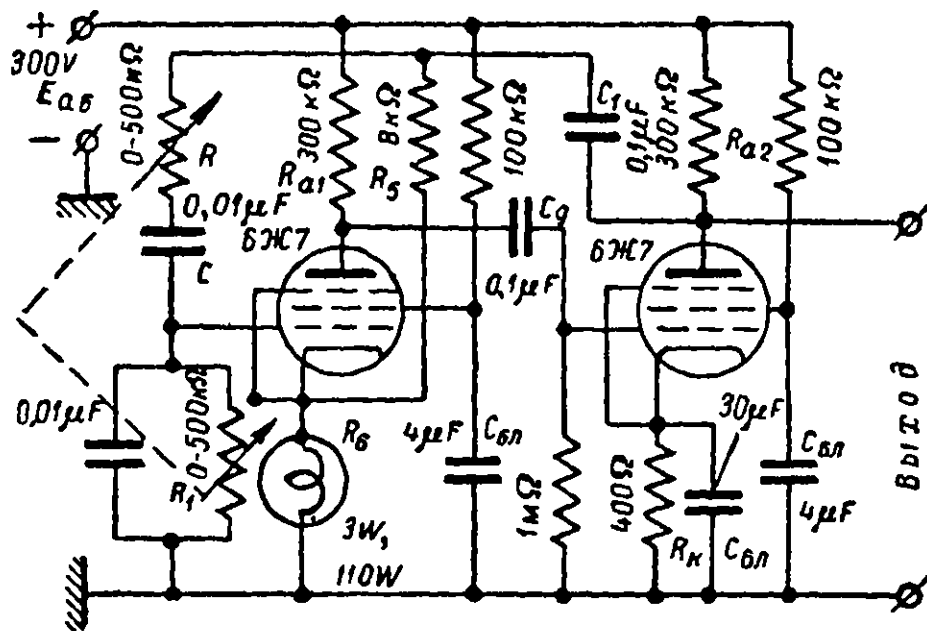


Рис. 234. Схема RC -генератора гармонических колебаний с отрицательной обратной связью.

На рис. 234 приведена схема RC -генератора [12], соответствующая блок-схеме, изображенной на рис. 233. Цепь отрицательной обратной связи состоит из емкости C_1 и сопротивлений R_5 и R_6 , причем роль сопротивления R_6 играет лампочка накаливания. Так как ее сопротивление зависит от величины протекающего через нее тока, то коэффициент отрицательной обратной связи — функция амплитуды колебаний в схеме. Чем эта амплитуда больше, тем больше сопротивление R_6 и тем, следовательно, больше величина $\beta_{(-)}$. Параметры схемы выбраны таким образом, что величина k — порядка нескольких сотен, а значение $\beta_{(-)}$ при малой амплитуде автоколебаний меньше $1/3$. При этом колебания в схеме носят развивающийся характер. По мере возрастания амплитуды автоколебаний

значение $\beta_{(-)}$ увеличивается и скорость нарастания амплитуды замедляется, а затем она достигает своего стационарного значения, которое соответствует условию $\beta \approx \frac{1}{3}$.

Среди схем RC -генераторов, обладающих достаточно большой стабильностью, имеются более простые, чем приведенная выше. В качестве примера укажем схему, представляющую собой однокаскадный усилитель с цепью обратной связи, выполненной в виде цепочки из трех емкостей и трех сопротивлений (рис. 235). Можно показать, что фазовые соотношения, необходимые для самовозбуждения такой схемы, выполняются только для частоты

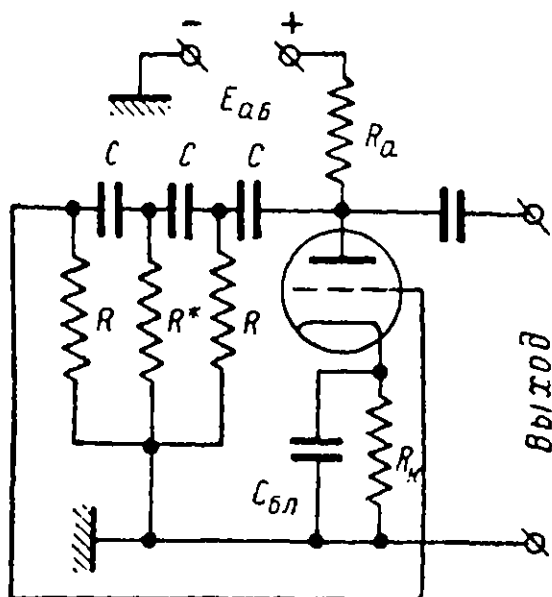


Рис. 235. Схема однокаскадного RC -генератора гармонических колебаний.

если коэффициент усиления каскада без цепи обратной связи $k = \mu \frac{R_a}{R_a + R_l}$ удовлетворяет соотношению

$$k = 29 + 23 \frac{R'}{R} + 4 \left(\frac{R'}{R} \right)^2.$$

Фиксирующая способность схемы приблизительно равна $2k$ (при $R' \ll R$). Так как коэффициент усиления однокаскадного усилителя практически имеет значение порядка нескольких десятков, то стабильность последней схемы несколько ниже стабильности, которая может быть получена в схеме RC -генератора с отрицательной обратной связью.

Если по условиям использования колебаний не требуется большая стабильность их частоты, схема, изображенная на рис. 235, предпочтительна благодаря своей простоте. Она с успехом может быть построена, например, на лампе 6С4Б (6Ф5). При этом сопротивление R_a выбирают равным 100—200 ком, R_l — порядка 1000 ом, $C_{бл}$ — несколько десятков микрофард (чем ниже генерируемая частота, тем больше должна быть емкость $C_{бл}$) и, наконец, напряжение источника питания ~ 200 —300 в. Параметры цепи обратной связи определяются частотой колебаний, которые должны возбу-

$$\omega = \frac{1}{RC \sqrt{6 + 4 \frac{R^*}{R}}},$$

где

$$R' = \frac{R_l R_a}{R_l + R_a}.$$

Стационарные колебания с такой частотой возможны в схеме,

если коэффициент усиления каскада без цепи обратной связи

удовлетворяет соотношению

ждаться в схеме. Для того чтобы иметь возможность менять эту частоту, обычно одно из сопротивлений (например, помеченное R^* на рис. 235), делают переменным.

RC -генераторы, благодаря своим преимуществам перед генераторами других типов — простоте, высокой стабильности и т. д., в настоящее время все шире и шире применяются в специальной измерительной и радиотехнической аппаратуре. Стабильность частоты генерируемых ими колебаний не зависит от ее абсолютного значения. Поэтому с их помощью можно получить стабильные гармонические колебания, частота которых составляет малые доли герца.

3. Генераторы для высокочастотного нагрева металлических конструкций. В лабораторной практике широко используются генераторы гармонических колебаний, частота которых лежит далеко за пределами звукового диапазона. Такие генераторы применяются, например, при исследовании электрических потерь, молекулярного строения тел, молекулярных и атомных спектров радиочастотным методом и во многих других случаях. Одним из простейших примеров применения генераторов высокой частоты может служить нагревание деталей вакуумных приборов. Для этой цели прибор, содержащий металлические детали, помещается в высокочастотное магнитное поле. Вследствие протекания в них токов Фуко детали нагреваются и при откачке прибора обезгаживаются. Выбирая соответствующую частоту и амплитуду напряженности магнитного поля, можно нагреть детали до весьма высокой температуры.

Переменное магнитное поле создается в результате протекания тока по катушке, обычно состоящей из нескольких витков толстой (диаметром порядка 10 мм) медной проволоки или трубки. Диаметр этой катушки выбирается достаточно большим для того, чтобы внутрь нее можно было бы поместить прогреваемый прибор. В физических лабораториях чаще всего бывает нужно прогревать сравнительно небольшие детали, имеющие линейные размеры порядка нескольких сантиметров. Поэтому такая катушка — „индуктор“ — может быть взята диаметром не больше 10—15 см.

Для создания в катушке высокочастотного тока используется ламповый генератор высокой частоты. Частота, мощность и ряд конструктивных особенностей такого генератора определяются геометрическими размерами и конфигурацией прогреваемых объектов, значением температуры, до которой их надо нагреть, и т. п. Подробно эти вопросы рассмотрены В. П. Вологдиным [13]. Практически для работы в установке высокочастотного нагрева в физической лаборатории достаточно генератора мощностью в несколько киловатт, возбуждающего колебания частотой порядка 3—10 Мгц. Так как поддерживать строго постоянной частоту колебаний нет необходимости, то такой генератор может быть построен по одной из приведенных выше схем задающих генераторов без введения в него элементов стабилизации частоты. Колебательная мощность порядка 1—3 кв может

быть получена при использовании ламп Г-425, Г-56 (Г-100), Г-68 (Г-300) и других, а при постройке двухтактной схемы или включении двух генераторных ламп в параллель, можно увеличить колебательную мощность вдвое по сравнению с номинальной для лампы выбранного типа.

Пример простой схемы генератора для высокочастотного нагрева приведен на рис. 236. В этой схеме две лампы типа Г-56 включены параллельно. В общей анодной цепи ламп имеется колебательный контур, состоящий из катушки L_{κ} и емкости C_{κ} , а в общую

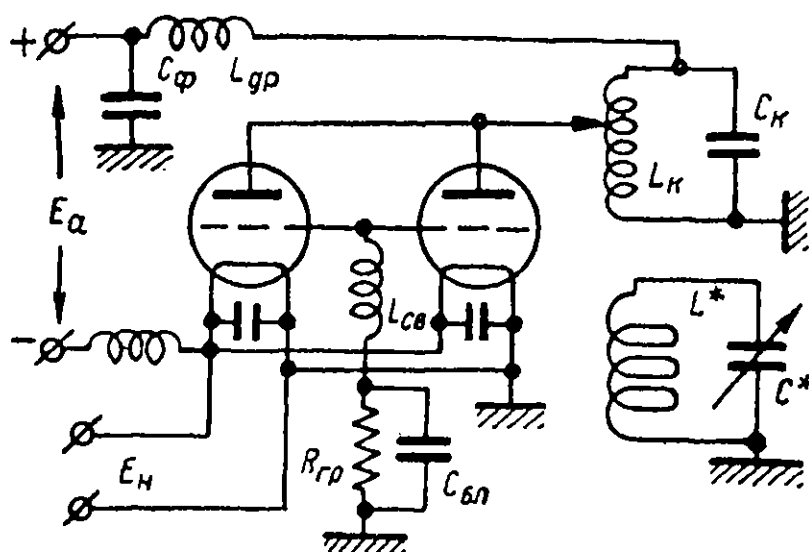


Рис. 236. Принципиальная схема лабораторного генератора для высокочастотного прогрева.

цепь сеток ламп включена катушка связи $L_{ов}$ и переменное сопротивление $R_{гр}$, величина которого определяет смещение на сетках ламп при работе генератора. Приведенная схема представляет собой схему Мейснера с колебательным контуром в анодной цепи.

Если диаметр катушки контура около 10 см и такова же ее длина, то при емкости конденсатора C_{κ} по-

рядка 50—60 $\mu\text{ф}$ для возбуждения колебаний частотой около 10 Мгц эта катушка должна содержать 5—7 витков. Колебательная мощность, которая может быть получена в контуре генератора, собранного по приведенной схеме, порядка нескольких киловатт. Величина ее может регулироваться, например, изменением положения катушки связи или числом витков в ней.

Конструктивно генератор может быть выполнен таким образом, что в контурную катушку легко помещать прогреваемые детали. Однако, практически гораздо удобнее прогревание деталей вести в отдельном контуре, связанном с контуром генератора (контур L^* , C^* на рис. 236).

Изменяя емкость конденсатора этого контура и связь между катушками контуров, можно подбирать наиболее удачный режим работы генератора и в широких пределах управлять величиной мощности, выделяющейся в контуре. Такая регулировка обычно бывает необходима, так как большей частью один и тот же прибор содержит детали разной конфигурации и нужно, изменяя расположение прибора относительно катушки и величину мощности, выделяющейся в контуре, следить за тем, чтобы все эти детали нагревались

до более или менее одинаковой температуры. Удобно также, что индуктор не находится под высоким положительным потенциалом.

На рис. 237 приведен другой вариант простой схемы генератора, пригодного для высокочастотного нагрева. Это двухтактная схема, каждое плечо которой подобно схеме, изображенной на рис. 221.

Для лабораторной установки высокочастотного нагрева проще всего приспособить какой-либо генератор, выпускаемый промышленностью. Для этой цели пригоден например, генератор типа ЛГ-3. Этот генератор построен на двух лампах Г-56 (Г-300), содержит цепи питания (трехфазный выпрямитель на газотронах ВГ-236 и стабилизированный трансформатор питания накалов ламп) и требует лишь небольших переделок для использования в виде установки высокочастотного нагрева металлических конструкций. Так как частота генератора, необходимого для нагрева тех или иных объектов, не критична, то обычно ограничиваются лишь ориентировочным определением параметров контура генератора и подбирают параметры его схемы экспериментально.

4. Питание дуантов циклотрона напряжением высокой частоты. Примером применения в технике физического эксперимента мощных генераторов гармонических колебаний высокой частоты могут служить установки питания дуантов циклотронов переменным напряжением. Используемые в них генераторы обычно рассчитаны на отдачу колебательной мощности порядка нескольких десятков киловатт. Частота генератора определяется напряженностью магнитного поля между полюсами магнита циклотрона и сортом ускоряемых частиц. При практически возможных полях и при ускорении частиц различных типов эта частота обычно колеблется в пределах от 10 до 20 Мгц.

Максимальная энергия, которая может быть сообщена частицам при циклотронном методе ускорения, пропорциональна квадратному корню из амплитуды напряжения между дуантами (при условии, что синхронизм не нарушается, вследствие релятивистских эффектов) [14]. Практически возможность увеличения амплитуды этого напряжения

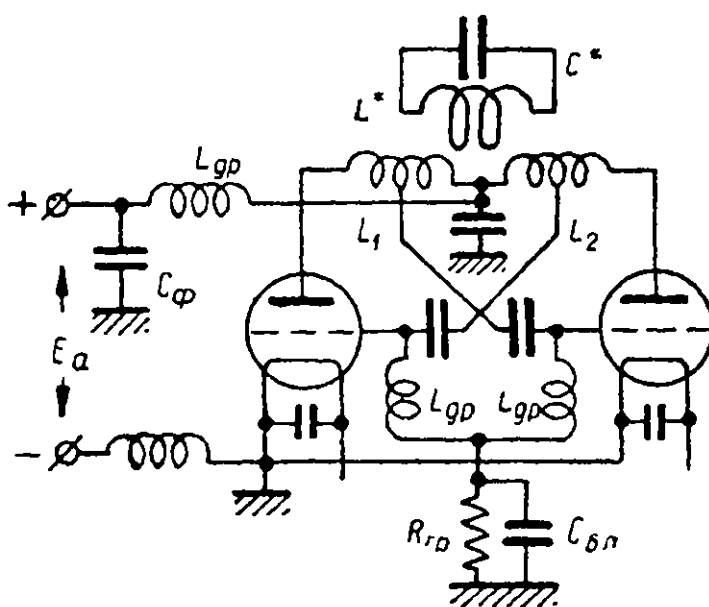


Рис. 237. Принципиальная схема двухтактного генератора для высокочастотного прогрева.

ограничивается опасностью пробоя изоляторов, отделяющих дуанты от камеры, находящейся при нулевом потенциале, и возможностью возникновения разряда между дуантами и камерой при работе установки. Обычно амплитуда ускоряющего напряжения не превышает 100—200 кв.

В первых моделях циклотронов использовались генераторы с самовозбуждением, с контурами в цепях сетки и анода, собранные по двухтактной схеме. Генератор располагался вблизи от магнита циклотрона и дуанты связывались с его анодным контуром с помощью специальной катушки связи.

При работе циклотрона, его дуанты, как нагрузка генератора, могут быть эквивалентно заменены соединением емкости и активного сопротивления. Емкость между камерой и каждым дуантом обычно равна нескольким сотням пикофарад, а величина активного сопротивления определяется расходом мощности на ускорение ионов. Вместе с катушкой связи и распределенными параметрами дуанты образуют колебательный контур. Этот „дуантный“ или нагрузочный контур генератора так же, как и анодный контур последнего должен быть настроен на частоту, равную резонансной частоте ускорения ионов.

Описываемая схема питания дуантов циклотрона не удовлетворительна по многим причинам. Если для повышения эффективности передачи энергии из промежуточного (анодного) контура генератора в дуантный связь между ними выбрана достаточно сильной, то настройка установки осложняется явлениями, связанными с затягиванием, срывом колебаний и переходом от колебаний на одной частоте связи к колебаниям на другой частоте связи. Кроме того, частота генерируемых колебаний недостаточно стабильна. Ее нестабильность обуславливается как непостоянством параметров контуров, так и изменением междуэлектродных емкостей ламп при их разогревании во время работы. Стабильность частоты может быть повышена использованием в качестве сеточного контура четвертиволновой линии (рис. 229).

Далее, к изменению частоты генератора, построенного по простой схеме, приводит непостоянство емкости дуантов, которые при работе циклотрона нагреваются и несколько деформируются. Для того чтобы избежать этого, целесообразно построить генератор по сложной схеме, т. е. иметь задающий генератор и усилитель мощности.

Расположение генератора вблизи от магнита циклотрона неудобно. Поэтому было предложено использовать фидер для передачи энергии к дуантам от генератора, удаленного от магнита. Один конец фидера индуктивно или емкостно связывается с выходным контуром генератора, а к другому присоединяются дуанты. Последнее эквивалентно замыканию фидера на комплексное сопротивление. Поэтому в нем, кроме бегущих волн, будут иметься также стоячие волны, что приведет к большим потерям энергии. Избежать этого можно, включив

на известном расстоянии от дуантов отрезок короткозамкнутой линии, длину которой легко менять перемещением замыкающего моста (рис. 220с). Однако применение дополнительной линии позволяет построить схему питания дуантов несколько иначе и притом гораздо более рационально.

Именно, строится отдельная дуантная линия, один конец которой замкнут накоротко, а к другому присоединены дуанты. Для поступления энергии в эту линию она связывается с помощью фидера с выходным контуром генератора. Схема такого устройства приведена на рис. 238. Как известно, линия, разомкнутая на одном конце и замкнутая на другом, представляет собой колебательный контур, собственная частота которого определяется длиной линии, а качество может быть сделано очень высоким. Подключение дуантов эквивалентно включению на конце линии емкости (а при работе циклотрона также и активного сопротивления). Это соответствует некоторому изменению длины линии (см. § 6 первой главы), а следовательно, и изменению ее собственной частоты. Выбором соответствующего положения замыкающего моста (М на рис. 238) можно настроить дуантную линию на частоту, равную резонансной частоте ускорения частиц. Если частота напряжения, приложенного в точках a и b линии (рис. 238), совпадает с ее собственной частотой, то в дуантной линии устанавливаются стоячие волны, причем амплитуда напряжения между дуантами близка к напряжению в пучности. Чем ближе точки a и b расположены к узлу напряжения (т. е. к замыкающему мосту), тем меньше амплитуда напряжения, возбуждающего линию, по сравнению с амплитудой напряжения между дуантами. Поэтому, применяя резонансную линию, можно получить напряжение между дуантами значительно более высокое, чем то, которое имеется на конце фидера. Отношение амплитуд этих напряжений определяется выбором точек присоединения фидера к линии. Их положение выбирается таким образом, что фидер оказывается нагруженным на сопротивление, близкое к его волновому сопротивлению.

При работе циклотрона процессы, протекающие в дуантной резонансной линии, усложняются, так как в ней имеются бегущие волны, которые переносят энергию от точек включения фидера к дуантам. Расход энергии в дуантном контуре соответствует ухудшению его качества. Так как расходуемая энергия идет на ускорение частиц, то уменьшение Q является столь же полезным эффектом, как например, ухудшение качества выходного контура генератора при связи с ним

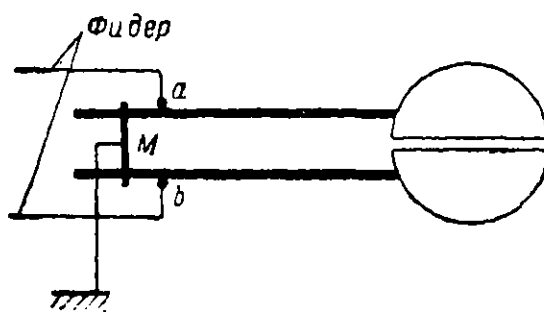


Рис. 238. Применение резонансной линии для питания дуантов циклотрона напряжением высокой частоты.

нагрузки. Практически уменьшение Q оказывается таким, что качество дуантного контура остается очень высоким.

Применение резонансной дуантной линии существенно облегчает решение некоторых технических задач, возникающих при постройке циклотрона. Как известно, дуанты находятся в вакуумной камере, стенки которой заземлены. Поэтому нужно найти способ укрепления дуантов внутри камеры и через стенку последней подвести к ним высокое напряжение. Если резонансная линия не применяется, то обычно дуанты крепятся на мощных изоляторах, проходящих сквозь стенку камеры, и внутри этих изоляторов проходят токонесущие стержни, связывающие дуанты с фидером. Изоляторы должны обладать большой механической прочностью и выдерживать без пробоя высокое напряжение. Изготовление таких изоляторов и их крепление в стенках камеры оказывается довольно сложным.

В случае, если в дуантной цепи применяется резонансная линия, то последняя может быть также помещена в вакуум, а дуанты механически закреплены на стержнях (или трубах), образующих линию. Второй конец стержней без всяких изоляторов прочно закрепляется прямо на стенке вакуумной камеры, окружающей линию. Питание линии не представляет существенной трудности, так как вводимое напряжение не равно напряжению, ускоряющему частицы (как это имеет место в первом случае), а значительно ниже — порядка 10 кВ . Поэтому электрическая прочность изоляторов должна быть меньшей, а их конструкция облегчается благодаря тому, что они не несут механической нагрузки. Правда, крепление дуантной линии в стенках вакуумной камеры представляет серьезную техническую задачу. Она усложняется тем, что крепление дуантов должно давать возможность несколько изменять их положение в камере без впуска в нее воздуха. Но преимущества такой системы питания дуантов настолько велики, что в настоящее время она применяется во многих действующих установках, описание которых можно найти в периодической литературе.

Построение дуантного контура с большим значением Q делает целесообразным возвращение к схемам генераторов, построенным по простым однокаскадным схемам. В процессе работы циклотрона емкость дуантов вследствие их разогревания несколько меняется. Поскольку качество дуантного контура хорошее, то даже очень малое изменение его собственной частоты приводит к резкому уменьшению амплитуды напряжения между дуантами. Для того чтобы этого не случилось, частота генератора должна в небольших пределах „следовать“ за частотой дуантной цепи. Поэтому вся схема питания должна быть построена таким образом, чтобы сама дуантная цепь управляла (в небольших пределах) частотой генерируемых колебаний. В этом случае нужен не задающий генератор, жестко поддерживающий частоту, а автоматическое установление частоты генератора на резонансную частоту дуантной цепи.

Пример [15] схемы установки, построенной таким образом, приведен на рис. 239. Генератор собран по двухтактной схеме с контурами в цепях сетки и анода лампы. Как известно, короткозамкнутая линия длиной меньше $\lambda/4$ может быть заменена эквивалентной индуктивностью. Такие линии-индуктивности вместе с переменными

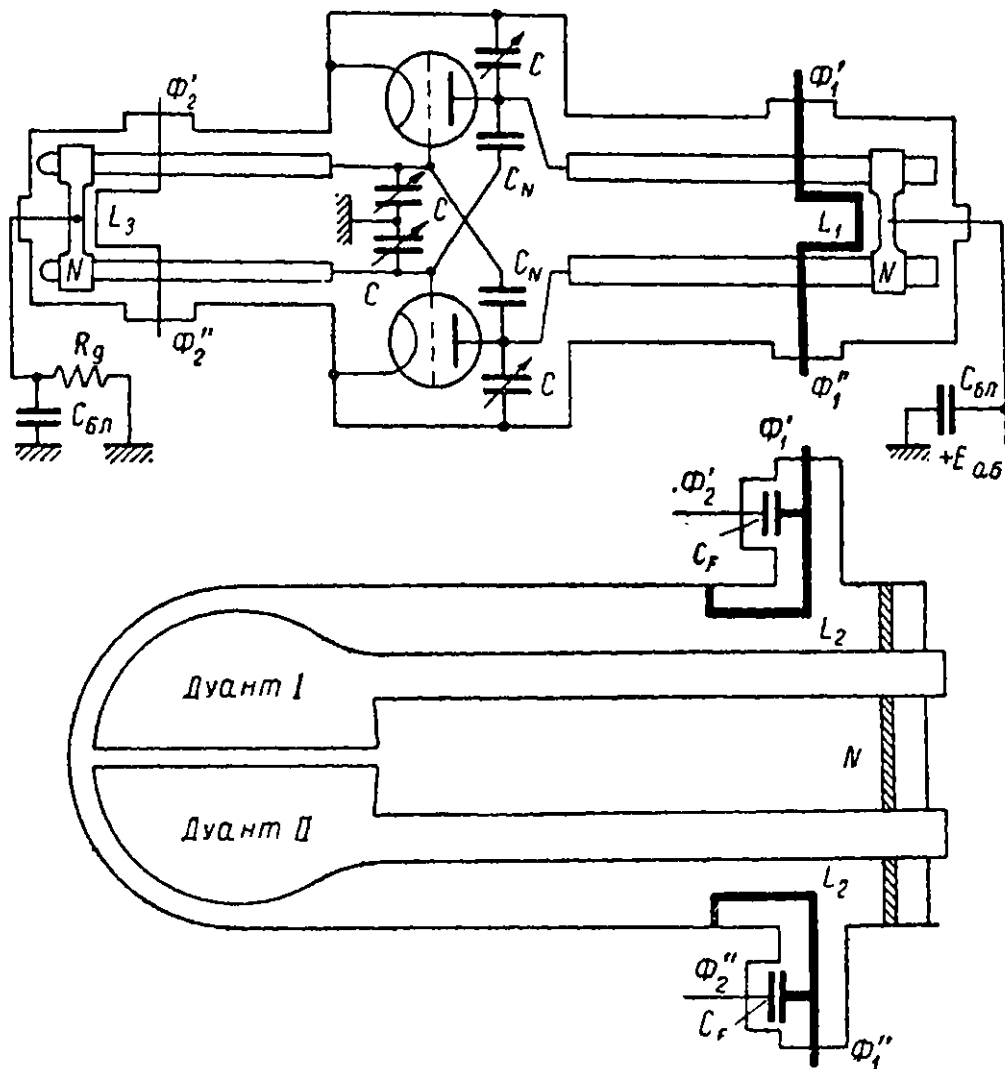


Рис. 239. Схема питания дуантов циклотрона с автосинхронизацией.

конденсаторами C в приведенной схеме и образуют анодный и сеточный колебательные контуры, которые настраиваются на резонансную частоту ускорения частиц в циклотроне.

В отличие от генераторов, описанных выше, здесь отсутствует индуктивная связь между сеточным и анодным контурами. Связь через емкость сетка—анод лампы нейтрализована включением нейтральных конденсаторов C_N . Поэтому можно подумать, что эта схема, по существу, совпадает со схемой двухтактного усилителя мощности, приведенного на рис. 212. Однако это не так—анодный контур связан с сеточным через элементы связи генератора с дуантной цепью.

Действительно, фидер Φ_1 , на концах которого включены витки L_1 и L_2 , связывает анодный контур генератора с дуантной линией.¹ Второй фидер Φ_2 связан одним концом с помощью L_3 с сеточным контуром генератора, а другим своим концом, через емкости C_F и петлю L_2 — с дуантным контуром. Величина связи и фазовые соотношения выбраны такими, что в схеме выполнены условия самовозбуждения.

Если собственные частоты сеточного и анодного контуров и собственная частота дуантной цепи одинаковы, то с этой частотой совпадает частота возбуждаемых в схеме колебаний. Если же частота дуантной цепи немного меняется, то в фидере Φ_1 появляются волны тока соответствующей частоты. Места включения конденсаторов выбраны такими, что при этом в сеточном контуре генератора наводится заметное напряжение этой же частоты и наблюдается явление затягивания. Вследствие этого генератор оказывается настроенным на собственную частоту дуантной цепи. Анализ процессов в схеме и отыскание правильных точек включения элементов связи довольно сложны.

Схемы с „автосинхронизацией“ генератора дуантной цепью могут считаться наиболее совершенными.

В заключение остановимся на установках, позволяющих питать ускоритель частиц напряжением переменной частоты.

Как известно, максимальная энергия, которая может быть сообщена частицам в циклотроне, ограничивается релятивистскими эффектами. Последние приводят к нарушению синхронизма между частотой обращения частиц в поле, создаваемой магнитом, и частотой генератора, питающего дуанты. Компенсировать нарушение синхронизма можно, применяя генераторы, частота которых плавно уменьшается, пока частицы увеличивают свою энергию. Недостатком такой системы является то, что условие синхронизма выполняется в ней лишь для очень малой группы частиц, поступающих в ускоряющую систему из источника ионов. Однако несколько лет тому назад В. И. Векслер открыл явление автофазировки и показал, что условие синхронизма выполняется для большего числа частиц, чем предполагалось раньше. Это послужило основой для разработки резонансных ускорителей с вариацией частоты, и с помощью таких установок были получены частицы значительно большей энергии, чем с помощью циклотронов.

Генераторы с модуляцией частоты находят себе применение в радиотехнике. При этом они строятся почти исключительно с исполь-

¹ Величина связи фидера с дуантной цепью и место расположения витка L_2 выбираются таким образом, что фидер оказывается нагруженным на сопротивление, равное его волновому сопротивлению. Связь фидера с анодным контуром генератора выбирается такой, что резонансное сопротивление контура оказывается близким к оптимальному.

зованием „электронной“ модуляции частоты, т. е. собственная частота генератора изменяется управлением режима электронных ламп, входящих в специально построенную схему. Вообще говоря, такую же схему модуляции частоты можно было попытаться применить в установке питания дуантов. Но если бы при этом настройка дуантного контура оставалась постоянной, то изменение частоты питающего напряжения сопровождалось бы изменением амплитуды ускоряющего напряжения. Это изменение было бы тем больше, чем больше величина Q дуантного контура. Для того чтобы амплитуда напряжения, ускоряющего частицы, оставалась приблизительно постоянной, пришлось бы построить дуантный контур плохого качества. Это привело бы к увеличению расхода энергии и усложнению постройки генератора и системы питания дуантного контура.

Поэтому представляется гораздо более удобным построить установку таким образом, чтобы частота дуантного контура и генератора изменялась синхронно. Такое согласованное изменение частоты проще всего осуществить в схеме автосинхронизации генератора дуантным контуром.

Действительно, если последний в известных пределах управляет частотой генератора, питающего ускоритель, то для перестройки всей системы достаточно найти способ изменять в нужных пределах и по нужному закону только частоту дуантного контура.

Поясним, каким путем может быть построена система управления частотой дуантного контура. Постройка ускорителей с вариацией частоты во многих отношениях упрощается, если, как это делалось в первых моделях циклотронов, строится камера с одним дуантом. Ускоряющее напряжение в такой системе подается между камерой (которая поддерживается при потенциале земли) и единственным имеющимся в ускорителе дуантом. Поэтому будем иметь в виду резонансную линию (например, в виде двух concentрических труб), к одному концу которой присоединен дуант и камера (рис. 240). Другой конец линии замкнут накоротко. Энергия от генератора подается в такую линию с помощью фидера, также представляющего собой комбинацию из двух concentрических цилиндров. Такими же фидерами дуантная линия может быть связана с сеточным контуром генератора, если схема всей установки аналогична представленной на рис. 239.

Резонансная частота ω_0 дуантной системы, изображенной на рис. 240, найдется следующим образом.

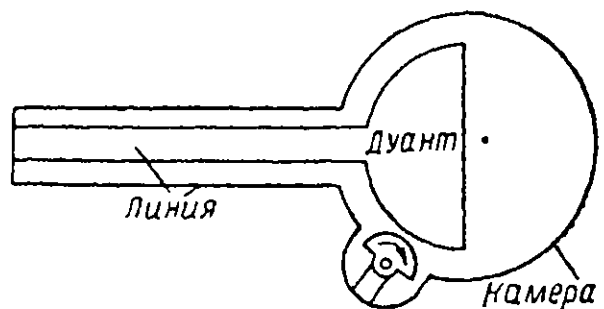


Рис. 240. Резонансная линия однодуантного ускорителя частиц.

Как известно, короткозамкнутая линия длиной l_d представляет собой реактивное сопротивление:

$$\dot{Z} = j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi l_d}{\lambda} = j\rho \operatorname{tg} \frac{\omega l_d}{c}$$

(см. § 6 первой главы), причем если $l_d < \frac{\lambda}{4}$, то \dot{Z} носит индуктивный характер.

Дуант и камера представляют собой емкость C_d . Последняя вместе с \dot{Z} образует колебательный контур, резонансная частота которого определяется соотношением:

$$\frac{1}{\omega_0 C_d} = \rho \operatorname{tg} \frac{\omega_0 l_d}{c}.$$

В большинстве случаев $\operatorname{tg} \frac{\omega_0 l_d}{c}$ может быть заменен его аргументом, и поэтому собственная частота дуантного контура определится выражением:

$$\omega_0 \approx \left[\frac{c}{\rho l_d C_d} \right]^{1/2}.$$

Из этого соотношения видно, что достаточно иметь возможность изменять емкость дуанта относительно камеры для того, чтобы менялась собственная частота дуантного контура, а следовательно, и частота генерируемых колебаний, если контур ею управляет. Для этого можно было бы камеру снабдить специальным устройством в виде вращающегося диска сложной формы, расстояние от поверхности которого до дуанта периодически меняется. (На рис. 240 это

устройство схематически изображено в виде вращающегося полукруга.)

Вследствие трудностей, связанных с монтажом переменного конденсатора непосредственно возле дуанта и необходимостью работы в сильном магнитном поле, систему изменения собственной частоты дуантного контура строят несколько иначе. Именно, резонансную линию удлиняют за узел напряжения, а переменный конденсатор располагают со стороны, противоположной дуанту (рис. 241). Изменение величины емкости C_v варьирует собственную частоту линии. Действительно, собственная частота левого, возбуждаемого участка

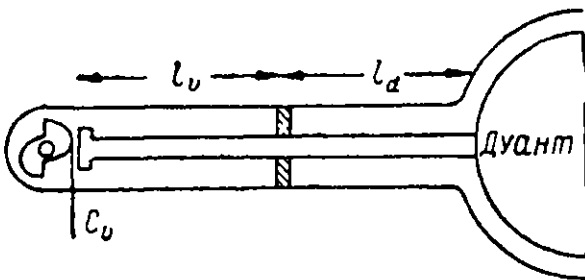


Рис. 241. Метод изменения собственной частоты резонансной линии ускорителя частиц с частотной модуляцией.

линии удлинляют за узел напряжения, а переменный конденсатор располагают со стороны, противоположной дуанту (рис. 241). Изменение величины емкости C_v варьирует собственную частоту линии. Действительно, собственная частота левого, возбуждаемого участка

$$\frac{1}{\omega'_0 C_v} = \rho \operatorname{tg} \frac{\omega'_0 l_v}{c}$$

(это выражение вполне аналогично полученному выше и не требует пояснений). Следовательно, резонансная частота ω'_0 — функция величины емкости C_v .

При возбуждении колебаний в левом участке линии, в ее дуантной части (т. е. правее узла напряжения) возникают колебания той же частоты.

Таким образом, изменение частоты дуантного напряжения действительно оказывается функцией величины емкости C_v . Практически величину этой емкости приходится менять в 1,5—2,5 раза, выбирая ее минимальное значение близким к емкости между дуантом и камерой.

Более подробно описание схем вариации частоты в установках питания дуантов можно найти в работах, опубликованных в периодической литературе [16].

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И ТРИГГЕРНЫЕ СХЕМЫ

§ 1. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

1. Основная схема мультивибратора. Колебания, которые даже при малых амплитудах существенно отличаются по форме от гармонических, обычно называют релаксационными. Их характерной чертой являются резкие изменения скорости нарастания или убывания величины напряжения или тока. Поэтому релаксационные колебания

приближаются к периодической последовательности импульсов прямоугольной, трапециoidalной или треугольной формы. Спектр таких колебаний, как известно, чрезвычайно широк. Из сказанного следует, что релаксационные колебания могут возбуждаться в схемах, у которых условие самовозбуждения выполнено в широкой области частот. Такие схемы получили общее название релаксационных генераторов.

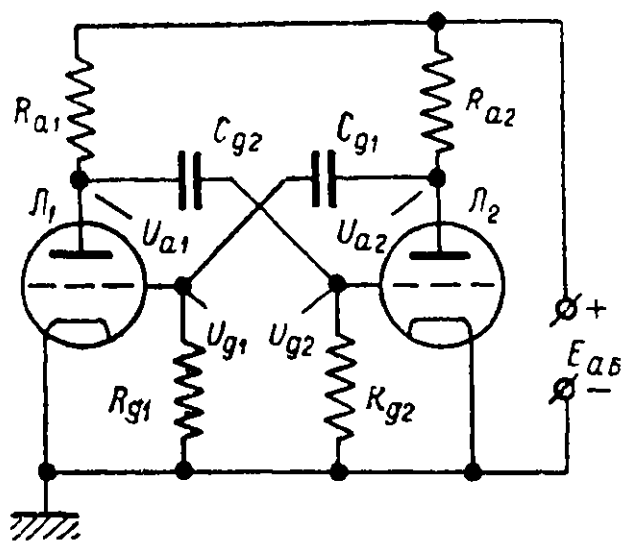


Рис. 242. Основная схема мультивибратора.

Типичным примером релаксационного генератора является мультивибратор Абрагама—Блоха, схема которого приведена на

рис. 242. Он представляет собой двухкаскадный усилитель на сопротивлениях, напряжение с выхода которого подается на его вход. По такой же схеме может быть собран RC -генератор гармонических сигналов (см. § 4, главы V). При этом для получения гармонических колебаний цепь обратной связи строится так, что условие самовозбуждения выполняется только для определенной частоты. В отличие от этого в мультивибраторе Абрагама—Блоха условия самовозбуждения выполняются для всех частот, удовлетворяющих неравенству $\frac{1}{\tau_a} \gg \omega \gg \frac{1}{\tau_g}$, где τ_g — меньшая из постоянных времени переход-

ных цепей, а τ_a — большая из постоянных времени анодных цепей ламп. Действительно, изменение напряжения на сетке первой лампы с частотой ω , значительно меньшей величины $\frac{1}{\tau_a}$, но значительно большей величины $\frac{1}{C_{g2}R_{g2}}$, вызывает синфазное изменение напряжения на аноде второй лампы. Если $\omega \gg \frac{1}{C_{g1}R_{g1}}$, то это напряжение без сдвига фазы передается обратно на сетку первой лампы, т. е. выполняется условие $\Psi_\alpha + \Psi_\beta = 0$, необходимое для самовозбуждения схемы.

Ширина области частот, в пределах которой выполняются фазовые соотношения самовозбуждения, в схеме мультивибратора определяется значениями постоянных времени τ_a и τ_g . Если величина меньшей постоянной времени переходной цепи не превосходит большую постоянную времени анодной цепи в несколько десятков раз, то фазовые сдвиги при прямой и обратной передаче напряжения делаются настолько большими, что в схеме вообще не наблюдается самовозбуждения.

Так как с выхода схемы напряжение целиком передается на ее вход, то условие самовозбуждения, написанное для модулей коэффициентов k и β , приобретает вид $k_1k_2 > 1$, где k_1 и k_2 — коэффициенты усиления первого и второго каскадов схемы. Полагая, что $R_{g1} \gg R_{a2}$, $R_{g2} \gg R_{a1}$ и величины сопротивлений R_{a1} и R_{a2} значительно превосходят внутренние сопротивления ламп, найдем, что для самовозбуждения схемы необходимо выполнение неравенства $\frac{1}{R_{a1}R_{a2}} < S_1S_2$.

Мультивибраторы часто строятся на однотипных лампах и параметры их анодных и сеточных цепей выбираются одинаковыми (такие мультивибраторы носят название симметричных). В этом случае условия самовозбуждения схемы принимают вид:

$$\tau_a \ll \tau_g, \quad \frac{1}{R_a} < S. \quad (283)$$

Выясним элементарным путем, каковы процессы в схеме, для которой выполнены условия (283). Имея в виду симметричную схему, положим, что в начальный момент потенциалы электродов ламп и их анодные токи совершенно одинаковы по величине. Это состояние схемы неустойчиво. В самом деле, пусть, например, анодный ток первой лампы вследствие флюктуаций его величины несколько возрастает. При этом напряжение на аноде лампы L_1 соответственно уменьшается. Так как напряжение на конденсаторе, связывающем анод первой лампы с сеткой второй, изменяется гораздо медленнее ($\tau_g \gg \tau_a$), то уменьшение потенциала анода лампы вызовет практически равное уменьшение потенциала сетки второй лампы. Это приведет к уменьшению анодного тока второй лампы и возрастанию

напряжения на ее аноде. В результате потенциал сетки первой лампы повысится, а анодный ток ее дополнительно возрастет на величину, превосходящую первоначальный флюктуационный толчок (так как $k_1^2 > 1$). Таким образом, случайно возникший процесс имеет тенденцию развиваться. Скорость его развития определяется постоянными времени анодных цепей ламп, а результатом является то, что одна из ламп оказывается запертой, причем потенциал ее сетки ниже потенциала запирающего, а через вторую лампу протекает относительно большой анодный ток. Это состояние также неустойчиво. Так как сетка каждой лампы соединена с катодом через сопротивление R_g , то потенциалы обеих сеток начинают уменьшаться по своей абсолютной величине, стремясь к значению $u_g = 0$. Пока первая лампа остается запертой, скорость изменения потенциала ее сетки определяется постоянной времени переходной цепи $\tau_g = R_{g1} C_{g1}$. Когда потенциал сетки первой лампы достигает значения, равного потенциалу запирающего, ее анодный ток становится отличным от нуля. Это приводит к понижению потенциала сетки второй лампы, возрастанию потенциала ее анода и дополнительному увеличению потенциала сетки первой лампы. Иначе говоря, после того как первая лампа отпирается, процессы в схеме носят такой же характер, как процессы, которые привели к запирающему первой лампы, но теперь они развиваются в противоположном направлении и запертой оказывается вторая лампа. После этого начинается относительно медленное восстановление потенциала сетки второй лампы, эта лампа отпирается и схема вновь быстро переходит в первое граничное состояние.

Таким образом, схема мультивибратора не имеет ни одного положения устойчивого состояния и для приведения ее в колебательный режим не нужно внешнего воздействия.

Процессы в схеме в разные интервалы времени существенно различны: они весьма быстры, пока схема после отпирающей одной из ламп переходит в свое крайнее состояние, и относительно медленны, пока восстанавливается проводимость запертой лампы.

2. Форма напряжения, возбуждаемого мультивибратором. Анализ электрических процессов в схеме мультивибратора осложняется тем, что колебания в нем далеки от гармонических и что в работе схемы существенную роль играет нелинейность характеристик ламп. Здесь мы ограничимся изложением метода весьма приближенного анализа, достаточного для того, чтобы выяснить, какова форма напряжения, возбуждаемого мультивибратором, и найти некоторые соотношения, необходимые для расчета схемы.¹

Исключая из рассмотрения быстрые изменения напряжения в схеме мультивибратора, можно считать, что в течение сравнительно

¹ Строгое рассмотрение процессов, протекающих в мультивибраторах, можно найти в фундаментальной работе А. А. Андропова и С. Э. Хайкина [17].

длительного времени потенциал сетки каждой лампы приблизительно равен нулю или остается меньшим потенциала запираения. Анодный ток запертой лампы практически равен нулю и поэтому запираение лампы эквивалентно отключению ее анода (или катода) от всей схемы. В большинстве случаев мультивибраторы строятся на триодах (причины этого будут ясны из дальнейшего). Характеристики анодного тока триодов в интервале изменения тока i_a от нуля до тока насыщения могут быть приближенно аппроксимированы линейным выражением:

$$i_a = \frac{(u_a - U_a^{(0)}) + \mu u_g}{R_i},$$

где $U_a^{(0)}$ — напряжение, соответствующее пересечению идеализированной характеристики, отвечающей $u_g = 0$, с осью абсцисс. Если это напряжение составляет всего несколько вольт, то его величиной можно пренебречь по сравнению с величиной напряжения u_a в рабочей области изменения последнего. Аппроксимация характеристик указанным соотношением эквивалентна замене их участками прямых. Пренебрежение величиной $U_a^{(0)}$ соответствует представлению характеристики, отвечающей $u_g = 0$, полупрямой, исходящей из начала координат. Возможности такой аппроксимации иллюстрируют характеристики анодного тока лампы 6Н8, приведенные на рис. 243.

Если характеристики лампы аппроксимированы выражением $i_a = \frac{u_a + \mu u_g}{R_i}$, то интервал анод — катод отпертой лампы может быть заменен последовательным соединением генератора с э. д. с. μu_g и активного сопротивления, равного внутреннему сопротивлению лампы. Последнее в данном случае совпадает с сопротивлением постоянному току R_p :

$$R_i = R_p = \frac{U_{a0}}{I_{a0}}.$$

В работе схемы существенную роль играют сеточные токи ламп. Пока лампа заперта, ток i_g практически равен нулю и поэтому интервал сетка — катод может быть представлен как разрыв (сопротивление между вводами достаточно велико, чтобы его можно было бы считать бесконечно большим). Совершенно так же, если потенциал сетки лампы $u_g \approx 0$, интервал катод — сетка приближенно заменяется активным сопротивлением r_g . Величина последнего определяется характеристикой сеточного тока и для большинства усилительных ламп оказывается порядка нескольких сотен или тысячи ом.

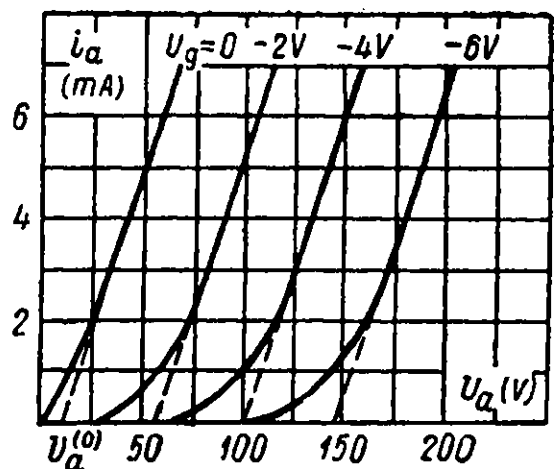


Рис. 243. Идеализация анодных характеристик триода.

Для приближенного рассмотрения процессов в мультивибраторе, собранном на триодах по основной схеме, протекающих в интервалах времени медленного изменения потенциалов сеток ламп, последние по анодным и сеточным цепям заменяются активными сопротивлениями и рубильниками (рис. 244). Если $u_g \approx 0$, то рубильники Π_1 и Π_2 замкнуты, а пока лампы заперты, рубильники разомкнуты [18].

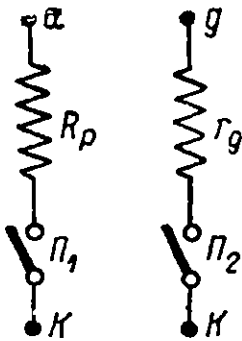


Рис. 244. Эквивалентная замена триода по анодной и сеточной цепям для анализа процессов в схеме мультивибратора.

Эквивалентная схема мультивибратора с заменой лампы такими цепями приведена на рис. 245. Она состоит из двух частей совершенно одинакового вида — первая содержит анодную цепь лампы L_1 и сеточную цепь L_2 , а вторая — анодную цепь лампы L_2 и сеточную цепь L_1 . Эти цепи связаны между собой тем, что рубильники Π_1, Π_2, Π_3 и Π_4 замыкаются и размыкаются синхронно (замыкание Π_1 и Π_2 сопровождается одновременным размыканием Π_3 и Π_4), причем положением рубильников в одной части схемы управляют процессы, протекающие в другой ее части.

Для того чтобы выяснить, какова форма возбуждаемых импульсов, достаточно рассмотреть только одну из двух одинаковых частей схемы. На рис. 246 представлена часть схемы, соответствующая анодной цепи первой лампы и сеточной цепи второй.

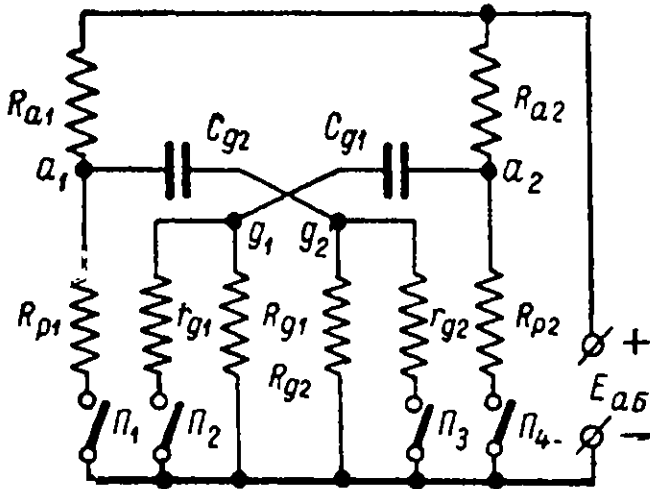


Рис. 245. Эквивалентная схема мультивибратора.

Замыкание рубильника Π_1 в этой схеме сопровождается размыканием рубильника Π_3 .

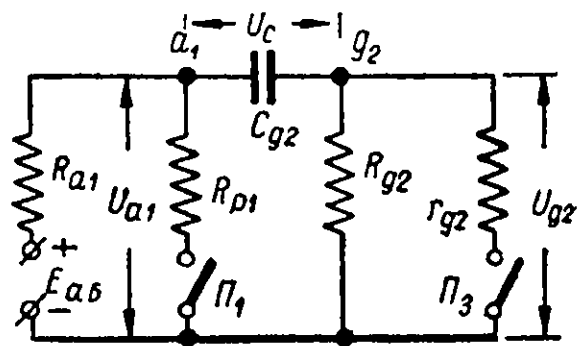


Рис. 246. Эквивалентная схема одной половины мультивибратора.

Положим, что до момента $t=t_1$ рубильник Π_3 был замкнут, а Π_1 — разомкнут (т. е. лампа L_1 заперта, а L_2 — открыта) и конденсатор C_{g2} успел практически полностью зарядиться (т. е. $u_C = E_{ab}$). При этом в цепи нет тока и напряжения на аноде первой лампы и сетке второй соответственно $u_{a1} = U_{a0} = E_{ab}$ и $u_{g2} = 0$. Пусть, далее, в момент времени $t=t_1$, определяемый процессами во второй части

схемы, лампа L_1 открывается, а L_2 запирается (т. е. рубильник Π_1 замыкается, а Π_2 — размыкается). Воспользовавшись теоремой об эквивалентном генераторе (гл. I), найдем, что схема приобретает вид цепи, изображенной на рис. 247 а, причем $p = \frac{R_p}{R_p + R_{a1}} < 1$. Так как напряжение u_C превосходит величину pE_{aB} , то конденсатор C_{g2} начинает разряжаться и в первый момент времени в цепи течет ток $i^{(1)} = \frac{E_{aB}(1-p)}{R_{g2} + pR_{a1}}$. Обычно, $pR_{a1} \ll R_{g2}$ и поэтому в момент $t = t_1$ напряжения на аноде первой лампы и на сетке второй соответственно равны:

$$\text{и } \left. \begin{aligned} u_a^{(1)} &= pE_{aB}, \\ u_{g2}^{(1)} &= -E_{aB}(1-p). \end{aligned} \right\} \quad (284)$$

Так как величина напряжения $E_{aB}(1-p)$ обычно превосходит потенциал запирающей лампы, то переход схемы в крайнее положение,

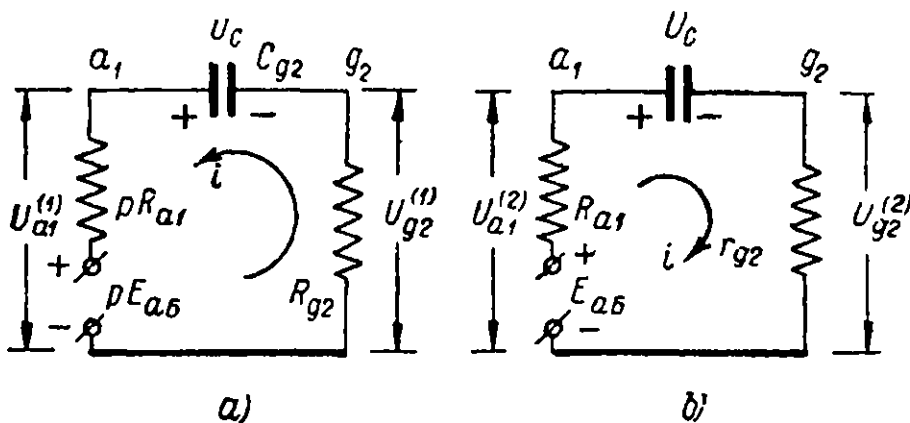


Рис. 247. Схемы к анализу электрических процессов в мультивибраторе.

соответствующее отпертой второй лампе, сопровождается уменьшением потенциала сетки последней до величины, значительно более низкой, чем потенциал запирающей. Постоянная времени разряда емкости C_{g2} будет равна:

$$\tau_{g2} = C_{g2}(R_{g2} + pR_{a1}) \approx C_{g2}R_{g2}. \quad (285)$$

Величина напряжения u_C , уменьшаясь, достигает в момент $t = t_2$ значения $u_C^{(2)} = pE_{aB} - U_{зап}$, где $U_{зап}$ — потенциал запирающей второй лампы. Интервал времени $t' = t_2 - t_1$ легко определить, так как оче-

видно, что $u_C^{(2)} = (E_{aB} - pE_{aB}) e^{-\frac{t_2 - t_1}{\tau_{g2}}} + pE_{aB}$, т. е.

$$t' = \tau_{g2} \ln \frac{E_{aB}(1-p)}{U_{зап}}. \quad (286)$$

В момент $t = t_2$ величина напряжения u_{g2} достигает значения $U_{зап}$, вторая лампа отпирается, и схема быстро переходит в исходное

состояние, в котором она находилась до момента времени $t = t_1$. При этом лампа L_1 запирается и в эквивалентной схеме следует считать рубильник Π_1 разомкнутым, а Π_2 — замкнутым. Схема приобретает вид цепи, изображенной на рис. 247 в (сопротивление R_{g2} на этом рисунке не отмечено, так как его величина обычно в сотни раз больше величины r_{g2}).

Так как при $t = t_2$ величина напряжения u_C меньше E_{aB} , то конденсатор C_{g2} начинает заряжаться, причем в момент времени $t = t_2$ ток, текущий в цепи, будет равен:

$$i^{(2)} = \frac{E_{aB} - u_C^{(2)}}{R_{a1} + r_{g2}}.$$

Поэтому мгновенные значения напряжений на аноде первой лампы и на сетке второй оказываются равными:

$$\left. \begin{aligned} u_a^{(2)} = u_a^* &= E_{aB} - i^{(2)}R_{a1} \approx E_{aB} \left(p + \frac{r_{g2}}{R_{a1}} \right) + U_{зап} \\ u_{g2}^{(2)} = i^{(2)}r_{g2} &= \frac{E_{aB}(1-p) - U_{зап}}{R_{a1} + r_{g2}} r_{g2}. \end{aligned} \right\} \quad (287)$$

Следовательно, при переходе схемы в граничное состояние, соответствующее запертой первой и отпертой второй лампе, анодное напряжение первой лампы скачком увеличивается от значения pE_{aB} до значения, определяемого выражением (287), а потенциал сетки второй лампы изменяется от отрицательного значения, равного $U_{зап}$, до значения $u_{g2}^{(2)}$. Расчеты показывают, что величина $U_{g2}^{(2)}$ обычно равна нескольким вольтам.

Постоянная времени заряда конденсатора C_{g2} в области значений времени $t > t_2$:

$$\tau'_{g2} = C_{g2}(R_{a1} + r_{g2}). \quad (288)$$

Так как величины сопротивлений R_{a1} и r_{g2} значительно меньше величины сопротивления R_{g2} , то $\tau'_{g2} \ll \tau_{g2}$ и поэтому напряжение u_C относительно быстро достигает величины E_{aB} , напряжение u_{a1} становится приблизительно равным E_{aB} , а $u_{g2} \approx 0$. После этого при $t = t_3$ вновь начинается цикл процессов, связанный с переходами схемы от одного крайнего положения в другое.

Совершенно аналогичный характер носят процессы во втором участке схемы. Поэтому, напряжение на аноде лампы L_2 и сетке L_1 изменяется так же, как напряжения u_{a1} и u_{g2} , с той лишь разницей, что интервалы времени $t_2 - t_1$ и $t_3 - t_2$ для второй части схемы поменены местами.

В связи с этим период колебаний, возбуждаемых в схеме симметричного мультивибратора, равен удвоенному значению интервала времени $t_2 - t_1$, определяемого выражением (286).

Так как при аппроксимации характеристик ламп, принятой в настоящем рассмотрении, $U_{зап} \approx \frac{E_{aБ}}{\mu}$, то

$$T = 2C_g R_g \ln \mu \frac{R_a}{R_a + R_t} = 2C_g R_g \ln k. \quad (289)$$

Здесь k — модуль коэффициента усиления каждого каскада, из которых составлен мультивибратор (соответствующий промежутку времени, пока лампа отперта).¹

Графики зависимости потенциалов электродов ламп от времени приведены на рис. 248. В пояснении нуждается только одна деталь в характере изменения напряжений u_{a1} и u_{a2} — уменьшение анодных напряжений ламп до значений меньших $\rho E_{aБ}$ при отпирании ламп. Это соответствует „всплеску“ сеточного напряжения каждой лампы при ее отпирании, который усиливается в анодной цепи.

Приведенное рассмотрение дает, в общем, правильную картину протекающих в схеме процессов, хотя представление интервалов анод—катод и сетка—катод лампы активными сопротивлениями с рубильниками является очень грубым. Поэтому форма колебаний, совпадая в общих чертах с кривыми, приведенными на рис. 248, может в деталях от них отличаться.

Быстрые переходы в схеме, приводящие к тому, что она оказывается в одном из крайних положений, мы исключили из рассмотрения. Анализ показывает, что соответствующие им изменения потенциалов электродов лампы описываются сложными выражениями. Длительность фронтов импульсов напряжения, генерируемых мультивибратором, можно оценить на основании приближенного соотношения

$$t_{\phi} \approx 2R_a^* C_2 = 2\tau_a, \quad (290)$$

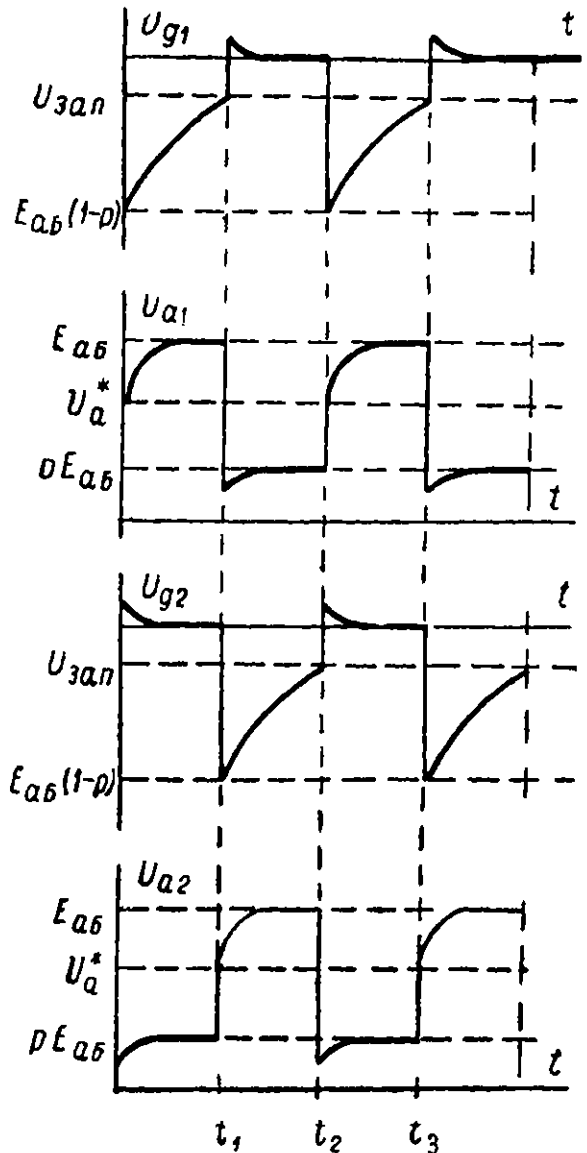


Рис. 248. Форма напряжения на сетках и анодах ламп в схеме симметричного мультивибратора.

¹ Более точное выражение для периода колебаний мультивибратора можно найти в работе С. Э. Хайкина [19].

где R_a^* — сопротивление, эквивалентное параллельному соединению сопротивлений R_p , R_a и R_g , а C_2 — емкость анодной цепи лампы с учетом входной емкости второй лампы. Это время — такого же порядка, как время нарастания напряжения на выходе однокаскадного усилителя на сопротивлениях [см. выражение (204)].

Мультивибраторы часто применяются для возбуждения импульсов напряжения, резко изменяющего свою величину. Поэтому существенной величиной, характеризующей работу схемы, является крутизна фронтов импульсов анодного напряжения. Приближенное выражение для крутизны их заднего фронта можно найти воспользовавшись (290) и заметив, что при отпирании лампы ее анодное напряжение уменьшается на величину $E_{aB}(1-p)$. Тогда

$$S_{\phi} = \frac{\Delta u_a}{t_{\phi}} = \frac{E_{aB}}{2C_2 R_p}. \quad (291)$$

Приблизительно такова же крутизна переднего фронта импульсов анодного напряжения в интервале возрастания последнего от величины pE_{aB} до U_a^* .

Так как крутизна фронта тем больше, чем меньше величина сопротивления $R_p = R_i$, то для постройки мультивибраторов часто применяются триоды с малым коэффициентом усиления μ (лампы 6Н7, 6Н8 и др.) и лучевые тетроды. Несмотря на то, что у пентодов входная емкость меньше, чем у триодов и лучевых тетродов, параметры их характеристик таковы, что крутизна фронтов импульсов, возбуждаемых мультивибратором, собранным на пентодах, оказывается такого же порядка, как у триодного мультивибратора. Практически величину S_{ϕ} трудно сделать много большей, чем 500—1000 в/мксек.

До сих пор мы имели в виду симметричный мультивибратор. Параметры обеих частей схемы такого мультивибратора одинаковы, а интервал времени, в течение которого лампа заперта, равен интервалу времени, в течение которого она открыта. Поэтому длительность импульсов равна половине периода колебаний мультивибратора.

Если постоянные времени цепей связи $\tau_{g1} = C_{g1} R_{g1}$ и $\tau_{g2} = C_{g2} R_{g2}$ разные, то одна из ламп большую часть периода открыта, а другая — большую часть периода закрыта. На рис. 249 приведены графики изменения сеточных и анодных напряжений ламп в случае, если $\tau_{g1} \neq \tau_{g2}$. Период колебаний несимметричного мультивибратора:

$$T = \tau_{g1} \ln k_1 + \tau_{g2} \ln k_2. \quad (292)$$

Несимметричные мультивибраторы применяются для получения импульсов, длительность которых меньше половины периода их чередования. Большей частью лампы L_1 и L_2 выбираются однотипными, и в их анодные цепи включаются сопротивления одинаковой величины. Тогда период колебания

$$T = (\tau_{g1} + \tau_{g2}) \ln k, \quad (293)$$

а относительная длительность импульсов положительной полярности на аноде первой лампы (она носит название коэффициента заполнения) равна:

$$\gamma = \frac{t'}{T} = \frac{\tau_{g1}}{\tau_{g1} + \tau_{g2}}. \quad (294)$$

Практически величину γ трудно сделать меньше 0,1. Дело в том, что для уменьшения величины коэффициента заполнения γ при сохранении $T = \text{const}$ надо, уменьшая постоянную времени τ_{g1} , одновременно увеличивать постоянную времени τ_{g2} с тем, чтобы сумма $\tau_{g1} + \tau_{g2}$ оставалась постоянной. Чрезмерное уменьшение величины τ_{g1} сопровождается нарушением условия $\tau_g \gg \tau_a$, необходимого для самовозбуждения схемы. Увеличение τ_{g2} свыше определенного предела приводит к тому, что конденсатор C_{g2} не успевает зарядиться до напряжения, приблизительно равного E_{aB} , пока первая лампа заперта. Поэтому

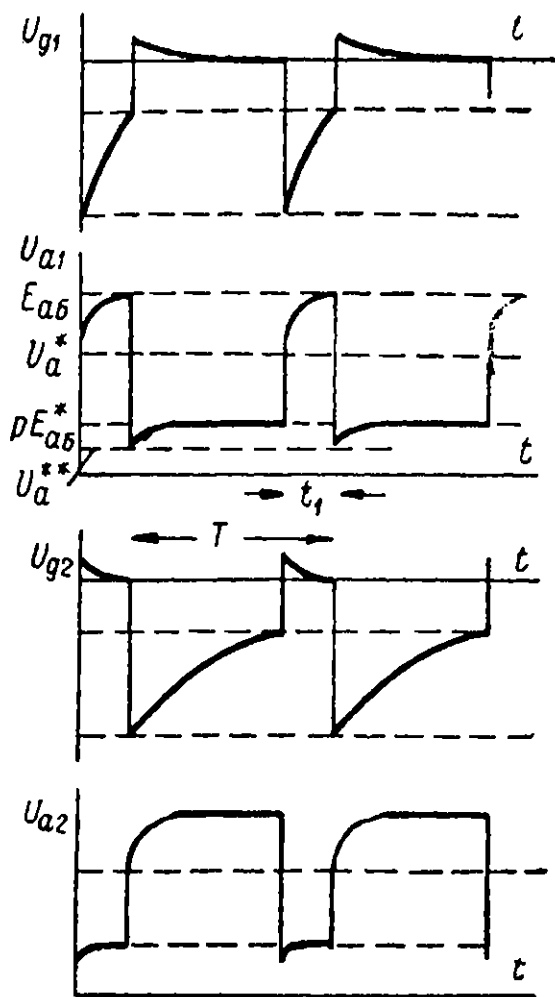


Рис. 249. Форма напряжений на сетках и анодах ламп в схеме несимметричного мультивибратора.

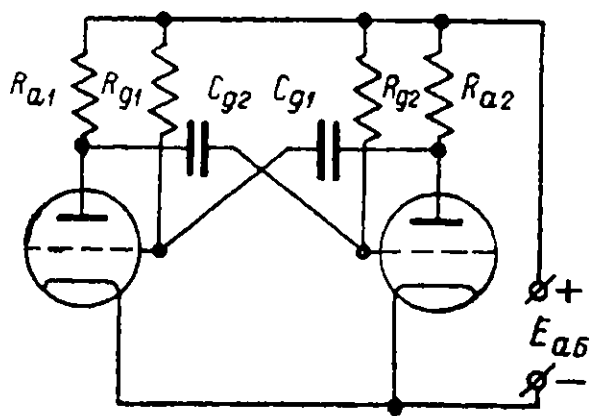


Рис. 250. Схема мультивибратора с положительным смещением.

при попытках получить малое значение γ нормальная работа схемы нарушается или колебания в ней прекращаются.

Не приводя анализа стабильности работы мультивибраторов, отметим, что нестабильность частоты в этих схемах значительно больше, чем нестабильность генераторов гармонических колебаний.

Исследование этого вопроса показывает, что стабильность мультивибратора повышается в несколько раз, если сетки ламп через соответствующие сопротивления утечек связать не с отрицательным, а с положительным полюсом источника питания анодных цепей (рис. 250). Процессы в схеме такого мультивибратора с положитель-

ным смещением аналогичны процессам в основной схеме, но при разряде емкостей C_{g1} и C_{g2} после перехода схемы в одно из крайних положений напряжение на сетке запертой лампы стремится не к нулю, а к напряжению, равному E_{aB} . В результате этого время восстановления проводимости лампы уменьшается. Поэтому частота мультивибратора с положительным смещением больше, чем частота мультивибратора, собранного по основной схеме (рис. 242) при одинаковых параметрах обеих схем. Зависимость относительного возрастания частоты мультивибратора при увеличении напряжения батареи смещения носит приблизительно линейный характер (рис. 251).

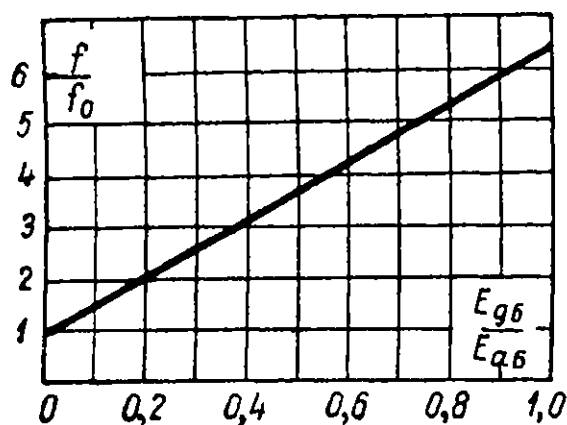


Рис. 251. Зависимость частоты колебаний в схеме мультивибратора от потенциала сеток ламп.

Это дает возможность в известных пределах плавно менять частоту колебаний мультивибратора без изменения его параметров. Для этого к клеммам источника питания анодных цепей присоединяют потенциометр, с движка которого снимают напряжение на сетки ламп.

Форма напряжения, возбуждаемого в схеме мультивибратора с положительным смещением, и амплитуда генерируемых импульсов приблизительно такие же, как в основной схеме.

Если необходимо приблизить стабильность частоты мультивибратора к стабильности генератора гармонических колебаний, на сетку или анод одной из ламп схемы подается гармоническое напряжение с небольшой амплитудой. Это напряжение, вместе с процессами в схеме мультивибратора, управляет переходами ламп в проводящее состояние. Оно поддерживает постоянной величину периода колебаний, если вследствие изменения напряжения питания, эмиссии ламп или по каким-либо другим неконтролируемым причинам период колебаний в схеме без синхронизации изменяется.

3. Расчет схемы мультивибратора. Для нахождения параметров схемы мультивибратора можно воспользоваться написанными выше соотношениями. Проиллюстрируем это простым расчетным примером.

Положим, что в схеме мультивибратора должны возбуждаться импульсы с амплитудой $U_m = 100$ в, частотой чередования 20 кГц и коэффициентом заполнения $\gamma = 0,25$. Для постройки схемы выберем лампу 6Н7 — двойной триод, одна из половин которого используется как лампа L_1 , а вторая — как лампа L_2 . Параметры лампы 6Н7 следующие: $R_p = 8$ ком и $\mu = 25$. Нормальное анодное напряжение 300 в. Величину сопротивления r_g будем считать равной 1000 ом, а значение емкости C_2 — равной 25 пф. Импульсы напряжения снимаются с анода первой лампы.

В анодные цепи обеих ламп чаще всего включаются сопротивления одинаковой величины. Последняя определяется амплитудой возбуждаемых импульсов, т. е. импульсов на аноде одной из ламп:

$$U_m = E_{aB} (1 - p) = E_{aB} \frac{R_a}{R_a + R_p}.$$

Отсюда находим

$$R_a = \frac{U_m R_p}{E_{aB} - U_m} = 4 \text{ ком}$$

(напряжение E_{aB} полагаем равным нормальному анодному напряжению лампы 6Н7, т. е. 300 в).

Поскольку обе лампы в схеме мультивибратора одностипны и $R_{a1} = R_{a2}$, справедливы соотношения (293) и (294). Решая их относительно τ_{g1} и τ_{g2} , получаем:

$$\tau_{g2} = \frac{(1 - \gamma) T}{\ln k} = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

$$\tau_{g1} = \frac{\gamma \tau_{g2}}{1 - \gamma} = 0,6 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

Для нахождения параметров переходных цепей величины двух переменных из четырех R_{g1} , R_{g2} , C_{g1} и C_{g2} можно выбрать из тех или иных соображений, а две другие определить, пользуясь значениями τ_{g1} и τ_{g2} . Примем во внимание, что для нормальной работы схемы постоянная времени заряда большей из разделительных емкостей должна быть в 4—5 раз меньше длительности импульсов (для того чтобы эта емкость успевала заряжаться до напряжения, приблизительно равного E_{aB}). Обычно, сопротивления утечек сеток обеих ламп выбирают приблизительно одинаковыми. Поэтому большая постоянная времени соответствует цепи с большей емкостью (в нашем примере — цепи, связывающей анод первой лампы с сеткой второй). Пользуясь выражением (288), условие $\tau_{g2}' \leq \frac{t'}{5} = \frac{\gamma T}{5}$ запишем в виде:

$$C_{g2} \leq \frac{\gamma T}{5(R_a + r_g)}.$$

Подставляя в это выражение значения γ , T , R_a и r_g , находим, что величина емкости C_{g2} может быть не более 500 пф. Полагая, что $C_{g2} = 400$ пф, определим значение сопротивления R_{g2} :

$$R_{g2} = \frac{\tau_{g2}}{C_{g2}} = 45 \text{ ком}$$

(обычно величина R_g берется в 5—10 раз большей величины сопротивления R_a). Сопротивление R_{g1} выберем равным R_{g2} , т. е. 45 ком. Тогда величина емкости C_{g1} будет:

$$C_{g1} = \frac{\tau_{g1}}{R_{g1}} \approx 130 \text{ пф.}$$

Наконец, пользуясь выражениями (287) и (291), можно найти значения S'_ϕ , U_a^* и U_a^{**} (см. рис. 249, причем $U_a^{**} \approx k U_{g2}^{(2)}$). Мы ограничимся определением величины S_ϕ :

$$S_\phi = \frac{E_{aB}}{2C_2 R_p} = 750 \text{ в/мксек.}$$

Не представляет труда убедиться, что при выбранных параметрах схемы соотношения, необходимые для ее самовозбуждения [выражение (283)], — удовлетворены. Проверка их выполнения обязательна при расчете мультивибратора.

Изменяя параметры схемы или используя для ее постройки другие лампы, можно, в случае необходимости, увеличить крутизну фронтов импульсов, изменить их частоту или амплитуду. Какие параметры и в какую сторону следует для этого изменять, ясно из рассмотрения приведенных соотношений.

4. Мультивибраторы для возбуждения прямоугольных импульсов. Мультивибраторы часто используются для возбуждения прямоугольных импульсов напряжения. В этих случаях форма напряжения, возбуждаемого в описанных схемах мультивибраторов, неудовлетворительна, так как нарастание напряжения на анодах ламп в значительной своей части следует экспоненциальному закону с постоянной времени, соизмеримой с длительностью импульсов. Анодное напряжение не может быстро достигнуть величины, равной E_{aB} , когда лампа заперлась, так как анод через конденсатор соединен с сеткой второй лампы. Последняя в это время проводит, и сопротивление r_g ее интер-

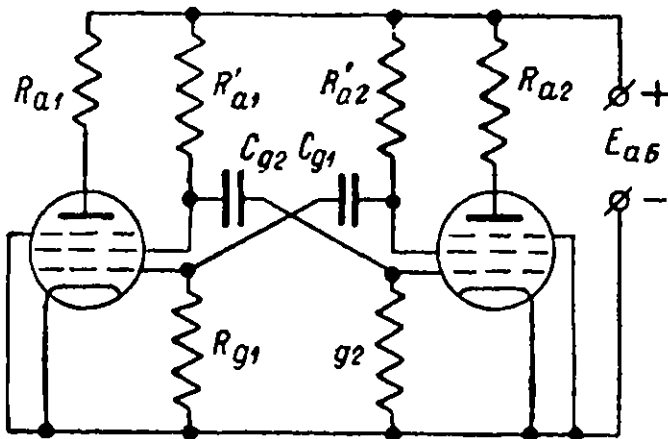


Рис. 252. Схема мультивибратора на пентодах, позволяющая получать импульсы прямоугольной формы.

вала сетка — катод значительно меньше сопротивления в анодной цепи запертой лампы R_a . Поэтому почти все напряжение, обусловленное протеканием зарядного тока емкости C_g , связывающей анод запертой лампы с сеткой открытой лампы, ложится на сопротивление R_a . Именно вследствие этого напряжение на аноде запертой лампы становится равным E_a только после того, как соответствующая разделительная емкость полностью зарядится.

Форма возбуждаемых импульсов может быть улучшена путем постройки мультивибратора на пентодах по схеме, приведенной на рис. 252. В этой схеме мультивибратор собран на триодах, образованных катодом, управляющей и экранной сетками пентодов. Характеристики этих „триодов“ подобны характеристикам обычных трио-

дов с относительно малым значением коэффициента усиления μ и их вид мало зависит от напряжения на анодах пентодов, если последнее не падает ниже определенной величины (порядка 60—100 в). Форма импульсов напряжения, генерируемых в схеме, собранной на двух первых сетках ламп, аналогична форме напряжения в мультивибраторах, рассмотренных выше. Так как анод каждого пентода не соединен с электродами другой лампы, то напряжение на аноде — функция только анодного тока. Поэтому, если потенциал сетки падает ниже потенциала запирающего, анодное напряжение резко возрастает до значения, равного E_{aB} . Скорость этого возрастания определяется величиной сопротивления R_a и шунтирующей его паразитной емкости и может быть значительно больше, чем в мультивибраторе, собранном по основной схеме.

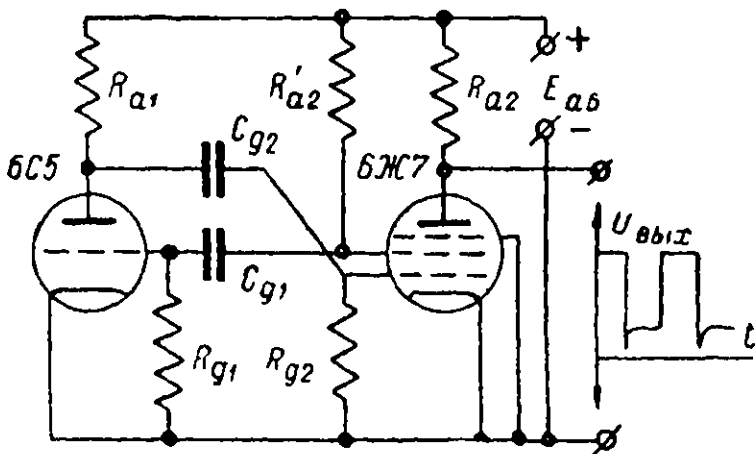


Рис. 253. Вариант схемы мультивибратора для генерации импульсов прямоугольной формы.

В качестве ламп для постройки схемы, изображенной на рис. 252, с успехом используются пентоды 6Ж7Б. Расчет схем подобен расчету мультивибратора, приведенному выше, но при этом необходимо располагать характеристиками экранного тока лампы.

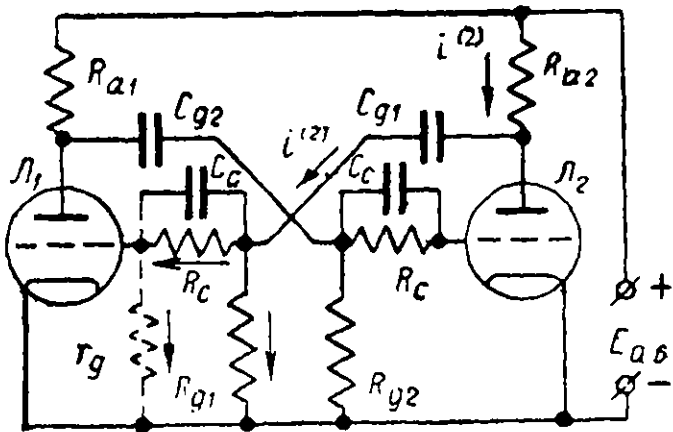


Рис. 254. Схема мультивибратора с включением дополнительных сопротивлений для улучшения формы возбуждаемых импульсов.

противления зарядной цепи емкость C_g , в результате чего на сопротивление R_a ложится меньшая часть напряжения, обусловленного зарядным током. С этой целью в схему мультивибратора вводятся дополнительные сопротивления R_c (блокированные емкостями C_c), связывающие емкости C_{g1} и C_{g2} с сетками ламп (рис. 254). В схеме на

Разновидностью схемы на двух пентодах является схема, в которой использованы один пентод и один триод (рис. 253). Напряжение на аноде пентода в этой схеме так же, как и в схеме, изображенной на рис. 252, близко по своей форме к прямоугольному.

Другой метод улучшения формы возбуждаемых мультивибратором импульсов заключается в увеличении со-

рис. 254 отмечен ток зарядки емкости C_{g1} , протекающий после того, как лампа Λ_2 заперлась и напряжение на ее аноде возрастает до значения E_{aB} . Так как величина сопротивления r_g значительно меньше,

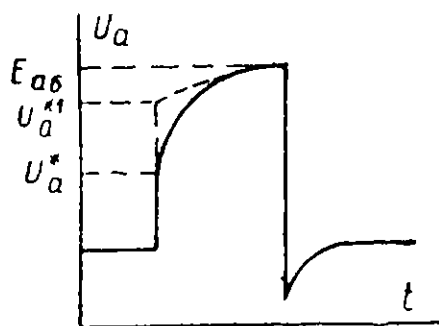


Рис. 255. Форма напряжения на анодах ламп мультивибратора, собранного по схеме, изображенной на рис. 254.

чем сопротивления R_g , то включение последовательно с r_g сопротивления R_C значительно понижает величину зарядного тока $i^{(2)}$. Поэтому напряжение U_m^* оказывается больше, чем в схеме без сопротивлений [см. выражение (287)], и форма импульсов на анодах ламп приближается к прямоугольной. Это иллюстрирует рис. 255, на котором изображено изменение формы импульсов, возбуждаемых в схеме при введении сопротивлений R_C . Величина, на которую возрастает напряжение $u_a^{(2)}$ ($U_m^* - U_m^*$ на рис. 255), зависит от величины сопротивлений R_C . Обычно значение

этих сопротивлений выбирается порядка 100 ком, а емкость блокирующих конденсаторов C_C — порядка 100 пф. При этом величина напряжения $E_{aB} - U_a^*$ составляет всего 10—15% от амплитуды импульсов, тогда как в обычной схеме мультивибратора крутая часть переднего фронта импульсов может быть меньше половины их амплитуды.

Наконец, импульсы напряжения, весьма близкие к прямоугольным, возбуждаются в схемах мультивибраторов с катодной связью. Пример схемы мультивибратора такого типа приведен на рис. 256. В этой схеме анодная цепь второй лампы связана с сеточной цепью

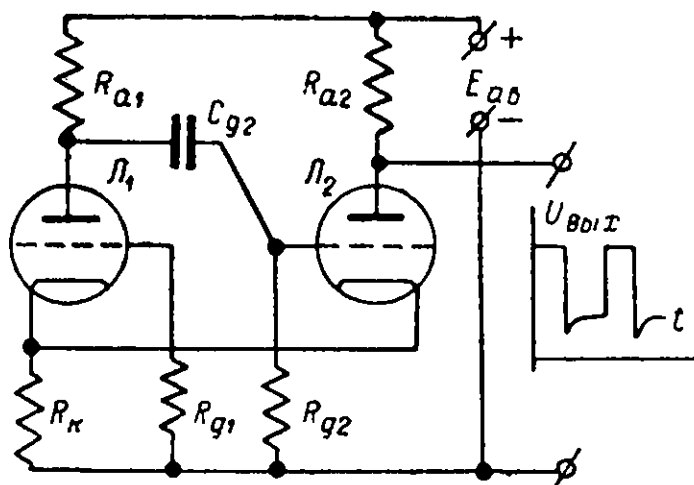


Рис. 256. Схема мультивибратора с катодной связью.

первой только вследствие включения сопротивления R_k в общую катодную цепь обеих ламп. Легко убедиться, что фазовые соотношения, необходимые для самовозбуждения схемы, выполнены. Поэтому при выборе соответствующих параметров схема возбуждается. Так как емкость C_{g1} из схемы исключена, то напряжение, выделяющееся на аноде лампы Λ_2 , оказывается близким по форме к прямоугольному.

Хотя сигналы, возбуждаемые всеми приведенными схемами, в той или иной мере отличаются от прямоугольных, каждая из этих схем может быть использована для настройки генератора прямоугольных

импульсов. Для этого в генераторе нужно предусмотреть такое преобразование импульсов, в результате которого их форма приблизилась бы к форме идеально прямоугольных. Так, например, если для постройки генератора выбрана схема мультивибратора с катодной связью, то необходимое преобразование формы импульсов заключается в отсечении их нижних участков. С этой целью напряжение с выхода мультивибратора подается на дополнительный каскад, содержащий лампу, сеточное смещение которой выбрано таким, что она практически полностью запирается, прежде чем напряжение в импульсе мультивибратора достигает своего минимального значения.

На рис. 257 приведена полная схема генератора прямоугольных импульсов, построенная по такому принципу. Она содержит симме-

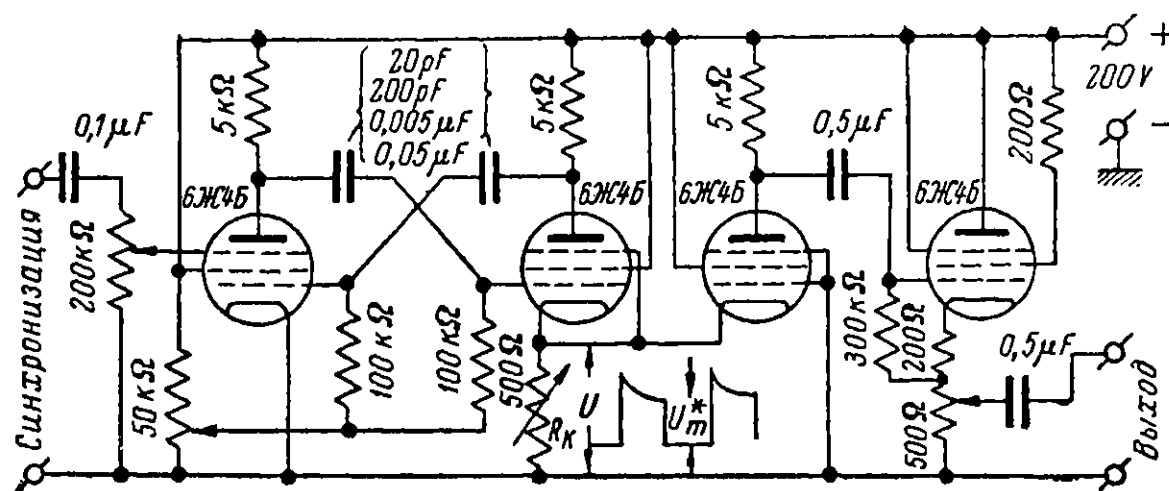


Рис. 257. Схема генератора прямоугольных импульсов.

тричный мультивибратор, собранный на лампах L_1 и L_2 , имеющих большую крутизну. С целью увеличить крутизну фронтов возбуждаемых импульсов, сопротивления анодных нагрузок этих ламп выбраны малыми. Переключением конденсаторов связи и изменением величины сеточного смещения можно в широких пределах варьировать частоту чередования импульсов. Так как мультивибратор симметричный, то коэффициент заполнения возбуждаемых импульсов $\gamma = 0,5$. Его величину можно варьировать, если сопротивление утечки сетки одной из ламп сделать переменным.

Выходом мультивибратора служит сопротивление в катодной цепи второй лампы (сопротивление R_k на рис. 257). Так как через это сопротивление не протекает ток заряда разделительной емкости, то крутизна фронта не уменьшается с возрастанием напряжения в импульсе, как это имело бы место, если бы напряжение снималось с анода одной из ламп схемы. Кроме того, благодаря тому, что следующий каскад присоединяется к низкоомному сопротивлению, наличие входной емкости этого каскада не приводит к заметному уменьшению крутизны фронтов, возбуждаемых мультивибратором импульсов.

Форма импульсов, получаемых на катодном сопротивлении мультивибратора, отличается от прямоугольной „пиками“, сопровождающими нарастание напряжения. Для отсечения этих пиков и превращения импульсов в прямоугольные служит каскад, собранный на третьей лампе. Катод этой лампы соединен с катодом второй лампы, а сетка — с нулевым проводом схемы. Изменяя величину переменного сопротивления R_k , можно установить такое смещение на сетке третьей лампы, при котором потенциал ее запирается несколько меньше, чем стационарное напряжение в импульсе, возбуждаемом мультивибратором (напряжение U_m^* на рис. 257). При этом условии импульсы, получающиеся на анодном сопротивлении третьей лампы, не имеют „хвостов“ и весьма близки по форме к идеально прямоугольным.

Нужное смещение на сетке третьей лампы схемы генератора легко устанавливается при его наладке перед работой. Для этого к выходу генератора присоединяется катодный осциллограф и подбирается такая величина сопротивления R_k (рукоятка движка этого сопротивления выводится на панель генератора), при которой у импульсов пропадают „хвосты“.

Сформированные импульсы, снимаемые с сопротивления в анодной цепи третьей лампы, подаются на вход каскада с катодной нагрузкой. Последний введен в схему для того, чтобы предотвратить искажения формы импульсов при передаче их от генератора к тому или иному устройству, в котором они используются. Потенциометр на выходе генератора позволяет регулировать амплитуду получаемых импульсов.

В схеме генератора предусмотрена возможность синхронизации его частоты от внешнего источника. Для этого напряжение той частоты, которой желательно синхронизировать генератор, подается на пентодную сетку одной из ламп мультивибратора. При достаточной амплитуде этого напряжения частота генерируемых импульсов остается постоянной при изменении в известных пределах параметров схемы мультивибратора (например, вследствие нагревания деталей во время работы), изменения напряжения питания и т. п. Если никаких мер для стабилизации величины питающего напряжения не принято, то даже после длительного прогрева схемы частота генерируемых импульсов может не оставаться постоянной в процессе работы.

В настоящее время имеется много вариантов схем генераторов прямоугольных импульсов. Описание их можно найти в периодической литературе [20, 21, 22, 23].

§ 2. ТРИГГЕРНЫЕ СХЕМЫ

1. Триггерные схемы с двумя устойчивыми состояниями. Схемы, характеризующиеся скачкообразным изменением своего электрического состояния при воздействии внешней э. д. с., носят название триггерных схем или кипп-реле.

Среди триггерных схем имеются такие, в которых ток или напряжение в результате достаточно сильного внешнего воздействия переходят от одного стабильного состояния к другому стабильному состоянию, а затем, при следующем воздействии, возвращаются в исходный режим. Иначе говоря, такие схемы имеют два положения устойчивого состояния, и схема пребывает в одном из них до тех пор, пока появится достаточный по величине толчок для того, чтобы она перешла во второе устойчивое состояние. Такие схемы носят название триггеров с двумя положениями устойчивого состояния.

Другие триггерные схемы имеют только одно устойчивое состояние. Достаточно сильное внешнее воздействие приводит к переходу в другое состояние, которое само по себе неустойчиво и поэтому схема сама, без внешнего воздействия, возвращается к исходному режиму. Такие схемы носят название триггеров с одним положением устойчивого состояния.

Типичным триггером с двумя положениями устойчивого состояния является реостатный триггер, схема которого приведена на рис. 258. По существу, реостатный триггер представляет собой двухкаскадный усилитель постоянного напряжения, выход которого связан с его входом целью, состоящей из активных сопротивлений R_1'' и R_2'' .

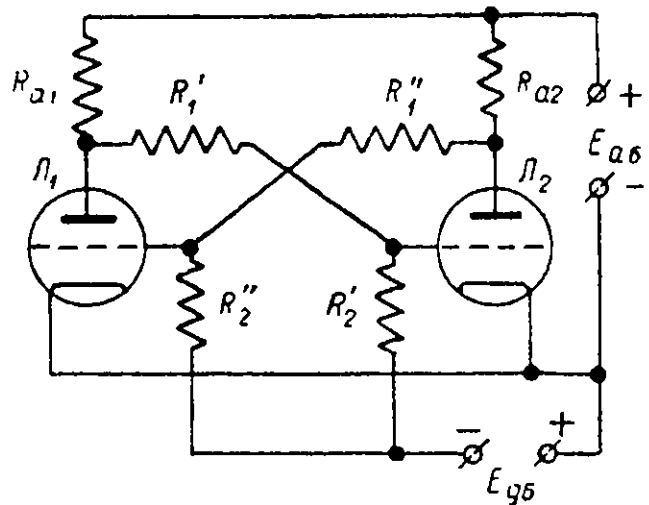


Рис. 258. Схема реостатного триггера

Выясним, каковы устойчивые состояния схемы.

Будем считать, что схема совершенно симметрична, т. е., что лампы L_1 и L_2 однотипны, $R_{a1} = R_{a2}$, $R_1' = R_1''$ и $R_2' = R_2''$. Положим, далее, что в начальный момент потенциалы сеток ламп одинаковы. Если по какой-либо случайной причине потенциал сетки одной из ламп (например, L_1) возрастет на небольшую величину, то напряжение на аноде этой лампы упадет. В результате уменьшится потенциал сетки второй лампы, снизится ее анодный ток и возрастет потенциал на аноде. Последнее приведет к увеличению потенциала сетки первой лампы. При этом, если выполнено условие

$$\mu \frac{R_a}{R_a + R_i} \frac{R_2}{R_1 + R_2} > 1, \quad (295)$$

то величина нового возрастания потенциала сетки лампы будет превосходить величину первоначального изменения напряжения u_{g1} . Поэтому процесс прямой и обратной передачи напряжения будет носить развивающийся характер и после ряда циклов одна из ламп окажется

запертой (в данном случае L_2), а через вторую будет протекать большой анодный ток.

В отличие от схемы мультивибратора описываемая схема может оставаться в достигнутом состоянии неограниченно долго. Выход мультивибратора из его крайнего состояния связан с разрядом разделительной емкости и восстановлением проводимости запертой лампы. В триггерной схеме, находящейся в устойчивом состоянии, потенциал сетки запертой лампы определяется распределением напряжения между плечами делителя, состоящего из активных сопротивлений, и не изменяется с течением времени. Поэтому для вывода схемы из ее крайнего состояния необходимо внешнее воздействие, которое привело бы к отпирианию запертой лампы или к запирианию отпертой лампы. Нетрудно убедиться, что в результате такого воздействия схема переходит во второе крайнее состояние: лампа, которая была отперта, оказывается запертой, а запертая — отпертой.

Рассмотрение электрических процессов в схеме при ее переходе из одного крайнего состояния в другое весьма сложно. Приближенный анализ и экспериментальное обследование работы схемы показывают, что время перехода из одного крайнего положения в другое крайнее положение (время „переворачивания“ схемы) может быть оце-

нено на основании приближенного соотношения:

$$t_{\text{пер}} = 2C_2R_a^* = 2\tau_a, \quad (296)$$

где величина емкости C_2 равна сумме входной емкости лампы и емкости монтажа, а сопротивление R_a^* приблизительно равно сопротивлению R_a (поскольку все прочие сопротивления схемы обычно значительно больше, чем R_a).

Выбор параметров схемы, необходимых для ее нормальной работы, может

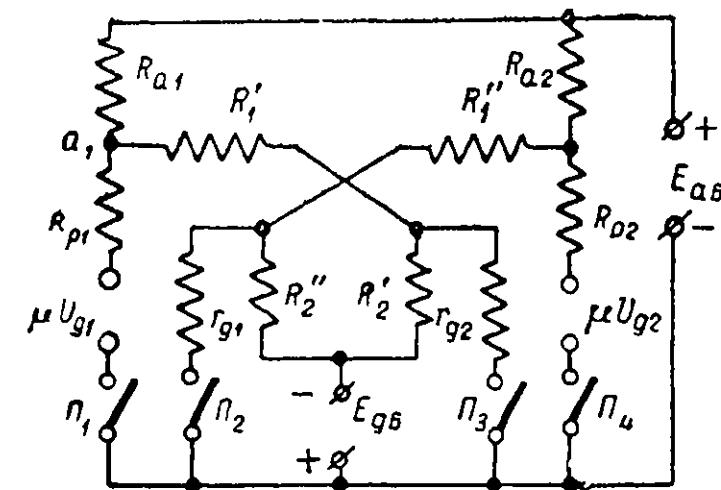


Рис. 259. Эквивалентная схема реостатного триггера.

быть сделан в результате рассмотрения одного из устойчивых состояний. При этом так же, как в случае анализа электрических процессов в схеме мультивибратора, запертая лампа по ее анодным и сеточным цепям может быть заменена разрывами. Отпертая лампа по ее сеточной цепи заменяется сопротивлением r_g , а по анодной цепи должна быть заменена сопротивлением R_p , включенным последовательно с батареей μU_g . Введение такой батареи необходимо, если потенциал сетки открытой лампы существенно отличен от нуля. Эквивалентная схема реостатного триггера, справедливая для крайних состояний схемы, приведена на рис. 259. Как и в эквивалентной схеме

мультивибратора (рис. 245), рубильники Π_1, Π_2, Π_3 и Π_4 попарно и синхронно замыкаются и размыкаются, что соответствует переходу схемы в одно из крайних положений. На рис. 260 представлена эквивалентная схема триггера для случая запертой первой и открытой второй лампы.

Так как величина сопротивления r_g , отмеченного на этой схеме, обычно в несколько сотен раз меньше сопротивления R_2 , то потенциал сетки открытой лампы $U_g^{(o)}$ можно считать практически равным нулю. Далее, обычно величина суммарного сопротивления $R_1 + R_2$ много больше значений сопротивлений R_a и R_p . Поэтому, как это видно из рассмотрения схемы на рис. 260, напряжение на аноде

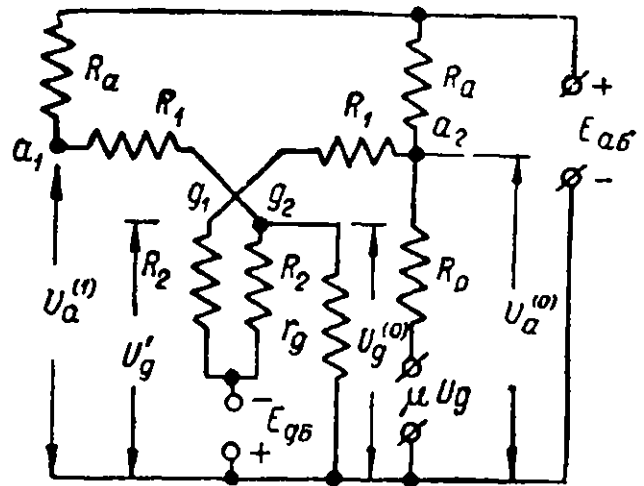


Рис. 260. Эквивалентная схема одной половины реостатного триггера.

открытой лампы $u_a^{(o)} = E_{aB} \frac{R_p}{R_a + R_p}$, а напряжение на аноде запертой лампы $u_a \approx E_{aB}$. Следовательно, при переходе симметричного реостатного триггера из одного положения равновесия в другое напряжение на аноде каждой лампы изменяется на величину

$$U_m = E_{aB} \frac{R_a}{R_a + R_p}, \quad (297)$$

причем на аноде одной из ламп напряжение уменьшается, а на аноде другой лампы возрастает.

Далее, смещение на сетке запертой лампы

$$u_g' = E_{aB} \frac{R_p R_1}{(R_p + R_a)(R_1 + R_2)} - E_{gB} \frac{R_1}{R_1 + R_2}. \quad (298)$$

Для того чтобы лампа действительно была бы заперта, абсолютная величина напряжения u_g' должно быть меньше напряжения запирания лампы $|U_{зап}| \approx -\frac{E_{aB}}{\mu}$. Поэтому на основании (298) находим, что для работы схемы необходимо выполнение условия:

$$E_{gB} \geq \frac{E_{aB}}{R_1} \left(\frac{R_1 + R_2}{\mu} + \frac{R_p R_1}{R_p + R_2} \right). \quad (299)$$

Наконец, для того чтобы схему перевести из состояния, при котором лампа L_1 заперта, в состояние, при котором заперта лампа L_2 ,

на сетку лампы L_1 надо подать положительный стартовый импульс, достаточный для того, чтобы мгновенное значение напряжения u_{g1} оказалось бóльшим, чем потенциал запираения, т. е. $U_{ст} \geq U_{зап} - u'$. Пользуясь соотношением (298), находим, что

$$U_{ст} \geq E_{gB} \frac{R_1}{R_1 + R_2} - E_{aB} \left[\frac{R_p R_2}{(R_p + R_a)(R_1 + R_2)} + \frac{1}{\mu} \right]. \quad (300)$$

Полученные соотношения позволяют произвести расчет схемы реостатного триггера. Проиллюстрируем это простым численным примером. Положим, что необходимо построить триггер, который управлялся бы стартовыми импульсами амплитудой 5 в. Изменение напряжения на выходе схемы (т. е. на аноде одной из ламп) при переходе из одного положения равновесия в другое должно быть 100 в. Для постройки схемы выберем лампу 6Н8 — двойной триод, одну из половин которого можно использовать как лампу L_1 , а другую — как L_2 . Внутреннее сопротивление лампы 6Н8 $R_p = 10$ ком, а $\mu = 20$. Анодное напряжение выберем равным 200 в. Величину сопротивления r_g можно считать равной 1000 ом, а емкость C_2 пусть будет 25 пф.

Для того чтобы получить напряжение $U_m = 100$ в, величина сопротивления R_a должна быть выбрана на основании соотношения (297). Это дает:

$$R_a = \frac{U_m}{E_{aB} - U_m} R_p = 10 \text{ ком}$$

(полагаем, что $E_{aB} = 200$ в).

Условие (295) перехода схемы из одного крайнего положения в другое крайнее положение выполняется, если $\frac{R_1}{R_1 + R_2} > \frac{R_a + R_p}{\mu R_1}$, т. е. при выбранном значении R_a , если $R_2 > \frac{R_1}{9}$. Величину сопротивления R_1 обычно выбирают порядка 1 Мом. Взяв $R_1 = 1$ Мом, выберем $R_2 = 0,2$ Мом с тем, чтобы условие (295) было бы наверняка выполнено.

Напряжение батареи смещения E_{gB} найдем из условия, что величина $U_{ст}$ должна быть равна 5 в. Воспользовавшись соотношением (300), получаем:

$$E_{gB} = \left[U_{ст} + E_{aB} \left(\frac{R_p R_2}{(R_p + R_a)(R_1 + R_2)} + \frac{1}{\mu} \right) \right] \frac{R_1 + R_2}{R_1} = 38 \text{ в.}$$

Наконец, время, в течение которого в схеме происходит переход из одного положения равновесия в другое, можно приближенно оценить на основании (296):

$$t_{пер} \approx 2C_2 R_a = 5 \text{ мксек.}$$

По прошествии времени $t_{пер}$ после начала действия стартового импульса, триггер оказывается в новом устойчивом состоянии. При

этом длительность стартового импульса вовсе не должна быть равна величине $t_{\text{пер}}$ — для переворачивания схемы обычно бывает достаточно толчка, продолжительностью в несколько раз меньше, чем значение $t_{\text{пер}}$.

Для перехода схемы обратно в первое устойчивое состояние нужен второй стартовый импульс. При этом, если импульсы подаются на сетку только одной лампы, то понадобится стартовый импульс отрицательной полярности. Амплитуду его легко найти — она равна разности между потенциалом сетки открытой лампы и потенциалом ее запираения (в рассмотренном примере эта разность равна приблизительно 10 в). Но так как интервал сетка — катод открытой лампы представляет собой относительно малое сопротивление (порядка 1000 ом), то для создания такого импульса нужен значительно более мощный источник стартовых импульсов, чем для подачи отрицательного импульса на сетку запертой лампы. Поэтому практически чувствительность схемы к импульсам отрицательной полярности обычно оказывается более низкой, чем к положительным импульсам.

Во многих практических случаях применения триггеров время $t_{\text{пер}}$ желательно сделать возможно меньшим. Эта задача вполне аналогична задаче увеличения крутизны фронтов импульсов, возбуждаемых в схеме мультивибратора Абрагама—Блоха. Поэтому триггерные схемы обычно строятся на таких же лампах, как мультивибраторы. Кроме того, для снижения величины времени $t_{\text{пер}}$ уменьшают сопротивления R_a и, если необходимо на выходе устройства получить импульсы большой амплитуды, за триггером включают усилительный каскад. Если в рассмотренном выше численном примере ограничиться величиной U_m порядка 10 в, то можно взять сопротивления R_a равными 1 ком и снизить значения времени $t_{\text{пер}}$ до 0,5 мксек.

Обычно триггерные схемы строятся таким образом, что стартовые импульсы одной полярности подаются одновременно на сетки обеих ламп. При этом изменение потенциала сетки открытой лампы равно амплитуде стартового сигнала $U_{\text{от}}$ и по полярности совпадает с полярностью стартового импульса. Изменение напряжения на сетке запертой лампы складывается из двух частей: во-первых, на сетке этой лампы действует стартовый сигнал; во-вторых, на нее приходит импульс с анода той лампы, которая до начала действия импульса была отперта. Поэтому изменение напряжения на сетке запертой лампы равно величине $U_{\text{от}}(1 - p)$, где

$$p = \mu \frac{R_a}{R_a + R_1} \frac{R_2}{R_1 + R_2}.$$

Так как значение величины p обычно в несколько раз больше единицы, то величина изменения напряжения на сетке запертой лампы превосходит амплитуду стартового сигнала и его полярность обратна полярности последнего. В результате этого, если на входе схемы дей-

ствуется сигнал положительной полярности, то потенциал сетки открытой лампы возрастает, а потенциал сетки запертой лампы понижается. Поэтому переворачивания схемы не происходит. Наоборот, если стартовый импульс имеет отрицательную полярность, то потенциал открытой лампы понижается, а потенциал запертой возрастает, причем величина этого возрастания превосходит амплитуду стартового сигнала. В результате этого схема переворачивается. Таким образом, при одновременной подаче импульсов одинаковой формы на сетки обеих ламп рассматриваемого триггера, он оказывается чувствительным к импульсам отрицательной полярности.

Практически, для того чтобы подать импульсы одновременно на сетки обеих ламп, источник стартовых сигналов можно связать с сет-

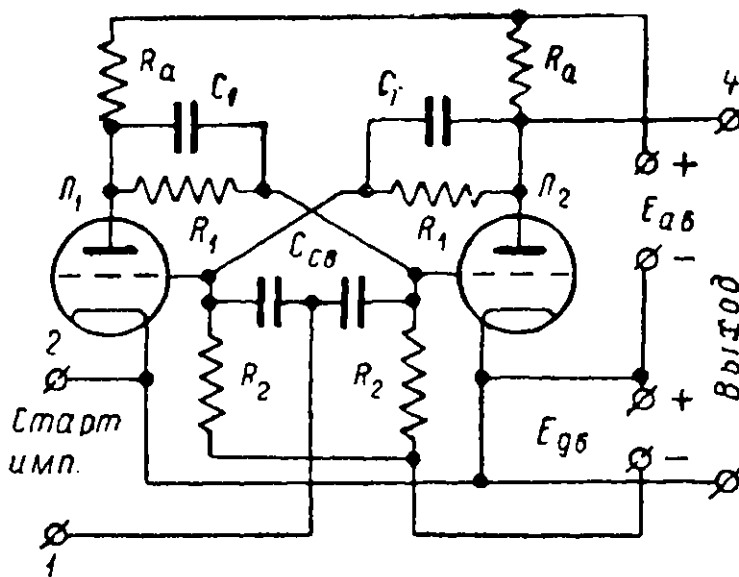


Рис. 261. Схема подачи стартовых импульсов на сетки ламп триггера.

ками ламп переходными RC -цепями. Пример построенный таким образом схемы триггера приведен на рис. 261. Величины емкостей C_{cb} обычно выбираются достаточно малыми для того, чтобы стартовые импульсы дифференцировались в цепях связи. Делается это потому, что если длительность сигналов, действующих на сетках ламп, превышает величину времени $t_{пер}$, то один стартовый сигнал может вызвать несколько переходов схе-

мы от одного положения равновесия к другому. При выборе же соответствующей величины емкостей C_{cb} , длительность импульсов, действующих на сетках ламп, не превосходит значения $t_{пер}$, даже если стартовые сигналы относительно продолжительны.

Дифференцирование стартовых сигналов в RC -цепях связи дополнительно усложняет рассмотрение работы схемы. В результате прохождения через цепи связи стартового импульса с крутыми фронтами, на сетке открытой и запертой лампы появляются пары импульсов, соответствующие переднему и заднему фронтам стартового сигнала. Далее, постоянная времени цепи связи зависит от того, заперта или открыта та лампа, сетку которой связывает эта цепь со входом схемы. Действительно, если лампа заперта, то сопротивление интервала сетка — катод весьма велико и постоянная времени цепи связи $\tau'_{об} = R_g C_{cb}$. Если же лампа открыта, то относительно небольшое сопротивление r_g шунтирует сопротивление утечки сетки, и постоянна

времени цепи связи для отпертой лампы $\tau''_{\text{св}} = C_{\text{св}} r_g$. Очевидно, что $\tau''_{\text{св}} < \tau'_{\text{св}}$ и поэтому импульсы, появляющиеся на сетке открытой лампы, имеют значительно меньшую амплитуду, чем импульсы, переданные со входа на сетку запертой лампы. Но полное изменение напряжения на сетке этой лампы складывается из напряжения от стартового сигнала и импульса, переданного с анода открытой лампы. В результате протекания всей совокупности этих процессов действие стартового импульса приводит к тому, что на некоторое время обе лампы триггера оказываются открытыми или, наоборот, обе лампы оказываются запертыми. Развитие процессов изменения величин сеточных напряжений должно привести к тому, что открытая и закрытая лампы поменяются местами. Только при этом условии триггер перейдет от одного положения устойчивого состояния к другому положению устойчивого состояния. Анализ процессов в схеме показывает, что при этом существенную роль играют емкости, связывающие анод одной лампы с сеткой другой, которые определяют скорость передачи напряжения с анода каждой лампы на сетку второй. Величина этих емкостей для устойчивой работы триггера должна быть не меньше определенного значения. Поэтому с тем, чтобы стабилизировать работу схемы, в нее вводятся емкости C_1 , шунтирующие сопротивление R_1 (рис. 261). Значения этих емкостей обычно выбираются порядка нескольких десятков пикофарад. Слишком большими величины емкостей C_1 выбирать не следует, так как при этом увеличивается время установления стационарных напряжений в схеме после ее перехода в одно из устойчивых положений. Поэтому лишь в редких случаях значения C_1 оказывается рациональным выбрать порядка 100—200 пф.

Схема рассматриваемого триггера с подачей импульсов через разделительные цепи на сетки обеих ламп чувствительна к стартовым импульсам как положительной, так и отрицательной полярности.

Более того, при действии на входе схемы стартового сигнала с крутыми фронтами могут наблюдаться два перехода от одного положения равновесия к другому, причем один из этих переходов соответствует переднему, а второй — заднему фронту стартового сигнала. Поэтому для надежной работы триггера на его вход желательно подавать сигналы, имеющие лишь один крутой фронт.

В настоящее время имеется довольно много разных вариантов построения триггерных схем с двумя положениями устойчивого состояния. На рис. 262 приведена схема такого триггера, в котором стартовые сигналы подаются на сетки обеих ламп через общую для них цепь $C_{\text{св}}, R_3$. Рассматривая цикл прямой и обратной передачи изменений величины напряжения на сетке одной из ламп в то время, пока обе лампы открыты, нетрудно убедиться, что для переворачивания схемы необходимо выполнение условия:

$$\mu \frac{R_a}{R_a + R_4} \frac{R_2 + R_3}{R_1 + R_2 + R_3} > 1,$$

Работа схемы при выбранных напряжениях источников питания существенно зависит от величины сопротивления R_3 . Потенциал сетки открытой лампы схемы приблизительно равен нулю, так как после открытия лампы ее сетка связана с катодом сопротивлением r_g , величина которого значительно меньше значений сопротивлений R_1 и R_2 .

Потенциал сетки запертой лампы определяется как разность потенциалов между катодом и точкой соединения сопротивлений R_1 и R_2 . Эти сопротивления вместе с сопротивлением R_3 образуют делитель напряжения, один конец которого присоединен к нулевому проводу,

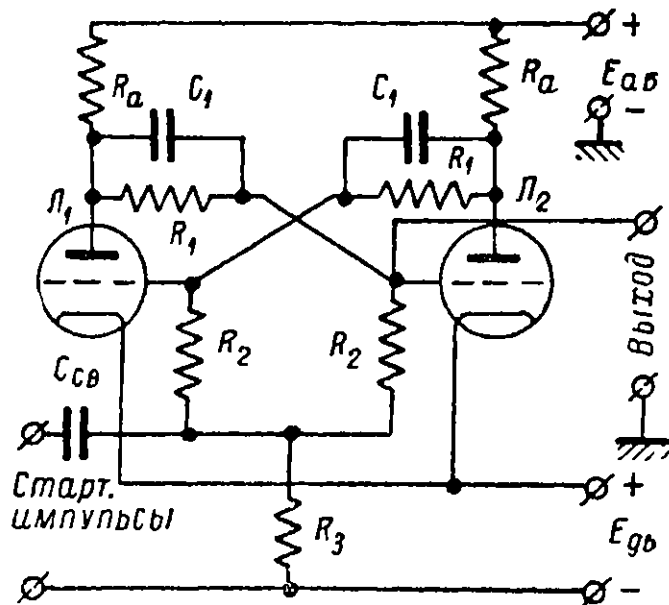


Рис. 262. Схема триггера с двумя устойчивыми состояниями и подачей стартовых сигналов через цепь $C_{св}$, R_3 .

стартового сигнала на входе схемы, изображенной на рис. 262, приводит к изменению потенциалов сеток обеих ламп. На сетку запертой лампы снимается все напряжение, выделяющееся на сопротивлении R_3 при действии стартового сигнала. На сетке же открытой лампы действует лишь малая доля этого напряжения вследствие того, что величина сопротивления r_g относительно мала. На сетку запертой лампы подается также импульс с анода открытой лампы. Но амплитуда этого импульса много меньше амплитуды импульса, снимаемого с сопротивления R_3 . Поэтому если на сопротивлении R_3 появился импульс положительной полярности достаточно большой амплитуды, то схема переходит от одного положения равновесия к другому. Появление же импульса отрицательной полярности переворачивания схемы не вызывает. Таким образом схема оказывается чувствительной к импульсам положительной полярности.

Величина емкости $C_{св}$ часто выбирается такой, что в цепи $C_{св}$, R_3 происходит дифференцирование стартовых сигналов. В этом случае, очевидно, переворачивание схемы соответствует фронту сигнала,

а второй — к аноду проводящей лампы. Потенциал последнего по отношению к нулевому проводу (катоду), как нетрудно убедиться, приблизительно равен $\frac{E_{аб} R_p}{R_a + R_p}$. Отсюда легко определить то значение сопротивления R_3 , при котором потенциал сетки запертой лампы меньше потенциала запирающего на любую заданную величину. При этом условии положение равновесия схемы будет сохраняться неизменным до прихода стартового импульса достаточно большой амплитуды.

Так же, как и в триггере, рассмотренном выше, действие

дающего после дифференцирования импульс положительной полярности достаточно большой амплитуды. Схема работает устойчиво и в настоящее время часто применяется в составе специальных устройств.

Кроме триггеров, построенных на вакуумных лампах, иногда применяются триггерные схемы, в которых используются газоразрядные приборы. На рис. 263 изображена схема тиратронного триггера с двумя положениями устойчивого состояния. Работа схемы весьма проста. Положим, что до прихода стартового импульса на ее вход, тиратрон T_1 проводит ток, а тиратрон T_2 не проводит (это легко добиться, разомкнув, а затем вновь замкнув рубильник Π после того, как включено анодное питание схемы). Так как сопротивление проводящего тиратрона очень мало, то напряжение на аноде T_1 составляет всего 10—20 в (если, разумеется, величина сопротивления R_{a1} не слишком мала). Напряжение на аноде тиратрона T_2 равно напряжению источника питания схемы E_{aB} и, следовательно, конденсатор C заряжен до напряжения, близкого к величине E_{aB} .

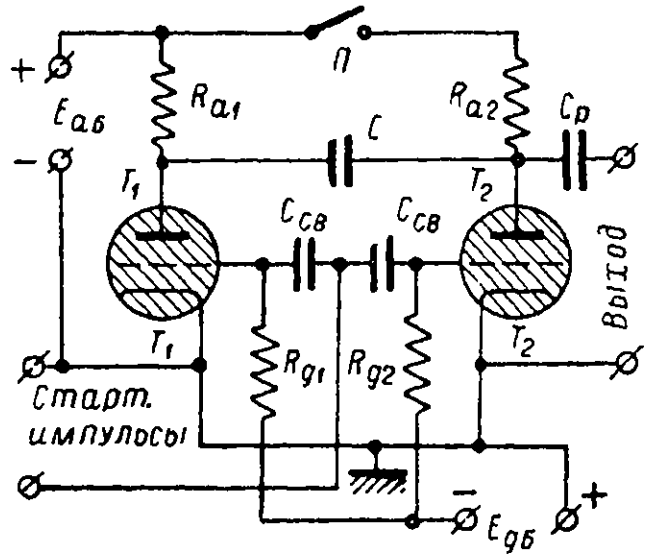


Рис. 263. Схема триггера на тиратронах.

Если теперь на входе схемы действует отрицательный импульс, то режим схемы никак не изменяется. Действительно, ток, текущий через горящий тиратрон, в широких пределах изменения величин потенциала сетки не зависит от последнего, а второй тиратрон лишь еще больше запирается. С другой стороны, положительный импульс, имеющий достаточно большую амплитуду, зажигает тиратрон T_2 не горевший до его прихода. Вследствие этого потенциал на аноде вспыхнувшего тиратрона уменьшается до нескольких десятков вольт. Конденсатор C начинает разряжаться, причем основной ток разрядки течет через цепь, состоящую из тиратрона T_2 батареи анодного питания и сопротивления R_{a1} .

Это приводит к понижению потенциала анода тиратрона T_1 , причем в первый момент он уменьшается на величину, близкую к начальной разности потенциалов на конденсаторе. Поэтому напряжение на аноде оказывается отрицательным. Оно постепенно восстанавливается, причем длительность этого восстановления определяется постоянной времени разрядки емкости C ($\tau \approx CR_{a1}$). Если время восстановления анодного напряжения больше, чем время деионизации и длительности действия положительного импульса на входе, то тиратрон гаснет. После этого его анодное напряжение устанавливается равным напряжению анодной батареи, а конденсатор C вновь

заряжается, но полярность напряжения на нем оказывается обратной той, которая была в начале процесса.

Таким образом, в результате действия стартового импульса положительной полярности первый тиратрон оказался запертым, а второй проводит ток. Это положение схемы сохраняется до прихода следующего стартового импульса достаточно большой амплитуды. При этом схема возвращается в первое положение равновесия.

Выбор параметров схемы производится из простых соображений. Величины емкости C и сопротивлений R_{a1} и R_{a2} выбираются такими, чтобы значение постоянной времени $\tau = CR_a$ в несколько раз превосходило время деионизации в тиратронах. Последнее имеет величину порядка 10^{-4} сек (у водородных тиратронов значительно меньше). Поэтому обычно значение τ выбирают равным 10^{-3} сек, а иногда и несколько больше. Сопротивления R_{a1} и R_{a2} берут порядка нескольких тысяч ом. Напряжение батареи смещения E_{gB} выбирают из условия:

$$E_{gB} = U_{звж} + U_{ст},$$

где $U_{звж}$ — потенциал зажигания тиратронов, а $U_{ст}$ — амплитуда стартовых импульсов. Величины сопротивлений R_{g1} и R_{g2} в схеме обычно имеют порядок нескольких сотен килоом.

Недостатком схемы тиратронного триггера, препятствующим его применению, во многих случаях является сравнительно большое время перехода из одного положения равновесия в другое. Так как анодный ток тиратронов значительно превосходит величину анодного тока вакуумных ламп, он может быть использован для приведения

в действие относительно мощного прибора. Такой прибор включается в анодную цепь одной из ламп и при действии на входе стартовых импульсов ток, текущий через него, меняет свое значение на большую величину.

2. Триггерные схемы с одним устойчивым состоянием Примером схемы, имеющей одно устойчивое состояние, из которого она выводится действием внешней э. д. с., а затем вновь возвращается в исходное состояние, может служить запертый мультивибратор. Схема запертого мультивибратора приведена на рис. 264. Поданное

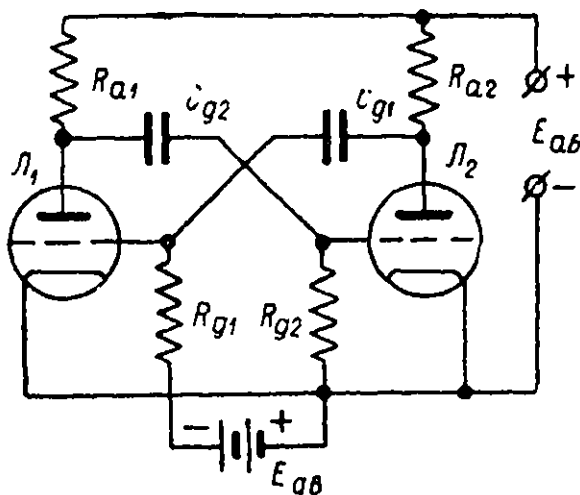


Рис. 264. Схема запертого мультивибратора, представляющего собой триггер с одним устойчивым состоянием.

на управляющую сетку лампы L_1 отрицательное смещение превышает потенциал запирающей лампы. В результате этого схема удерживается в состоянии, соответствующем запертой первой и открытой второй

лампы. Если на сетку открытой лампы подается стартовый импульс отрицательной полярности достаточной амплитуды, то лампа L_2 запирается, через лампу L_1 начинает течь ток, и в схеме совершается один цикл колебаний, после чего она вновь возвращается в исходное состояние. К такому же результату приводит действие на сетке первой лампы стартового импульса положительной полярности, отпирающего эту лампу.

Процессы в схеме запертого мультивибратора могут быть исследованы такими же методами, как процессы в схемах, рассмотренных выше. Эквивалентная схема запертого мультивибратора приведена на рис. 265. Ее построение не нуждается в пояснениях. В положении устойчивого состояния рубильники Π_1 и Π_2 схемы разомкнуты, а Π_3 и Π_4 — замкнуты. При этом напряжения на аноде и сетке первой лампы

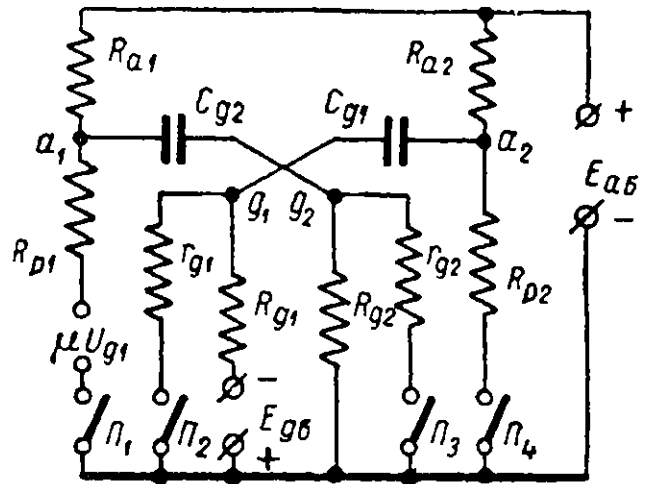


Рис. 265. Эквивалентная схема запертого мультивибратора.

равны: $u_{a1}^{(0)} \approx E_{aB}$ и $u_{g1}^{(0)} = -E_{гВ}$, а на аноде и сетке второй лампы: $u_{a2}^{(0)} \approx E_{aB} \frac{R_p}{R_a + R_p}$ и $u_{g2}^{(0)} \approx 0$. Соответственно емкости C_{g1} и C_{g2} заряжены до разности потенциалов $u_{C1}^{(0)} = E_{aB} \frac{R_p}{R_a + R_p}$ и $u_{C2}^{(0)} \approx E_{aB}$.

Действие на сетке второй лампы мультивибратора кратковременного запирающего импульса приводит к тому, что после быстрого переходного процесса первая лампа оказывается открытой, а вторая полностью запертой. Это соответствует замыканию рубильников Π_1 и Π_2 и размыканию рубильников Π_3 и Π_4 в эквивалентной схеме.

Моменту, непосредственно следующему за замыканием одних и размыканием других рубильников, соответствуют потенциалы на анодах ламп $u_{a1}^{(1)} = E_{aB} \frac{R_p}{R_a + R_p}$ и $u_{a2}^{(1)} = E_{aB}$, а напряжения на конденсаторах $u_{C1}^{(0)}$ и $u_{C2}^{(0)}$. Поэтому конденсатор C_{g1} начинает заряжаться, причем ток зарядки в основном течет через сопротивление r_{g1} ($r_{g1} \ll R_{g1}$), а конденсатор C_{g2} — разряжается, причем разрядный ток протекает через сопротивление R_{g2} . Поэтому вслед за переключением рубильников потенциал сетки первой лампы будет равен:

$$u_{g1}^{(1)} \approx E_{aB} (1 - p) - E_{гВ} - E_{гВ} \frac{r_{g1}}{R_{g1}}$$

а второй:

$$u_{g2}^{(1)} \approx -E_{aB} (1 - p),$$

где $p = \frac{R_p}{R_a + R_p}$. Дальнейшие процессы в схеме связаны с уменьшением зарядного тока емкости C_{g1} , напряжение на которой постепенно возрастает, и уменьшением зарядного тока емкости C_{g2} , напряжение на которой постепенно уменьшается. Первое сопровождается уменьшением положительного потенциала на сетке первой лампы, а второе — уменьшением величины отрицательного смещения на сетке второй лампы. При этом в зависимости от соотношений между параметрами схемы могут быть два случая: либо лампа L_2 откроется раньше, чем потенциал сетки первой лампы достигнет значения $u_{g1} = U_{\text{зап}}$. Либо, наоборот, прежде чем величина u_{g2} станет равной $U_{\text{зап}}$, потенциал сетки первой лампы достигнет потенциала запирающего, и первая лампа запрется. И в том и в другом случае схема переходит в положение, соответствующее исходному устойчивому состоянию. Эти два режима работы отличаются формой импульсов на выходе и соотношениями между длительностями разных процессов в схеме [24].

Время, которое необходимо, чтобы потенциал сетки первой лампы достиг значения $U_{g \text{ зап}}$, складывается из двух частей. Первая часть соответствует интервалу времени уменьшения потенциала u_{g1} от значения $u_{g1}^{(1)}$ до нуля, причем скорость этого процесса определяется постоянной времени цепи C_{g1}, R_{a2}, r_{g1} , т. е. величиной $\tau'_{g1} = C_{g1} (R_{a2} + r_{g1})$. Достижение потенциалом u_{g1} значения, равного нулю, отмечается на эквивалентной схеме мультивибратора размыканием рубильника Π_2 . Поэтому вторая часть времени изменения потенциала u_{g1} , соответствующая уменьшению его величины от нуля до $U_{\text{зап}}$, определяется значением $\tau_{g1} = C_{g1} (R_{a2} + R_{g1})$ -постоянной времени цепи C_{g1}, R_{a2}, R_{g1} . Обычно $\tau_{g1} \gg \tau'_{g1}$ и вторая часть процесса изменения величины напряжения u_{g1} занимает значительно больше время, чем первая. Поэтому интервал времени, в течение которого потенциал сетки первой лампы достигает значения ($U_{\text{зап}}$), определяется приближенным соотношением:

$$t'_I = \tau_{g1} \ln \frac{E_{gB}}{E_{gB} - U_{\text{зап}}} . \quad (301)$$

Время, которое необходимо для того, чтобы напряжение u_{g2} достигло значения $U_{\text{зап}}$, найдем, заметив, что уменьшение абсолютной величины напряжения u_{g2} следует закону

$$u_{g2} = u_{g2}^{(1)} e^{-\frac{t}{\tau_{g2}}} .$$

Поэтому напряжение u_{g2} становится равным $U_{\text{зап}}$ за время t''_I , удовлетворяющее условию $U_{\text{зап}} = u_{g2}^{(1)} e^{-t''_I/\tau_{g2}}$, где $\tau_{g2} = C_{g2} (R_{a1} + R_{g2})$. Отсюда

$$t''_I = \tau_{g2} \ln \frac{E_{aB} (1 - p)}{U_{\text{зап}}} , \quad (302)$$

Очевидно, что если $t'_I < t'_{II}$, то схема работает в первом режиме, т. е. ее возвращение к начальному устойчивому состоянию происходит вследствие запираания первой лампы.

После запираания первой лампы и отпираания второй схема полностью возвращается к исходному режиму, когда напряжения на конденсаторах, изменившиеся за то время, пока первая лампа была открыта, вновь станут равными $u_{C1}^{(0)}$ и $u_{C2}^{(0)}$. Для этого емкость C_{g1} должна несколько разрядиться, причем постоянная времени ее разряда

$$\tau_{g1} = C_{g1} (R_{g1} + R_{a2}),$$

а емкость C_{g2} несколько зарядится, причем постоянная времени ее заряда

$$\tau'_{g2} = C_{g2} (R_{a1} + r_{g2}).$$

Так как $\tau_{g1} \gg \tau'_{g2}$, то электрическое состояние схемы запертого мультивибратора, работающего в первом режиме, полностью восстанавливается через интервал времени

$$T_I \approx t'_I + 5\tau_{g1} = \tau_{g2} \left(\ln \frac{E_{gB}}{E_{gB} - U_{зап}} + 5 \right) \quad (303)$$

после прихода стартового сигнала.

На рис. 266 приведены графики, иллюстрирующие характер изменения напряжения на сетках и анодах обеих ламп запертого мультивибратора, работающего в первом режиме. На этом же рисунке отмечены стартовые импульсы.

При работе запертого мультивибратора во втором режиме в схеме полностью восстанавливается исходное состояние через интервал времени

$$T_{II} \approx t'_{II} + 5\tau_{g1} = \tau_{g2} \ln \frac{E_{aB}(1-p)}{U_{зап}} + 5\tau_{g1} \quad (304)$$

после действия кратковременного стартового импульса. Характер изменения напряжений на электродах ламп мультивибратора в этом случае иллюстрируют графики, изображенные на рис. 267.

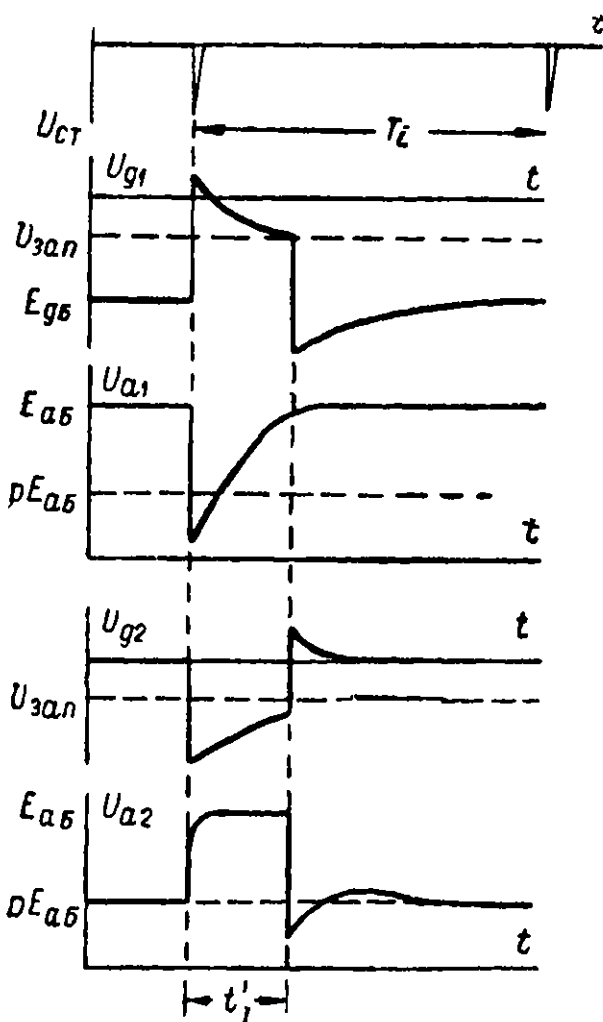


Рис. 266. Форма напряжения на электродах ламп запертого мультивибратора, работающего в первом режиме при действии кратковременного стартового сигнала.

Подчеркнем, что в приведенном анализе длительность стартовых импульсов считается весьма малой по сравнению с интервалами времени t'_I или t'_{II} . В противном случае, находя величины напряжений u_{g1}

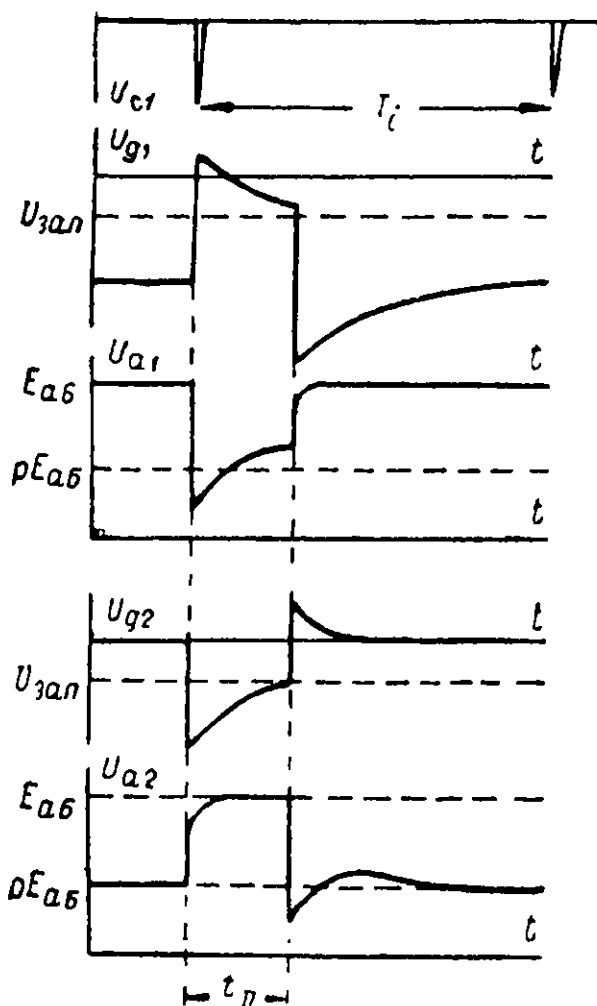


Рис. 267. Форма напряжения на электродах ламп закрытого мультивибратора, работающего во втором режиме при действии кратковременного стартового сигнала.

Следовательно, схема работает в первом режиме, длительность импульсов на электродах ламп определяется величиной t'_I , форма импульсов подобна форме импульсов, изображенных на рис. 266, и, наконец, интервал времени, необходимый для полного восстановления в схеме устойчивого состояния,

$$T_I \approx \tau_{g1} \left(\ln \frac{E_{gB}}{E_{gB} - U_{зап}} + 5 \right) \approx 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

Положим теперь, что исходная схема превращается в схему закрытого мультивибратора вапиранием не первой, а второй лампы (причем для этого в цепь ее сетки включается батарея смещения с напряжением $E_{gB} = 20$ в). Это эквивалентно изменению номера-

и u_{g2} , следует учитывать дополнительное напряжение, обусловленное действием стартового импульса.

Для расчета схемы закрытого мультивибратора можно воспользоваться соотношениями (301)—(304) и выражениями, найденными при рассмотрении работы мультивибратора в колебательном режиме.

В качестве примера положим, что мультивибратор, схема которого была рассчитана в п. 3 § 1 настоящей главы, превращен в закрытый мультивибратор путем включения в цепь сетки первой лампы батареи смещения с напряжением $E_{gB} = 20$ в (потенциал запирающих ламп в рассматриваемой схеме приблизительно равен 12 в).

Определим, во-первых, в каком режиме работает схема. Замечая, что $\tau_{g1} = 0,6 \cdot 10^{-5}$ сек., $\tau_{g2} = 1,8 \cdot 10^{-5}$ сек., $E_{aB} = 300$ в и $\rho = \frac{2}{3}$, получаем:

$$t'_I \approx 0,54 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

$$t'_{II} \approx 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

ции ламп. Поэтому для новой схемы имеем $\tau_{g1} = 1,8 \cdot 10^{-5}$ сек. и $\tau_{g2} = 0,6 \cdot 10^{-5}$ сек., а прочие данные, необходимые для расчета, остаются прежними. Тогда

$$t'_I \approx 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

и

$$t'_{II} \approx 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

Следовательно, схема работает во втором режиме, длительность импульсов на электродах ламп определяется величиной t'_{II} , их форма подобна форме импульсов, представленных на рис. 267, и, наконец, интервал времени, необходимый для полного восстановления в схеме устойчивого состояния.

$$T_{II} = \tau_{g2} \ln \frac{E_{aB}(1-p)}{U_{зап}} + 5\tau_{g1} \approx 10,4 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

Этот пример показывает, что выбором параметров схемы легко перейти от одного режима ее работы к другому. Выбор того или иного режима зависит от использования схемы.

Если же в процессе работы схемы ее параметры регулируются (например, с целью изменения длительности импульсов на ее выходе — чаще всего на аноде той лампы, которая открыта до прихода стартового импульса), то может иметь место переход от одного режима работы к другому. Это усложняет работу со схемой.

Изменение потенциалов сеток ламп рассматриваемой схемы запертого мультивибратора, когда она находится в крайнем состоянии, в которое ее переводит стартовый импульс, происходит сравнительно медленно. Поэтому малые изменения напряжения источников питания, вариации анодных токов ламп и т. п. могут привести к заметному изменению интервалов времени t'_I или t'_{II} . В результате этого длительность импульсов на выходе схемы не остается неизменной, причем, как показывает анализ, во втором режиме работы схемы она подвержена большим изменениям, чем в первом режиме. Для ориентировки укажем, что замена одних ламп на другие, однотипные лампы вследствие расброса их параметров может изменить длительность импульсов на 10—20%. Колебания величины напряжения E_{aB} на $\pm 10\%$ при наиболее удачных параметрах схемы сопровождаются изменением величин t'_I и t'_{II} на 5—10%.

На рис. 268 приведена схема триггера с одним устойчивым состоянием. Ее можно

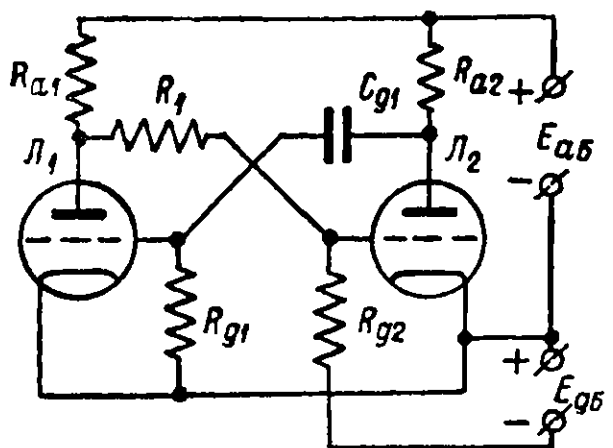


Рис. 268. Схема триггера с одним устойчивым состоянием.

равно рассматривать как мультивибратор, у которого одна разделительная емкость заменена активным сопротивлением, или как реостатный триггер, у которого одно сопротивление заменено емкостью. Напряжение E_{aB} и величины сопротивлений R_1 и R_2 выбраны такими, что в отсутствие внешнего воздействия на схему потенциал сетки второй лампы поддерживается более низким, чем $-U_{зап}$. Единственное устойчивое состояние соответствует открытой первой и запертой второй лампам. Из этого положения схема выводится импульсом напряжения, запирающим первую или открывающим вторую лампу. После этого триггер переходит во второе крайнее состояние, при котором первая лампа полностью заперта, а вторая открыта. Время, в течение которого схема находится в этом состоянии, определяется процессом разряда емкости C_{g1} через сопротивления R_{g1} и R_{a2} . Поэтому длительность импульсов положительного напряжения на аноде первой лампы или отрицательных импульсов на аноде второй лампы

$$t' = \tau_{g1} \ln \frac{E_{aB} (1 - p)}{U_{зап}},$$

где $\tau_{g1} = C_{g1} (R_{a2} + R_{g1})$.

После того как напряжение на сетке первой лампы достигает значения $u_{g1} = U_{зап}$, схема возвращается в исходное состояние, причем напряжение на емкости восстанавливает свою начальную величину $u_{C1}^{(0)} \approx E_{aB}$ за время t'' порядка $5 \tau'_{g1} = 5 C_{g1} (r_{g1} + R_{a2})$. Поэтому для того, чтобы на выходе схемы появлялись одинаковые импульсы,

интервал времени между стартовыми сигналами должен быть не меньше

$$T \approx \tau_{g1} \ln \frac{E_{aB} (1 - p)}{U_{зап}} + 5 C_{g1} (r_{g1} + R_{a2}).$$

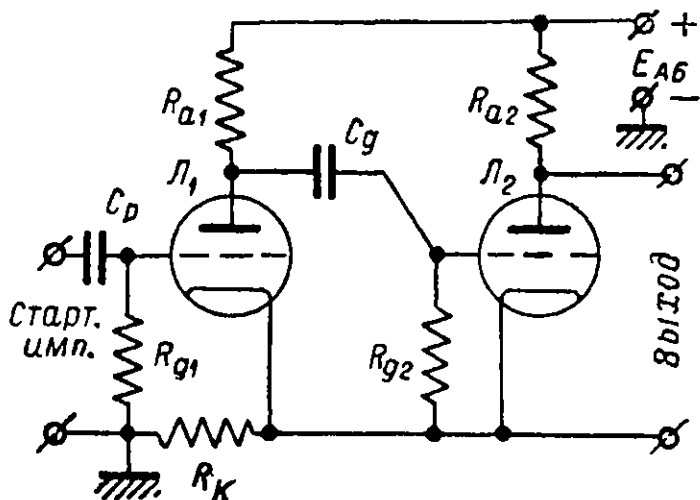


Рис. 269. Схема триггера с одним устойчивым состоянием.

Нередко применяется схема триггера с одним положением равновесия, приведенная на рис. 269. В этой схеме отрицательное смещение, запирающее одну из ламп, снимается с сопротивления R_k , введенного в катодную цепь ламп.

Форма импульсов напряжения на анодах ламп весьма близка к прямоугольной; крутизна их фронтов может быть приближенно определена на основании соотношения (291).

Если величина сопротивления R_{κ} выбрана из условия

$$R_{\kappa} = \frac{U_{\text{от}} + U_{\text{зап}}}{I_{a0}}, \quad (305)$$

где I_{a0} — анодный ток лампы \mathcal{L}_2 при потенциале ее сетки, равном нулю, то схема остается в устойчивом состоянии, при котором лампа \mathcal{L}_1 заперта, а лампа \mathcal{L}_2 открыта, пока на сетку \mathcal{L}_1 не придет стартовый сигнал положительной полярности с амплитудой не менее значения $U_{\text{от}}$. Схема также может быть выведена из устойчивого состояния действием на сетке второй лампы стартового сигнала отрицательной полярности с амплитудой, превышающей величину напряжения $U_{\text{зап}}$.

Для развития в схеме процессов прямой и обратной передачи напряжения, приводящего к состоянию, при котором лампа \mathcal{L}_1 открыта, а \mathcal{L}_2 полностью заперта, параметры схемы должны быть такими, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{\mu^2 R_{\kappa} R_{a1}}{(R_{\kappa} + R_{a2} + R_p)(R_{a1} + R_i)} > 1. \quad (306)$$

Рассмотрение процессов в схеме совершенно подобно тому, которое было сделано для других триггерных схем. Поэтому мы приведем лишь некоторые окончательные выражения, к которым это рассмотрение приводит.

В положении устойчивого состояния схемы потенциалы электродов ламп имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} u_{g1}^{(0)} &= -I_{a0} R_{\kappa}, & u_{g2}^{(0)} &= 0, \\ u_{a1}^{(0)} &= E_{aB}, & u_{a2}^{(0)} &= \frac{E_{aB}(1+b)}{1+a+b}, \end{aligned}$$

где $a = \frac{R_{a2}}{R_p}$ и $b = \frac{R_{\kappa}}{R_p}$.

В результате действия стартового сигнала, приводящего к отпиранию первой и запираанию второй лампы, потенциалы электродов ламп приобретают значения:

$$\begin{aligned} u_{g1}^{(1)} &= 0, & u_{g2}^{(1)} &= -E_{aB} \frac{a}{1+a+b}, \\ u_{a1}^{(1)} &= \frac{E_{aB}(1+b)}{1+a+b}, & u_{a2}^{(1)} &= E_{aB}. \end{aligned}$$

В дальнейшем протекает разряд емкости C_g через сопротивления R_{a1} и R_{g2} , и через время

$$t' = C_g R_{g2} \ln \frac{E_{aB} a}{U_{\text{зап}}(1+a+b)} \quad (307)$$

потенциал сетки второй лампы достигает значения — $U_{зап}$, вторая лампа отпирается, а первая запирается. В результате этого все напряжения в схеме, за исключением напряжения на аноде первой лампы, скачком приобретают начальные значения. Напряжение на аноде первой лампы восстанавливается по мере заряда емкости C_g и через время

$$t'' \approx 5 C_g (R_{a1} + r_{g1}) \quad (308)$$

схема полностью возвращается в начальное состояние, из которого она была выведена стартовым сигналом.

Поэтому, для того чтобы при действии стартовых сигналов на выходе схемы появлялись одинаковые импульсы, интервал времени между стартовыми сигналами не должен быть меньше, чем

$$T \approx C_g R_{g2} \ln \frac{E_{aB} a}{U_{зап} (1 + a + b)} + 5 C_g (R_{a1} + r_{g1}). \quad (309)$$

При выполнении этого условия действие каждого стартового сигнала приводит к появлению на аноде второй лампы импульса положительной, а на аноде первой лампы — отрицательной полярности с амплитудой

$$U_m = \frac{E_{aB} a}{1 + a + b}. \quad (310)$$

На рис. 270 приведены графики, изображающие характер изменения напряжений на электродах ламп после действия одного стартового сигнала.

Для иллюстрации приведенных соотношений рассмотрим простой расчетный пример. Положим, что нужно выбрать параметры триггера, собранного по схеме рис. 269, который управлялся бы стартовыми сигналами с амплитудой $U_{ст} = 5$ в и давал бы на выходе импульсы

продолжительностью $t' = 5$ мксек с амплитудой $U_m = 80$ в. Время между приходами двух последовательных стартовых сигналов не меньше, чем 7 мксек. Для постройки триггера используется лампа 6Н7 ($R_p = 8$ ком, $\mu = 25$, $r_g = 1000$ ом) и напряжение источника питания анодных цепей E_{aB} выбрано равным 250 в.

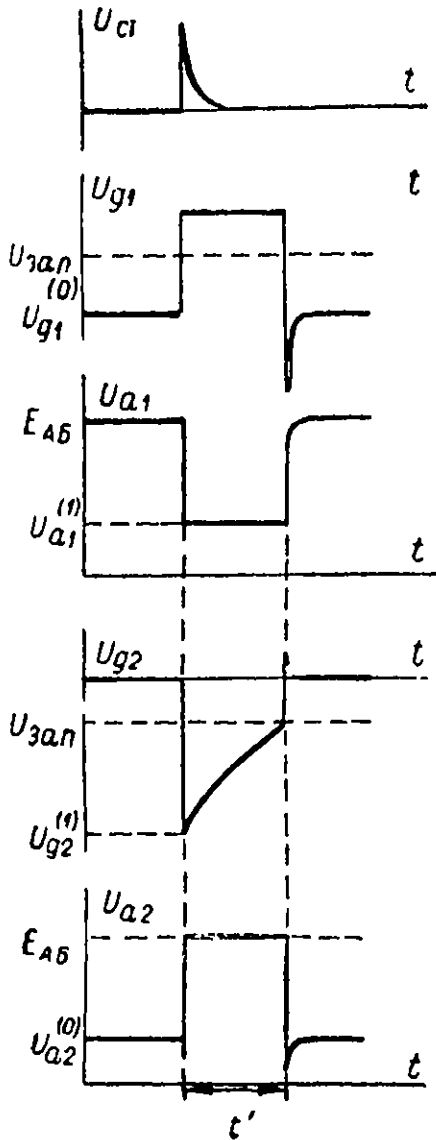


Рис. 270. Форма напряжений на электродах ламп схемы триггера, собранного по схеме, изображенной на рис. 269, при действии кратковременного стартового сигнала.

Для триодов $(1 + a) \gg b$. Поэтому, воспользовавшись выражением (310), найдем

$$R_{a2} = \frac{U_m R_p}{E_{aB} - U_m} \approx 3700 \text{ ом.}$$

Величину сопротивления R_k найдем из условия (305). Так как $R_p = 8 \text{ ком}$, а $R_{a2} = 3,7 \text{ ком}$, то анодный ток открытой лампы

$$I_{a0} = \frac{E_{aB}}{R_i + R_{a2}} = 21 \text{ ма}; \quad U_{зап} = \frac{E_{a0}}{\mu} = 10 \text{ в.}$$

Поэтому

$$R_k = \frac{U_{от} + U_{зап}}{I_{a0}} \approx 700 \text{ ом.}$$

(Не представляет труда убедиться, что сделанное при вычислении предположение, что $(1 + a) \gg b$, действительно справедливо.)

Так как по условиям расчета $T = 7 \text{ мксек}$, а $t' = 5 \text{ мксек}$, то $t'' = 2 \text{ мксек}$. Полагая, что в анодную цепь лампы L_1 будет включено сопротивление $R_{a1} = R_{a2} = 3700 \text{ ом}$ (вообще говоря, это не обязательно, и значение сопротивления R_{a1} может в ту или иную сторону отличаться от величины R_{a2}) на основании выражения (308) определим величину емкости конденсатора C_g :

$$C_g = \frac{t''}{5(R_{a1} + r_{g2})} \approx 85 \text{ пф.}$$

Для того чтобы интервал времени t'' наверняка не превосходил двух микросекунд, возьмем $C_g = 60 \text{ пф}$.

Величину сопротивления R_{g2} выберем такой, чтобы длительность импульсов на выходе схемы была бы равна 5 мксек . Воспользовавшись соотношением (307), получаем:

$$R_{g2} = \frac{t'}{C_g \ln \frac{E_{aB} a}{U_{зап} (1 + a + b)}} \approx 40 \text{ ком.}$$

Не представляет труда убедиться, что при выбранных параметрах условие (306), необходимое для работы схемы, выполняется.

В отличие от схемы запертого мультивибратора, в триггерных схемах последних двух типов интервал времени t'' может быть сделан значительно меньшим, чем t' . В приведенном расчетном примере t'' составляет менее половины интервала времени t' . Снижая величину емкости C_g и соответственно увеличивая значение сопротивления R_{g2} , можно еще уменьшить величину отношения t''/t' , сохраняя постоянной величину времени t' . При этом следует иметь в виду, что возможному уменьшению величины t'' кладет предел время перехода схемы от одного крайнего состояния к другому, длительность которого порядка $t_{пер}$, определяемого выражением (296).

Приведем схему триггера с одним положением равновесия, отличающуюся от рассмотренных большей стабильностью работы. В этой

схеме (рис. 271) сетки ламп через сопротивления R_{g1} и R_{g2} связаны с положительным полюсом источника анодного питания (в этом отношении она напоминает схему мультивибратора, приведенную на рис. 250).

В устойчивом состоянии первая лампа заперта, а вторая проводит ток. При этом, поскольку величина сопротивления r_{g2} значительно

меньше величины сопротивления R_{g2} , потенциал сетки второй лампы приблизительно равен нулю. Потенциал сетки первой лампы

$$u_{g1}^{(0)} = E_{aB} \frac{R_1}{R_1 + R_{g1}} - R_k I_{a0}$$

где I_{a0} — анодный ток, текущий через вторую лампу. Легко видеть, что

$$I_{a0} = \frac{E_{aB}}{R_k + R_p + R_{a2}}$$

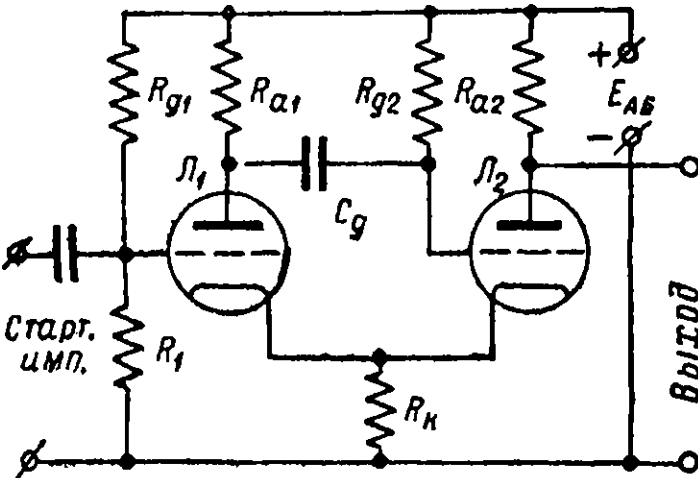


Рис. 271. Схема триггера с одним устойчивым состоянием, обладающая большой стабильностью.

перта, напряжение $u_{g1}^{(0)}$ должно быть меньше $-U_{зап}$, т. е. должно выполняться соотношение

$$E_{aB} \left(\frac{R_k}{R_{a2} + R_{p2} + R_k} - \frac{R_1}{R_1 + R_{g2}} \right) = U_{зап} + U_{ст}, \quad (311)$$

где $U_{ст}$ — амплитуда стартовых сигналов положительной полярности действующих на сетке первой лампы.

Действие стартового сигнала, сопровождающееся отпиранием первой лампы и запираем второй, приводит к изменению анодных напряжений ламп от значений

$$u_{a1}^{(0)} = E_{aB} \text{ и } u_{a2}^{(0)} = \frac{E_{aB} R_{p2}}{R_{p2} + R_{a2} + R_k}$$

до значений

$$u_{a1}^{(1)} = \frac{E_{aB} R_1}{R_{p1} + R_{a1} + R_k} \text{ и } u_{a2}^{(1)} = E_{aB}.$$

Поэтому на выходе схемы, т. е. на аноде второй лампы, появляется импульс положительной полярности с амплитудой

$$U_m = \frac{E_{aB} (R_{a2} + R_k)}{R_{p2} + R_{a2} + R_k}. \quad (312)$$

Длительность импульса определяется, как и в других схемах триггеров с одним положением равновесия, процессом разряда емкости C_g .

Время, в течение которого потенциал сетки второй лампы достигает значения $-U_{зап}$ и вторая лампа отпирается, а первая запирается, определяется приближенным выражением

$$t' = C_{g2} R_{g2} \ln \left[1 + \frac{(R_k + R_{a1}) \left(1 + \mu \frac{R_1}{R_1 + R_{g1}} \right)}{\mu R_g + R_{a1} + R_{p1}} \right]. \quad (313)$$

Обратный переход схемы в положение устойчивого состояния сопровождается резким изменением напряжения на аноде второй лампы до величины, равной $u_{a2}^{(0)}$. Анодное напряжение первой лампы восстанавливается до величины $u_{a1}^{(0)} = E_{aB}$ за время, порядка $5C_g(R_{a1} + r_g)$, т. е.

$$t'' \approx 5C_g (R_{a1} + r_g). \quad (314)$$

Приведенные соотношения позволяют выбрать параметры схемы, подобно тому, как это было сделано для схемы, изображенной на рис. 269. Большая стабильность работы рассматриваемого триггера обусловлена тем, что напряжение u_{g2} , уменьшаясь по своей абсолютной величине после того, как вторая лампа заперлась, стремится не к нулю, а к большому положительному значению, равному E_{aB} . Поэтому скорость изменения напряжения u_{g2} вблизи значения $-U_{зап}$ много больше, чем во всех схемах, приведенных выше. В результате этого, если вследствие непостоянства напряжения питания, изменения параметров ламп и т. п., величина $U_{зап}$ несколько изменится, то время, в течение которого напряжение u_{g2} достигает значения $-U_{зап}$, остается приблизительно неизменным.

Форма импульсов напряжения на анодах ламп в рассматриваемой триггерной схеме подобна форме импульсов, изображенных на рис. 270.

Все приведенные выражения для расчета разных триггерных схем получены в результате весьма приближенного рассмотрения процессов в схемах и аппроксимации характеристик ламп прямыми. Разброс параметров серийных электронных ламп обесценивает более точное определение параметров схем. Поэтому для расчета триггеров можно пользоваться приведенными приближенными соотношениями, уточняя параметры в процессе регулировки собранной схемы.

§ 3. ПЕРЕСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ

1. Биарные пересчетные схемы. Счет числа электрических импульсов в настоящее время широко применяется в физике, биологии, радиолокации, телефонии, телемеханике и т. д. Пересчетные устройства описали А. А. Фельдбаум [25], А. В. Нетушил [26] и многие другие авторы. Для нас особый интерес представляет применение пересчетных схем в установках регистрации числа частиц для согласования большой разрешающей способности счетчиков частиц с раз-

решающей способностью механических регистраторов. Так как разрешающая способность последних относительно мала (лишь в редких случаях заметно превосходит величину 100 имп/сек.), то с помощью специальной схемы на механический регистратор подается не каждый импульс, даваемый счетчиком частиц, а лишь один из группы их. В этом случае регистратор отмечает не число частиц, прошедших через счетчик, а число их групп, причем группа может содержать то или иное, но для данной установки вполне определенное количество импульсов. Количество импульсов в группе носит название коэффициента пересчета схемы.

В одной из первых пересчетных схем был использован тиратронный триггер, схема которого приведена на рис. 263. Если в анодную цепь второй лампы включен регистратор, то при действии стартового импульса через обмотку электромагнита регистратора начинает

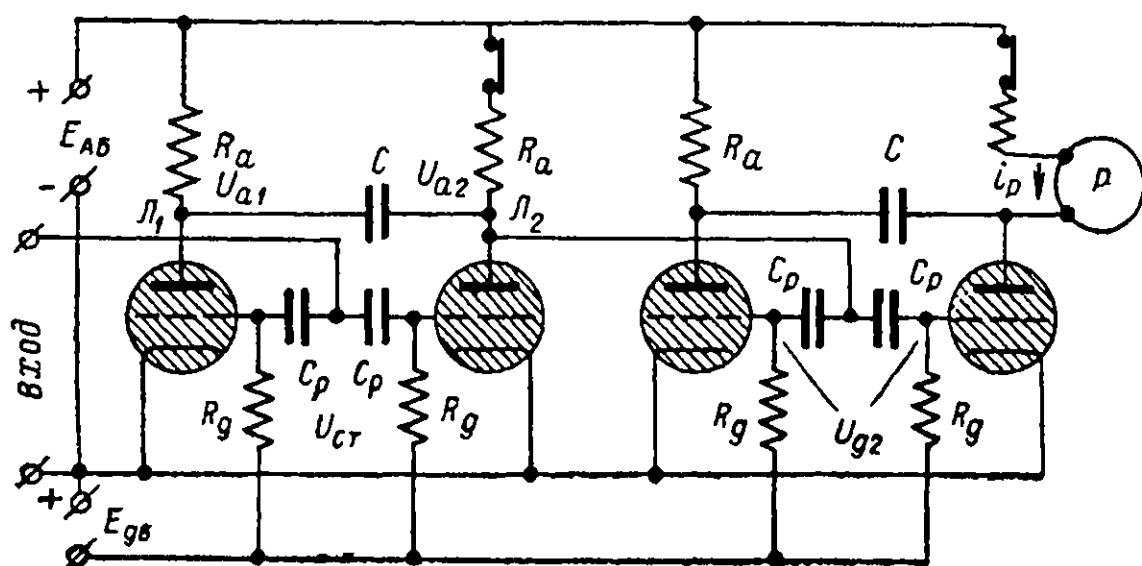


Рис. 272. Схема бинарного пересчетного устройства, содержащего две триггерные ячейки на тиратронах.

течь ток, и показания шкалы регистратора увеличиваются на единицу. Ток прекращается с приходом второго стартового сигнала, который зажигает первый тиратрон схемы. Действие третьего сигнала на входе схемы вновь вызывает появление тока в обмотке электромагнита регистратора, и показания его шкалы вновь увеличиваются на единицу. Четвертый сигнал прекращает протекание тока через регистратор и т. д. Таким образом, число импульсов тока, протекающего через регистратор, и число его отсчетов вдвое меньше числа импульсов напряжения, действующих на входе схемы, т. е. коэффициент пересчета равен двум.

Для увеличения коэффициента пересчета можно подать напряжение с анода одной из ламп триггера на вход следующего триггера, в анодную цепь одного из тиратронов которого включить регистратор (рис. 272). Работой второго триггера управляет каждый второй

сигнал, действующий на входе первого, и число отсчетов регистратора вчетверо меньше числа сигналов, действующих на входе устройства.

Характер изменения с течением времени напряжений на анодах ламп первого триггера и сетках ламп второго триггера и, наконец, тока, протекающего через регистратор, иллюстрируют графики, приведенные на рис. 273.

В случае необходимости число триггерных ячеек в схеме может быть еще увеличено, причем на вход каждой последующей ячейки подается напряжение с выхода предыдущей. При увеличении числа триггерных ячеек в схеме соответственно возрастает коэффициент пересчета, который равен 2^N , где N — число пересчетных ячеек. Если коэффициент пересчета должен быть большим (например, порядка 1000), то схема оказывается весьма громоздкой, так как должна содержать несколько десятков ламп.

Для нормальной работы триггерной схемы, построенной на тиратронах, длительность стартовых сигналов должна быть меньше времени установления напряжения на аноде тиратрона после того, как в нем прекратился разряд. В противном случае в течение действия сигнала триггер успеет совершить несколько переходов от одного крайнего положения к другому, и регистратор отметит ложные импульсы.

Чтобы избежать этого постоянные времени входной и всех переходных цепей выбираются порядка 10^{-6} сек. Тогда в этих цепях происходит дифференцирование сигналов и их длительность делается достаточно малой для нормальной работы каждой ячейки (эффект дифференцирования отмечен на графике $u_{g2} = f(t)$, изображенном на рис. 273).

Кроме того, интервал времени между двумя последовательными стартовыми сигналами, действующими на входе пересчетной схемы, должен быть в несколько раз большим, чем время перезарядки емкости C . Из графиков, приведенных на рис. 273, видно, что если, например, интервал времени $t_3 - t_2$ будет слишком малым, то к мо-

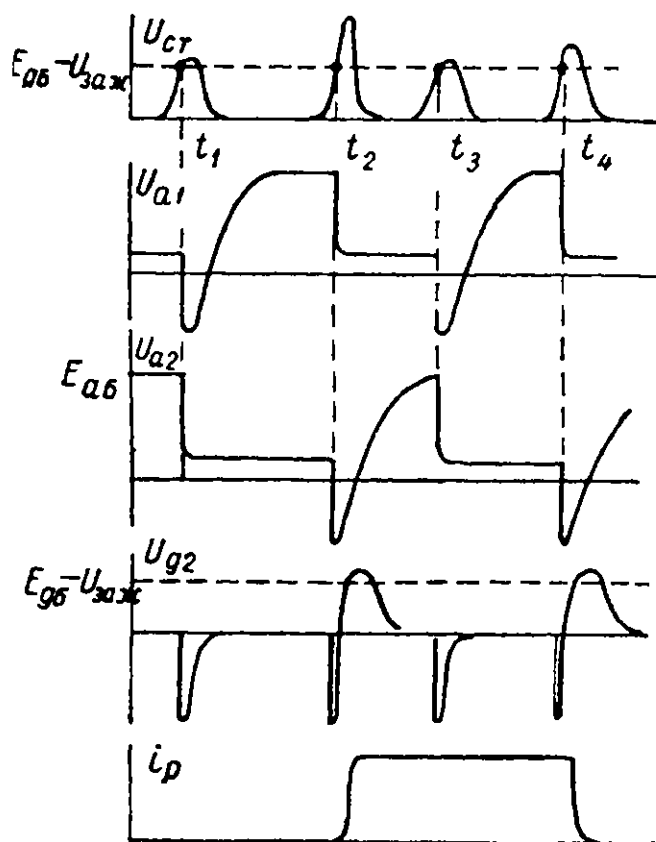


Рис. 273. Форма напряжения и тока в некоторых цепях пересчетной схемы, изображенной на рис. 272.

менту прихода третьего стартового сигнала напряжение на аноде второго тиратрона не успеет достигнуть величины, близкой к $E_{об}$, и сигнал не сможет зажечь в нем разряд (разумеется, если амплитуда импульса сеточного напряжения не очень велика, что мало вероятно, так как она в значительной мере определяется параметрами входной цепи). Поэтому схема не перейдет из одного крайнего состояния в другое, и действие третьего сигнала не будет зарегистрировано схемой. Это явление носит название потери при счете импульсов или просчета схемы.

Вследствие возможности потерь при счете, тиратронная пересчетная схема пригодна для регистрации не более нескольких тысяч сигналов в секунду, периодически поступающих на ее вход. Если же сигналы распределены во времени статистически, то для того чтобы, например, потери счета не превосходили 10%, среднее число сигналов, поступающих на схемы, в секунду не должно превышать нескольких сот. Ограничение возможности счета статистически распределенных сигналов столь малой величиной является серьезным недостатком пересчетной схемы, построенной на тиратронах.

Значительно большие возможности в отношении регистрации большого числа импульсов в секунду дают пересчетные схемы, построенные на вакуумных лампах. В их основу может быть положена любая из приведенных выше схем триггеров с двумя положениями устойчивого состояния. Время, необходимое для установления напряжений в таких схемах после действия стартового импульса, может быть сделано порядка микросекунды. Поэтому с их помощью при выборе соответствующего коэффициента пересчета можно регистрировать без существенных просчетов схемы тысячи или даже десятки тысяч импульсов в секунду, статистически распределенных во времени.

На рис. 274 приведена схема двух ячеек пересчетного устройства, каждая из которых построена по схеме, изображенной на рис. 261 [27]. Триггеры собраны на двойных триодах (например, лампах 6Н7) и связаны между собой с помощью промежуточного каскада, собранного на лампе L_2 , одновременно играющей две роли. Во-первых, с ее помощью усиливаются импульсы, снимаемые с выхода первой пересчетной ячейки. Это позволяет даже при малой величине сопротивления в анодной цепи второго триода лампы L_1 (включение малого сопротивления необходимо для уменьшения времени установления напряжений в схеме, т. е. для повышения ее разрешающей способности) получить на входе второй ячейки импульсы достаточной амплитуды для управления ее работой. Во-вторых, лампа L_2 не пропускает импульсы отрицательной полярности, которые получаются в результате дифференцирования сигналов в цепи связи C_{p2} , R_{g2} . Для этого на сетку лампы L_2 подается смещение, практически полностью ее запирающее, если напряжение на аноде L_1 остается постоянным.

Такое отсеивание импульсов отрицательной полярности необходимо потому, что переходы каждой триггерной ячейки от одного к другому

положению устойчивого равновесия вызываются импульсами как положительной, так и отрицательной полярности. Поэтому, хотя чувствительность триггера к импульсам отрицательной полярности меньше, в схеме могут появиться ложные отсчеты.

Другим источником ложных отсчетов является форма сигналов, действующих на входе всего устройства. Если последние имеют крутые задний и передний фронты, то после прохождения через входную цепь C_{p1} , R_{g1} , постоянная времени которой должна быть меньше времени установления в ячейке стационарного режима, каждый

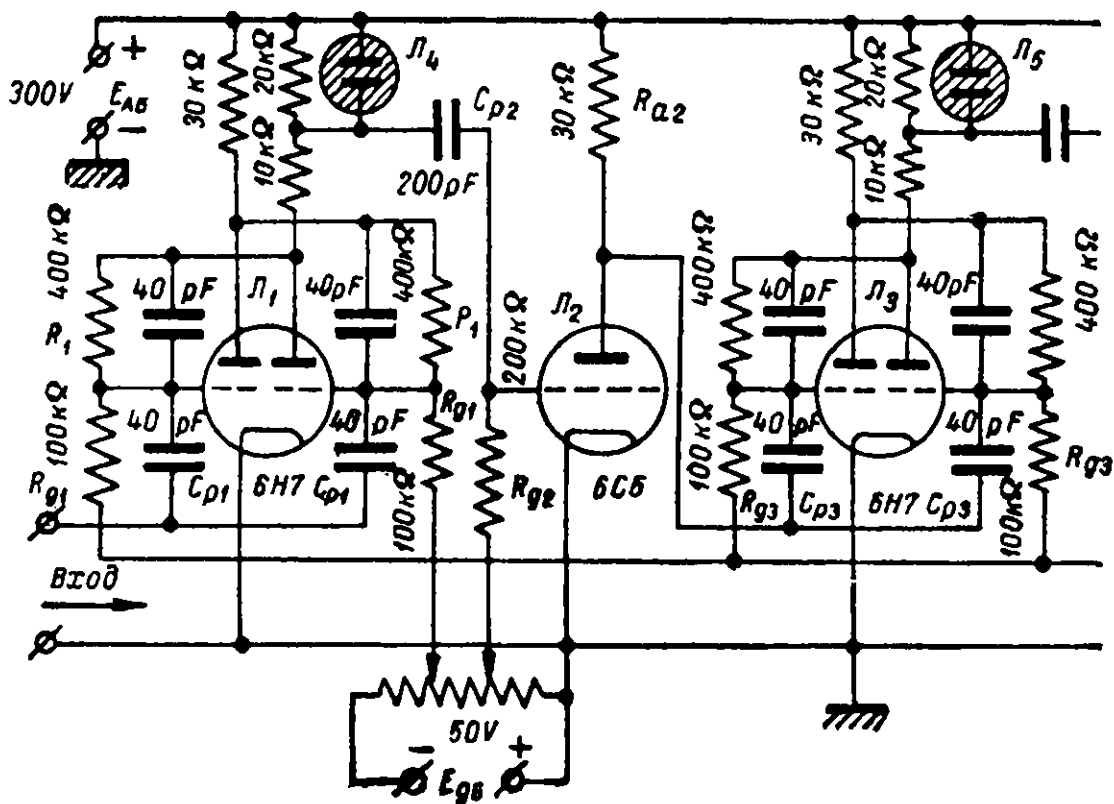


Рис. 274. Схема бинарного пересчетного устройства, содержащего две триггерных ячейки, построенных на вакуумных лампах.

сигнал превращается в два импульса — один положительной, а другой отрицательной полярности. Если, далее, длительность действующего на входе сигнала больше длительности нестационарных процессов в схеме, то одному входному сигналу могут соответствовать два перехода в схеме первой пересчетной ячейки. Чтобы избежать этой ошибки, регистрируемые сигналы, имеющие крутые фронты, специально обостряют до их подачи на вход пересчетной схемы.

В схеме, изображенной на рис. 274, имеются неоновые лампочки. Они вводятся в каждую триггерную ячейку и назначение их заключается в следующем. Если на выходе пересчетного устройства, содержащего N ячеек, зарегистрировано M импульсов, то число сигналов на входе лежит в пределах от $n' = M \cdot 2^N$ до $n'' = M \cdot 2^N + (2^N - 1)$

(просчеты схемы здесь не учитываются). Это соотношение с очевидностью следует из того, что лишь 2^N -ый сигнал на входе вызывает появление импульса на выходе устройства. Если число действующих на входе сигналов равно или меньше $2^N - 1$, то ни один из них не отмечается на выходе. Поэтому при действии на входе схемы $2^N \cdot M + p$ сигналов, где $p < 2^N$, на ее выходе окажутся зарегистрированными лишь M групп импульсов, а p импульсов никак не будут отмечены. Между тем, во многих случаях число не отмеченных импульсов может быть существенным для результатов экспериментов. Для его определения и служат неоновые лампочки, показанные в схеме на рис. 274.

| Ячейки Числ. показ | I | II | III | ... | N | Показ рег-ра |
|--------------------------|---|----|-----|-----|---|-----------------|
| 0 | ■ | ■ | ■ | | | 0 |
| 1 | 1 | ■ | ■ | | | 0 |
| 2 | 1 | 2 | ■ | | | 0 |
| 3 | 1 | 2 | ■ | | | 0 |
| 4 | 1 | 1 | 4 | | | 0 |
| ⋮ | | | | | | $2^N - 1$ |
| $2^N - 1$ | 1 | 2 | 4 | | 1 | 0 |
| 2^N | ■ | ■ | ■ | | | 1 |

Рис. 275. Иллюстрация учета с помощью неоновых лампочек импульсов, не отмеченных регистратором на выходе пересчетного устройства.

Положим, что до начала работы схемы первые триоды во всех ячейках находятся в проводящем состоянии, а все вторые — заперты. При этом неоновые лампочки не горят, так как величина падения напряжения на анодных сопротивлениях вторых триодов близка к нулю (первая строка на рис. 275, где изображены неоновые лампочки всех ячеек). Действие на входе устройства сигнала приводит к переходу второго триода первого триггера в проводящее состояние. Неоновая лампочка в его схеме загорается (вторая строка на рис. 275), так как напряжение на ее электродах сильно возрастает вследствие того, что теперь через сопротивление R_{a2} течет больший анодный ток. Разумеется, для этого необходимо, чтобы потенциал зажигания неоновой лампочки был бы меньше, чем падение напряжения на сопротивле-

нии, параллельно которому она включена при протекании по нему анодного тока триода. Действие второго сигнала на входе устройства приведет к погасанию первой неоновой лампочки и вспышке второй. Третий сигнал вновь зажжет первую лампочку, а вторая будет продолжать гореть. Четвертый сигнал погасит первую и вторую, но вспыхнет лампочка в третьей ячейке (рис. 275), и т. д. Таким образом, достаточно отметить неоновые лампочки цифрами 1, 2, 4, 8, 16 ..., чтобы сумма цифр, соответствующих горящим лампочкам, равнялась бы числу сигналов на входе, если оно меньше, чем 2^N . После действия последнего сигнала из серии 2^N все неоновые лампочки окажутся погашенными, но регистратор на выходе отметит приход одного импульса. Дальше весь процесс начнется сначала. Следовательно, схема дает возможность фиксировать число серий из 2^N сигналов по показаниям регистратора и число

сигналов p , сверх вошедших в серии, по горению тех или иных неоновых лампочек.

Описанный способ определения числа сигналов, не отмеченных регистратором, удобен как вследствие своей простоты, так и стабильной работы неоновых лампочек. Чтобы до начала счета неоновые лампочки во всех ячейках были бы погашены, можно отдельно включать напряжение на аноды первых и вторых триодов всех ячеек или замыкать на короткое время анодные сопротивления вторых триодов тех каскадов, в которых неоновые лампочки загорелись при

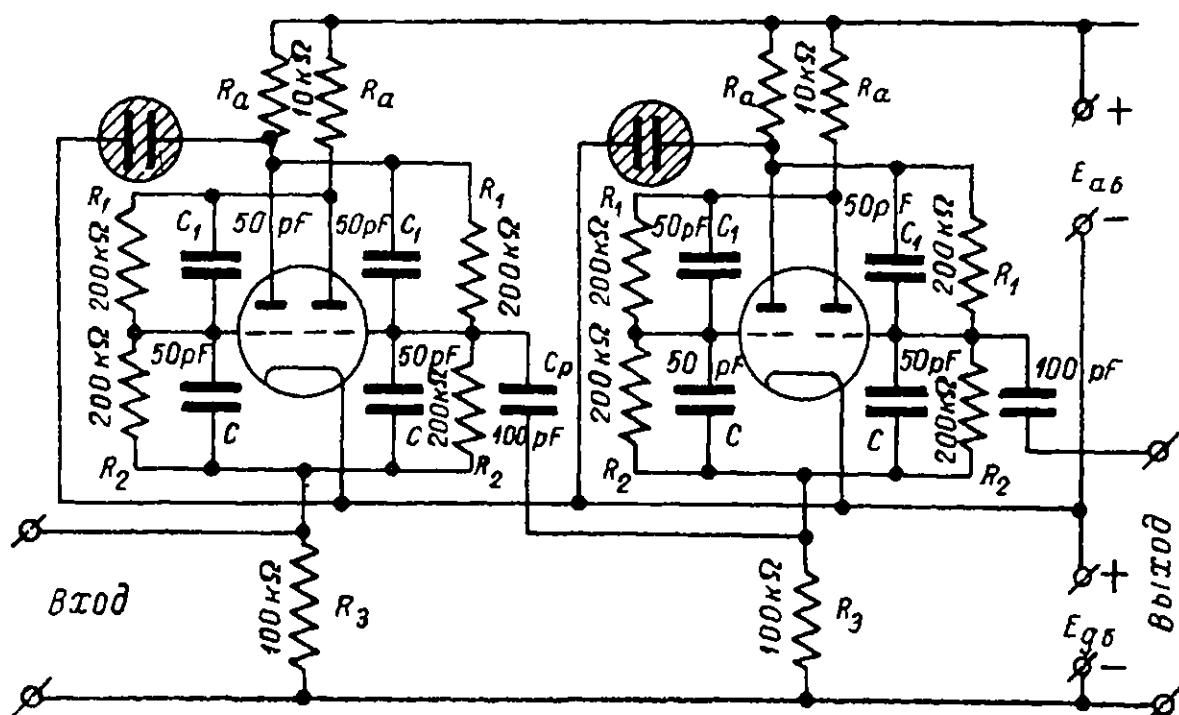


Рис. 276. Вариант двух ячеек бинарной пересчетной схемы, построенной на вакуумных лампах.

включении питания. Кратковременное замыкание анодного сопротивления одного из триодов ячейки эквивалентно подаче положительного импульса на сетку другого триода той же ячейки. Поэтому схема переходит в положение, при котором первая лампа проводит, а вторая заперта и неоновая лампочка оказывается погашенной.

Для постройки установки с большим коэффициентом пересчета по рассмотренной схеме необходимо много ламп. Их число может быть сокращено, если использовать триггеры, управляемые импульсами только одной полярности. В этом случае отпадает надобность в промежуточных каскадах, связывающих каждые две ячейки пересчетного устройства. Схема триггера, чувствительного к импульсам положительной полярности, была приведена на рис. 262. Схема двух ячеек пересчетного устройства с использованием этого триггера представлена на рис. 276. Работа схемы и назначение ее отдельных деталей ясны из изложенного выше.

На расчете пересчетных схем мы останавливаться не будем. Выбор параметров их ячеек может быть сделан на основании приведенных в § 2 настоящей главы соотношений для соответствующих триггеров.

2. Кольцевые пересчетные схемы. Наряду с пересчетными схемами, каждая ячейка которых имеет коэффициент пересчета 2 (бинарные схемы), часто применяются кольцевые схемы, коэффициент пересчета которых может быть сделан, вообще говоря, любым. Так же как и бинарные схемы, они могут быть построены как на тиратронах, так и на вакуумных лампах.

Пример кольцевой пересчетной схемы, построенной на тиратронах, приведен на рис. 277. Работает эта схема следующим обра-

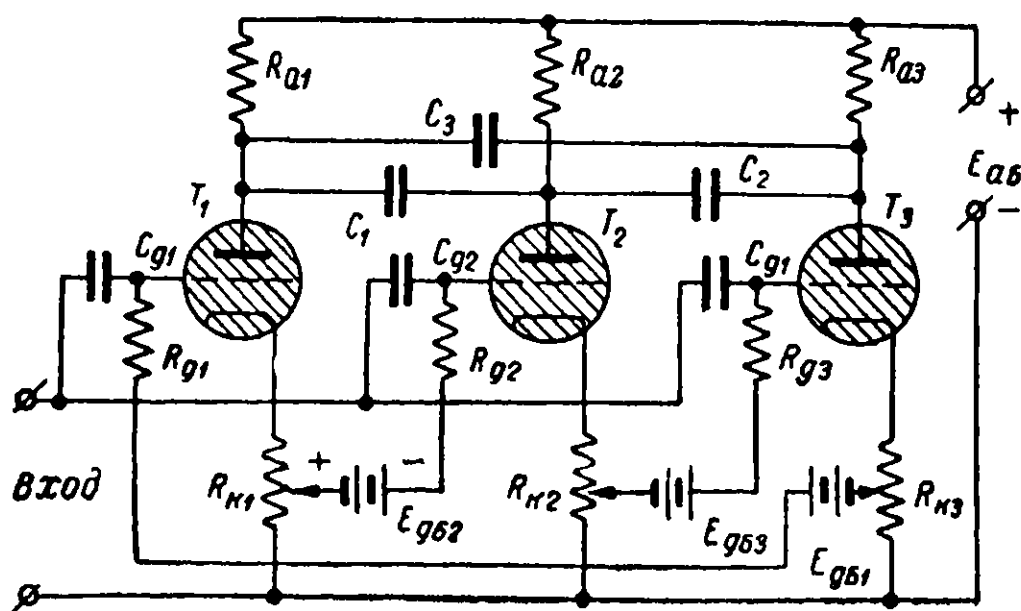


Рис. 277. Кольцевая пересчетная схема на тиратронах.

зом. Положим, что до прихода первого сигнала на вход схемы, который через цепи C_g , R_g подается на сетки всех тиратронов, первый тиратрон горит, а второй и третий не проводят тока. Напряжения на анодах тиратронов T_2 и T_3 приблизительно равно напряжению анодной батареи, а напряжение на аноде первого тиратрона всего несколько десятков вольт. Поэтому емкости C_1 и C_3 заряжены до напряжения, близкого к напряжению анодной батареи. Отрицательное смещение на сетке второго тиратрона меньше, чем смещение на сетках других ламп, так как через сопротивление R_{k1} протекает анодный ток горящего тиратрона. Поэтому действие первого стартового сигнала положительной полярности приводит к зажиганию второго тиратрона. В результате этого, напряжения на его аноде резко падает, и заряд емкости C_1 через цепь, состоящую из тиратрона T_2 , анодной батареи и сопротивления R_{a1} , гасит первый тиратрон. По прошествии некоторого времени в схеме устанавливается стационарное состояние, при котором напряжение на анодах ламп T_1 и T_3

приблизительно равно E_a в, напряжение на аноде тиратрона T_1 несколько десятков вольт, емкость C_2 заряжена, а величина отрицательного смещения на сетке третьего тиратрона меньше, чем на сетке первых двух. Действие следующего стартового сигнала приводит к зажиганию третьего тиратрона, а третий сигнал зажигает первый тиратрон и гасит третий. После этого процесс последовательного зажигания тиратронов начинается сначала. Очевидно, что если в анодную цепь одного из тиратронов включен регистратор, то каждое изменение его показаний на единицу будет соответствовать трем стартовым сигналам на входе в схемы. Поэтому коэффициент пересчета схемы равен трем. Число тиратронов в схеме может быть увеличено и, таким образом, увеличен и коэффициент пересчета до желаемого числа. Практически, тиратронные кольцевые схемы неудобны, так как обладают относительно малой разрешающей способностью и требуют нескольких отдельных источников сеточного смещения.

На рис. 278 приведен пример кольцевой пересчетной схемы, собранной на вакуумных лампах [28] (на этом рисунке двойные триоды 6Н7 условно изображены в виде двух отдельных ламп). Схема построена по принципу реостатного триггера. В этом можно убедиться, проследив цепи связи анода одной лампы с сеткой другой или исключив из схемы

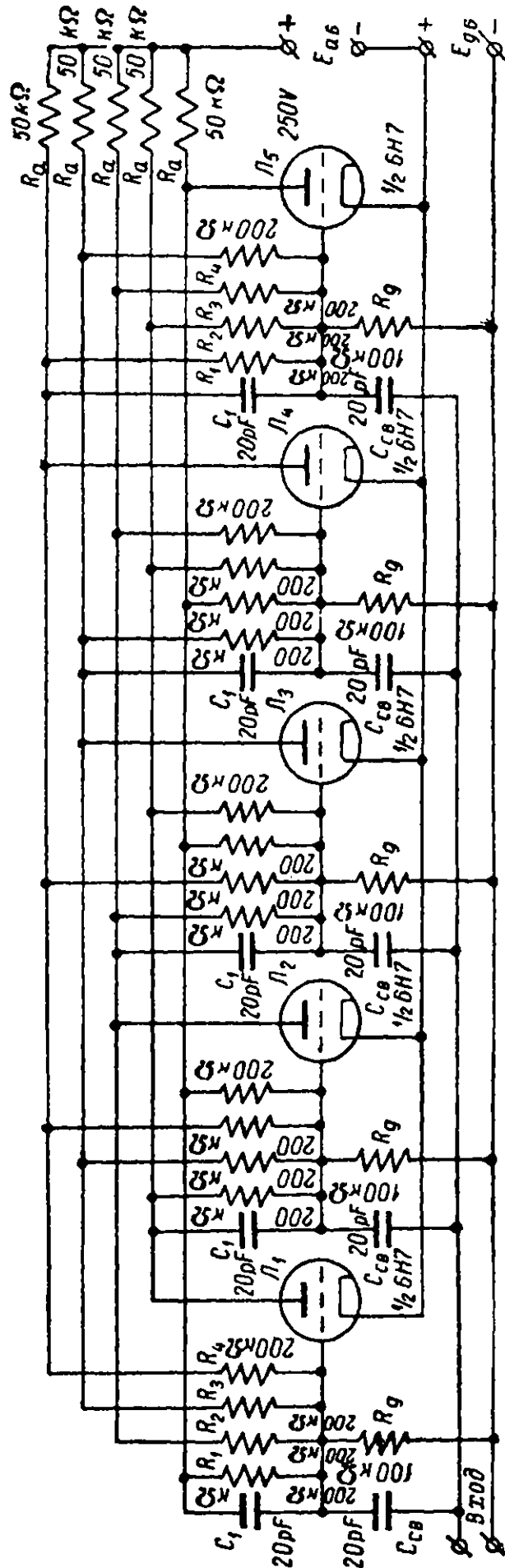


Рис. 278. Кольцевая пересчетная схема на вакуумных лампах.

лампы L_2 , L_3 и L_4 с цепями их питания. Тогда сопротивления R_2 , R_3 и R_4 в цепи сетки лампы L_1 и сопротивления R_1 , R_3 и R_4 в цепи сетки лампы L_5 окажутся излишними и схема превратится в схему реостатного триггера с положениями равновесия. Вводя теперь последовательно лампы L_2 , L_3 и L_4 , получим схемы с тремя, четырьмя и пятью положениями равновесия. В каждом положении равновесия одна лампа заперта, а остальные лампы схемы открыты.

Стартовые импульсы отрицательной полярности подаются через цепи $C_{об}$, R_g на сетки всех ламп схемы. При этом на сетке каждой открытой лампы действует стартовый импульс отрицательной полярности, непосредственно поданный на нее через цепь связи, и импульс положительной полярности, усиленный в предыдущем каскаде. Величина сопротивления между сеткой и катодом каждой открытой лампы на несколько порядков меньше сопротивления R_g , R_1 , R_2 , ... Поэтому потенциалы сеток этих ламп практически не изменяются при действии стартового импульса. Сопротивление между сеткой и катодом запертой лампы велико, и стартовый импульс после усиления в каскаде, предшествующем запертому, отпирает лампу последнего. В результате этого, напряжение на аноде этой лампы быстро падает, и следующая лампа запирается. Благодаря цепям обратной связи это положение оказывается устойчивым и сохраняется до прихода следующего стартового импульса. На самом деле, процессы в схеме имеют несколько более сложный характер, так как на сетке каждой лампы действуют импульсы, переданные с анодов ламп всех прочих каскадов, но характер работы схемы остается прежним — каждый стартовый импульс отпирает запертую лампу и запирает следующую. Так как все лампы схемы соединены в кольцо, т. е. „последняя“ лампа соединена с „первой“ так же, как любая лампа соединена с следующей, то после прохождения числа стартовых сигналов, равного числу ламп в схеме, последняя возвращается в исходное состояние. Очевидно, что если регистратор связан (например, через каскад усиления мощности) с анодной цепью одной из ламп схемы на рис. 278, то число его отсчетов будет в пять раз меньшим числа стартовых сигналов.

Принципиально коэффициент пересчета описываемой кольцевой схемы может быть сделан любым путем разрыва кольца и введения дополнительных каскадов. Однако практически трудно построить схему с числом каскадов, большим пяти. Для нормальной работы кольца коэффициент усиления каждого каскада (как и в схеме реостатного триггера с двумя положениями устойчивого состояния) должен быть больше определенной величины. В состав анодной нагрузки каждой лампы входят потенциометры, находящиеся в сеточных цепях всех прочих ламп. Поэтому с увеличением числа ламп коэффициент усиления каждого каскада падает. Кроме того, одновременно увеличивается емкость анодной цепи и снижается разрешающая способность схемы.

Кроме описанной кольцевой схемы, имеются другие, позволяющие получить коэффициент пересчета, больший пяти^[29].

Одной из таких схем, удачной с точки зрения стабильности работы и простоты регулировки, может служить схема, приведенная на рис. 279. Каждый каскад этой схемы представляет собой триггер, собранный на двойном триоде. Отдельные триггерные схемы связаны между собой с помощью сопротивлений R' и R'' . Рассматривая цепи, например второго триггера, построенного на лампе L_2 легко убедиться, что сетка первого триода триггера связана с анодом второго триода своей ячейки и анодом второго триода триггерной схемы предшествующего каскада (с помощью сопротивления R'). Сетка второго триода связана с анодом первого триода своего каскада и анодом первого триода предыдущего каскада (с помощью сопротивления R''). Это справедливо для всех каскадов схемы за исключением одного — „первого“. Сетка первого триода лампы L_1 связана с анодом второго триода своей схемы и с анодом первого триода триггера „последнего“ каскада (на рис. 279 — пунктирная линия). Сетка

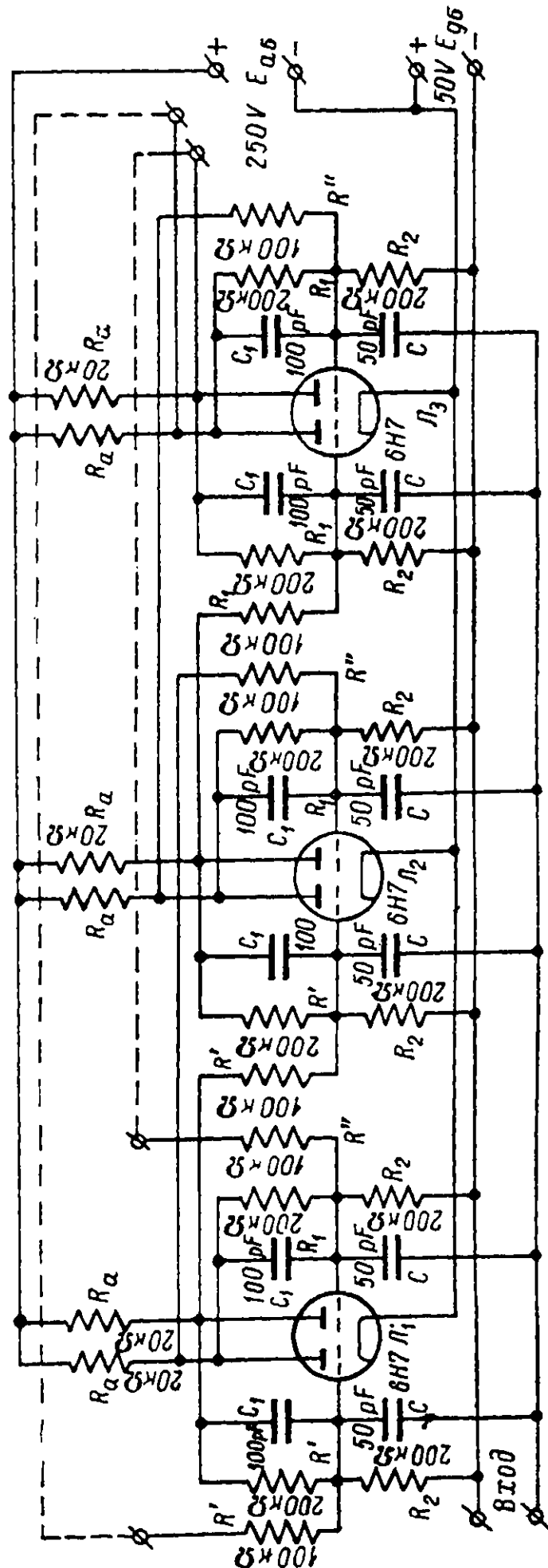


Рис. 279. Вариант построения кольцевой пересчетной схемы.

второго триода лампы L_1 связана с анодом первого триода своего каскада и с анодом второго триода „последнего“ каскада (также пунктирная линия на рис. 279).

Каждый триггер схемы имеет два положения устойчивого состояния. Положим, что вначале первые триоды всех каскадов проводят, а вторые триоды заперты. Соответственно, напряжения на анодах запертых ламп приблизительно равны напряжению анодной батареи, а напряжение на анодах открытых ламп относительно низкое. Потенциал сеток всех открытых триодов приблизительно равен нулю, так как сопротивление открытой лампы мало по сравнению с величинами сопротивлений R_1 , R_2 и R'' . Потенциалы сеток запертых ламп зависят от значений сопротивлений R_1 , R_2 и R'' , образующих сложный потенциометр и соединенных в одной точке. Конец сопротивления R_2 присоединен к отрицательному полюсу батареи смещения, конец сопротивления R_1 — к аноду первого триода своего каскада, а конец сопротивления R'' — к аноду первого триода предыдущего каскада. Так как эти оба триода открыты, и напряжение на их анодах сравнительно низкое, то при выборе соответствующих значений сопротивлений R_1 , R_2 и R'' потенциал сетки каждого второго триода триггера много ниже потенциала запирающей лампы. Конец сопротивления R'' , входящего в состав потенциометра, питающего сетку второго триода лампы L_1 , присоединен к аноду запертого, а не проводящего триода (второй триод лампы L_2 в схеме на рис. 279). Поэтому потенциал сетки запертого триода первого каскада, будучи ниже $U_{\text{ан}}$, оказывается несколько выше, чем потенциалы сеток запертых триодов всех остальных триггеров.

При соответствующей амплитуде стартового импульса положительной полярности, передаваемого через переходные цепи CR_2 на сетки всех ламп, отпирается только запертый триод первого триггера. В результате этого первый каскад переходит во второе устойчивое состояние, его первый триод оказывается запертым, а второй проводит. Нетрудно убедиться, что сопровождающие этот переход изменения потенциалов анодов триодов лампы L_1 не изменяют распределения открытых и запертых ламп в остальных ячейках, но наименьшее отрицательное смещение оказывается на сетке запертого триода второго каскада. Таким образом, действие стартового сигнала привело к переворачиванию первого каскада и повышению чувствительности второго.

Приход следующего сигнала вызовет переворачивание второго каскада и после этого наиболее чувствительным окажется третий каскад и т. д. После прихода числа сигналов, равного числу триггерных ячеек, первые триоды во всех ячейках окажутся запертыми, а вторые — открытыми и наиболее чувствительным будет опять первый каскад. После действия на входе схемы числа сигналов, равного удвоенному числу ячеек, или, иначе говоря, равного числу триодов в схеме, схема вернется в исходное состояние.

Кольцевая схема описываемого типа, вообще говоря, может содержать любое число звеньев без потери чувствительности и уменьшения ее разрешающей способности. Расчет схемы не представляет труда и может быть сделан на основании приведенных выше соотношений для реостатного триггера. Величины сопротивлений R_2 , R' и R'' выбираются такими, чтобы потенциал сетки наиболее чувствительной из запертых ламп был бы равен величине $-(U_{\text{зап}} + U_{\text{ст}})$, где $U_{\text{ст}}$ — амплитуда стартовых импульсов, а потенциалы сеток всех прочих запертых триодов были бы на несколько десятков вольт ниже.

Для ориентировки укажем, что если при постройке схемы на лампах 6Н7 выбрать $E_{aB} = 250$ в, $E_{gB} = 150$ в, $R_a = 25$ ком, $R_1 = 100$ ком, $R' = R'' = 200$ ком и, наконец, $R_2 = 50$ ком, то потенциал сетки запятого триода наиболее чувствительного каскада будет равен -20 в, а потенциал сеток запертых триодов остальных каскадов — приблизительно -50 в. Так как потенциал запирапия триодов лампы 6Н7 при анодном напряжении 250 в около -10 в, то для использования схемы с указанными параметрами необходимы стартовые сигналы с амплитудой порядка 15—20 в. Величины емкостей C и C_1 схемы обычно выбираются равными 50—100 пф.

Для отсчета сигналов, не отмеченных регистратором, связанным с анодной цепью одной из ламп кольцевой схемы, в последних, так же как и в бинарных схемах, можно использовать неоновые лампочки. В схеме, подобной изображенной на рис. 278, они включаются между анодами ламп и отрицательным полюсом источником питания анодных цепей. Способ включения неоновых лампочек в пересчетном кольце, собранном из бинарных каскадов, будет приведен ниже.

3. Пересчетные декады. Иногда при использовании пересчетных устройств бывает удобно располагать схемой, коэффициент пересчета которой кратен десяти. Такие устройства содержат несколько пересчетных блоков с коэффициентом пересчета 10, и сигналы с выхода одного из блоков подаются на вход следующего. Схемы, коэффициент пересчета которых равен десяти, носят название пересчетных декад.

Для постройки пересчетной декады можно соединить кольцо с коэффициентом пересчета 5 и ячейку с коэффициентом пересчета 2. Регистрируемые сигналы поступают на вход бинарной ячейки, а с выхода ее — на вход кольца. Очевидно, что в такой схеме число импульсов на выходе кольца в десять раз меньше числа стартовых сигналов, действующих на ее входе.

Выход кольца непосредственно или через промежуточный каскад связывается с механическим регистратором или со входом следующей пересчетной декады. В качестве кольца для постройки такой пересчетной декады можно воспользоваться схемой, приведенной на рис. 278.

Для постройки декады иногда используют пересчетное кольцо с коэффициентом пересчета 10. Для этого вполне пригодна схема кольца с использованием бинарных ячеек, которая в этом случае строится на пяти парах триодов (на пяти сдвоенных лампах). Блок-схема кольца—декады такого типа приведена на рис. 280, где светлые кружки отмечают открытые, а темные—закрытые триоды. Их рас-

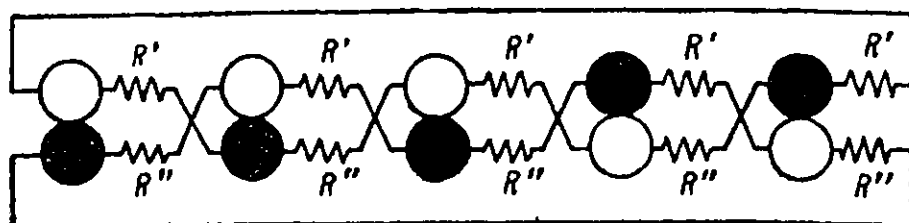


Рис. 280. Блок-схема пересчетной декады, построенной из бинарных ячеек.

пределение в схеме на рис. 280 соответствует ее состоянию после действия на входе трех стартовых сигналов. Сопротивления R' и R'' показывают соединения сеток ламп каждой ячейки с анодами ламп предыдущей ячейки. Работа подобной кольцевой схемы была уже описана и поэтому здесь мы остановимся только на включении нео-

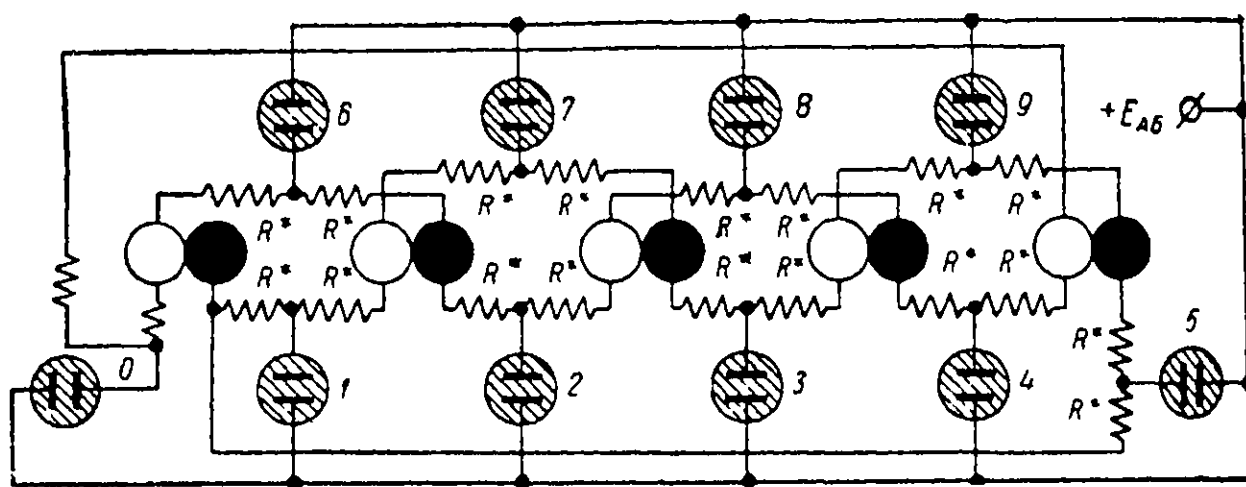


Рис. 281. Включение неоновых лампочек в декадную схему, изображенную на рис. 280, для учета сигналов, не отмеченных регистратором.

новых лампочек для учета сигналов, не отмеченных регистратором на выходе декады.

Способ включения неоновых лампочек иллюстрирует рис. 281, на котором электронные лампы так же, как на рис. 280, условно изображены в виде светлых и темных кружков. Один электрод каждой неоновой лампочки соединен с положительным полюсом анодной источника питания анодных цепей, а другой, через сопротивление R^* (величина последнего обычно выбирается порядка одного мегома), соединен с анодами двух триодов, принадлежащих двум последовательным

ячейкам. Неоновые лампочки выбираются такими, что для их зажигания нужно напряжение, близкое к величине падения напряжения на сопротивлении нагрузки проводящего триода. Поэтому, если открыты оба триода, к анодам которых присоединен один электрод неоновой лампочки, то последняя зажигается. Если же один из триодов заперт, то разность потенциалов между электродами неоновой лампочки недостаточна для ее зажигания.

Из блок-схемы на рис. 281 видно, что вначале, до прихода первого стартового сигнала, пока первые триоды всех каскадов открыты, а вторые заперты, горит только одна неоновая лампочка, отмеченная цифрой 0. После прихода первого сигнала проводящий и непроводящий триоды первого каскада меняются местами и неоновая лампочка с цифрой 0 гаснет, но зажигается лампочка, отмеченная цифрой 1. В результате прихода второго стартового сигнала меняются местами проводящий и непроводящий триоды во втором каскаде. Поэтому неоновая лампочка с цифрой 1 гаснет, но зажигается лампочка, отмеченная цифрой 2. Так продолжается

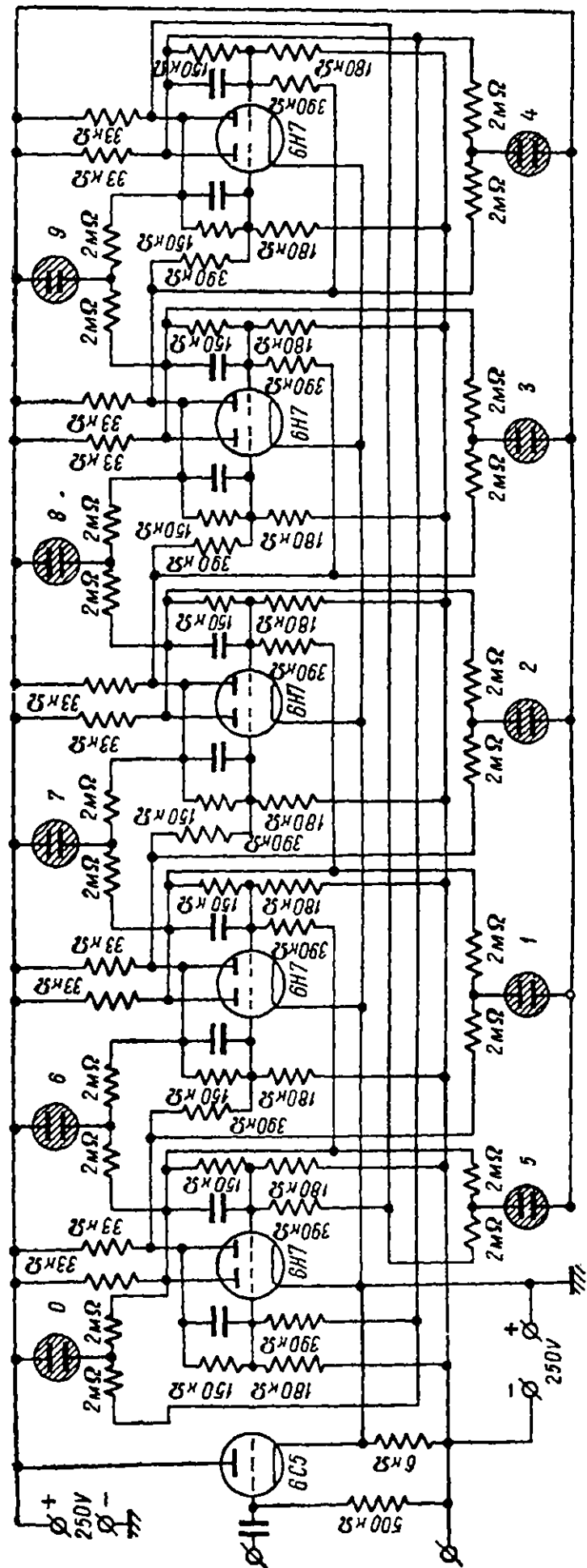


Рис. 282. Полная схема пересчетной декады, построенной по блок-схеме на рис. 280.

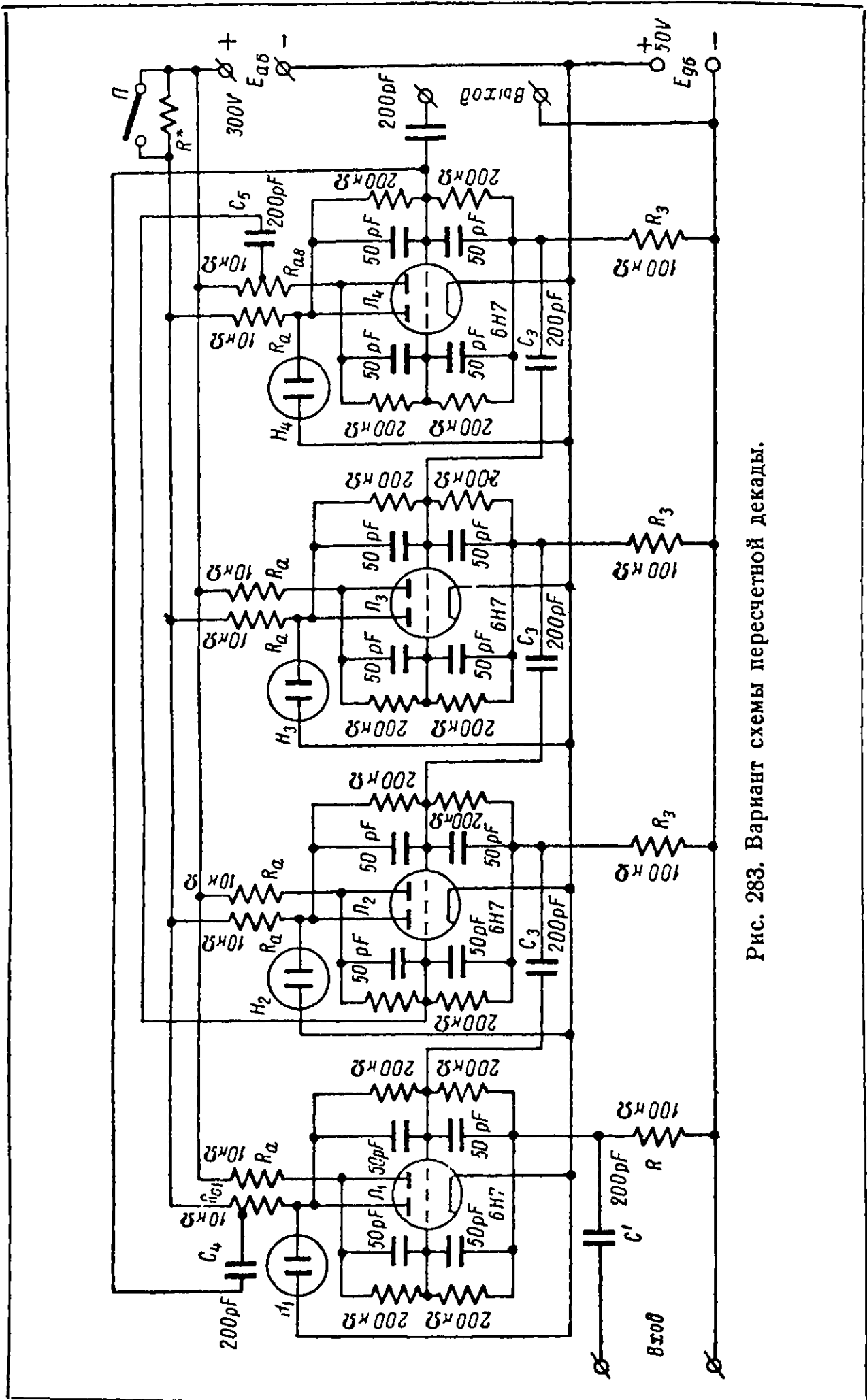


Рис. 283. Вариант схемы пересчетной декады.

до тех пор, пока не приходит десятый сигнал, после чего вновь оказывается горящей только лампочка с отметкой 0.

Счетная декада, построенная по схеме рис. 280, работает вполне надежно и относительно проста в регулировке. Полная схема такой декады приведена на рис. 282. Указанные на этом рисунке параметры элементов схемы соответствуют постройке ее на лампах ЕСС-31. Небольшие изменения параметров при замене этих ламп на лампы 6Н7 или 6Н8 могут быть сделаны при регулировке схемы.

Кроме декад, построенных с применением кольцевых схем, разработаны специальные схемы пересчетных декад. Пример [80] такой схемы приведен на рис. 283. Эта схема содержит четыре триггерных ячейки, причем стартовые сигналы подаются только на сетки триодов одной из них (первой). Выходы первых трех ячеек соединены с входами трех последующих цепями связи C_3 , R_3 . Выход последней ячейки соединен с входом схемы, управляющей работой регистратора, и, кроме того, через емкость C_4 связан с анодным сопротивлением первого триода первой ячейки. Наконец, сетка первого триода второй ячейки связана с сопротивлением нагрузки второго триода последней ячейки.

Между анодами и катодами первых триодов всех ячеек включены неоновые лампочки (H_1 , H_2 , H_3 и H_4), отмеченные цифрами 1, 2, 4 и 8. До начала сигналов на вход схемы первые триоды всех ячеек запираются. Делается это с помощью рубильника Π . При его замыкании в анодные цепи левых триодов всех каскадов вводится дополнительное сопротивление R^* . При этом, сетки правых триодов получают отрицательный импульс, который запирает эти триоды, если они не были заперты после включения схемы вследствие тех или иных случайных причин.

Приход первых девяти стартовых сигналов на вход схемы изменяет состояние ее ячеек, как в обычной схеме бинарного типа. Это иллюстрирует рис. 284, на котором отмечены горящие неоновые лампочки после прихода одного, двух, трех и т. д. стартовых сигналов. После действия девятого стартового сигнала в первой и последней ячейках заперты первые триоды, а во второй и третьей — вторые.

В результате прихода десятого сигнала, первый триод первого каскада открывается, а второй запирается. Напряжение на аноде первого триода уменьшается и неоновая лампочка, отмеченная цифрой 1, гаснет. Кроме того, отрицательный импульс, снятый с сопротивления R_{a1} , через емкость C_4 поступает на сетку второго триода последней ячейки. Это приводит к запирающему второму и отпирающему первого триода последней ячейки и к потуханию неоновой лампочки, отмеченной цифрой 8. Кроме того, с сопротивления R_{a8} снимается импульс положительной полярности и через емкость C_5 подается на сетку первого триода второй ячейки. Место присоединения емкости C_5 к сопротивлению R_{a8} выбирается таким образом, чтобы импульс, переданный от последней ячейки во вторую, нейтрализовал бы дей-

ствии отрицательного импульса, одновременно поступающего из первой ячейки в результате ее переворачивания, вызвавшего весь этот сложный процесс в схеме. В противном случае в результате действия десятого импульса погаснут неоновые лампочки в первой и последней ячейках, но вспыхнет лампочка во второй. Практически выбрать правильные точки на сопротивлениях R_{a1} и R_{a8} для включения емкостей C_4 и C_8 не представляет труда при регулировке схемы, когда на ее вход подаются импульсы от какой-либо батареи.

Если схема налажена правильно, то после прихода десятого импульса все неоновые лампочки в схеме будут погашены, и схема вернется к исходному состоянию. Регистратор же, включенный на выходе схемы, отметит прохождение одного импульса (последняя строчка на рис. 284).

| Число цифры на выходе | H_1 | H_2 | H_3 | H_4 | Показ рег-ра |
|--------------------------------|-------|-------|-------|-------|-----------------|
| 0 | ● | ● | ● | ● | 0 |
| 1 | 1 | ● | ● | ● | 0 |
| 2 | ● | 2 | ● | ● | 0 |
| 3 | 1 | 2 | ● | ● | 0 |
| 4 | ● | ● | 4 | ● | 0 |
| 5 | 1 | ● | 4 | ● | 0 |
| 6 | ● | 2 | 4 | ● | 0 |
| 7 | 1 | 2 | 4 | ● | 0 |
| 8 | ● | ● | ● | 8 | 0 |
| 9 | 1 | ● | ● | 8 | 0 |
| 10 | ● | ● | ● | ● | 1 |

Рис. 284. Иллюстрация учета с помощью неоновых лампочек импульсов, не отмеченных регистратором на выходе декады, собранной по схеме рис. 283.

Кроме описанных, имеются другие схемы пересчетных декад [31, 32], большинство из которых отличается своей сложностью. На описании этих схем мы останавливаться не будем, но отметим, что, как можно показать [26], все декадные схемы, так же как и кольцевые, требуют для получения определенного коэффициента пересчета больше ламп, чем схемы бинарного типа. В этом можно убедиться на примере приведенных декадных схем. Действительно, если бы, например, в схеме на рис. 283 не было бы цепей обратной передачи сигналов, необходимых для возвращения в исходное состояние после действия десяти сигналов, ее коэффициент пересчета был бы равен 16. Последовательное включение бинарных ячеек декады, изображенной на рис. 282, позволило бы уве-

личить ее коэффициент пересчета до 32. Поэтому, если необходимо получить очень большой коэффициент пересчета, то часто предпочитают строить бинарные схемы.

В заключение описания пересчетных схем отметим, что для четкой работы пересчетных устройств на их вход должны подаваться сигналы определенной амплитуды и формы. Сигналы слишком малой амплитуды могут не быть зарегистрированы, большой амплитуды — вызвать ненормальные изменения режима пересчетной схемы. Сигналы с крутым задним фронтом в некоторых схемах вызывают появление ложных отсчетов. Такой же эффект могут дать слишком продолжительные сигналы.

Как уже было указано, часть причин возможных ошибок устраняется выбором соответствующих постоянных времени цепей связи пересчетных ячеек с входом, на который поступают стартовые си-

гналы. Лучшие результаты дает „стандартизация“ сигналов до их подачи на вход пересчетной схемы. Для этого в пересчетное устройство вводят специальный блок, амплитуда и форма импульсов на выходе которого в известных пределах не зависит от амплитуды и формы сигналов, действующих на его входе. Для этого с успехом может быть использован триггер с одним положением устойчивого состояния. Как известно, при действии на входе такой схемы кратковременных импульсов на ее выходе получают сигналы, форма, длительность и амплитуда которых зависит от процессов, протекающих в самой схеме. Триггер-стандартизатор рассчитывается таким образом, чтобы он приводился в действие сигналами, имеющими наименьшую амплитуду из всех, которые должны быть сосчитаны, а амплитуда и форма сигналов на входе пересчетных ячеек была бы как раз такой, какая необходима для надежной работы пересчетного устройства.

ГЛАВА VII

ИЗМЕРЕНИЕ СЛАБЫХ ТОКОВ. ЛАМПОВЫЕ ЭЛЕКТРОМЕТРЫ

§ 1. ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ЛАМПЫ

1. Электрометрическое измерение слабых токов. В экспериментальной физике, химии, биологии, астрономии и других областях науки часто встречается необходимость измерения постоянных или медленно меняющихся по величине крайне слабых токов, малых напряжений или небольших количеств электричества. Эти измерения обычно сопряжены с большими экспериментальными трудностями, а иногда требуют изготовления тонких специальных измерительных приборов.

Примером, к которому мы неоднократно будем возвращаться, показывающим, насколько слабые токи бывает необходимо измерять в экспериментальной физике, может служить масс-спектрометр.

Устройство, предназначенное для измерения ионного тока на его коллекторе, часто должно давать возможность уверенного отсчета тока порядка 10^{-14} — 10^{-16} а. Еще меньшие токи бывает необходимо регистрировать в звездных фотометрах, при изучении фотохимических реакций и т. д.

С помощью лучших гальванометров можно измерять ток величиной порядка 10^{-11} — 10^{-12} а. Более слабые токи измеряются косвенными методами. Один из них заключается в определении разности потенциалов на концах сопротивления известной величины, включенного в цепь, в которой течет измеряемый ток. В другом методе измеряется разность потенциалов на обкладках конденсатора известной емкости, заряжаемого измеряемым током в течение определенного интервала времени (рис. 285а и 285б). В обоих этих методах, получивших наибольшее распространение, измерение тока сводится к измерению напряжения.

Очевидно, что чувствительность первого метода (т. е. число делений на шкале прибора, отнесенное к единице тока, протекающего в цепи) тем выше, чем больше величина сопротивления R^* , на котором измеряется падение напряжения. В качестве измерительного прибора обычно используется электрометр. Чувствительность современных электрометров достигает нескольких тысяч делений на вольт,

а сопротивление утечки между подвижной и неподвижной системами имеет порядок $10^{16} \div 10^{17} \Omega$. Поэтому, вообще говоря, величину сопротивления R^* можно выбрать очень большой, а следовательно, окажется большой и чувствительность этого метода определения величины тока. Но чем больше величина R^* , тем большее время требуется для проведения однократного измерения. Действительно, электрометр, вместе с подводящими к нему проводами, обладает некоторой емкостью (обычно $10\text{--}20 \text{ нф}$). Эта емкость включена параллельно измерительному сопротивлению и вместе с ним образует RC -цепь (рис. 285с). Поэтому напряжение можно считать практически установившимся, если с момента начала протекания тока прошло время порядка $5\tau_0$, где $\tau_0 \approx R^*C$ — постоянная времени цепи. Следовательно, время, необходимое для измерений, пропорционально величине измерительного сопротивления.

Во втором методе измерения тока — по зарядке известной емкости, в сущности говоря, определяется количество электричества, протекающее в цепи. Величина тока находится при условии, что замечается время, в течение которого напряжение на емкости изменилось на ту или иную величину. Легко сообразить, что чем меньше эта емкость, тем меньший по величине ток может быть измерен при затрате одного и того же времени. При определении величины емкости, заряжаемой измерительным током, необходимо учитывать собственную емкость измерительного прибора и емкость проводов, соединяющих его с конденсатором C^* . Если конденсатор C^* в схему не включать, то измеряемый ток будет заряжать емкость прибора.

Сопротивление прибора так же, как и в первом методе, играет существенную роль и желательно, чтобы оно было велико. Это сопротивление вместе с емкостью C^* , роль которой может играть собственная емкость прибора, образует RC -цепь, напряжение на зажимах которой и измеряется прибором. Однако в отличие от измерения тока по падению напряжения на сопротивлении, время, в течение которого на конденсаторе накапливается заряд, должно быть много меньше постоянной времени этой цепи. В противном случае нельзя считать, что емкость заряжается полным током, текущим в цепи, так как заметная часть его будет протекать по сопротивлению утечки прибора (разумеется, если в схеме или во включаемом конденсаторе имеются дополнительные утечки, то они играют ту же роль, что и утечки прибора).

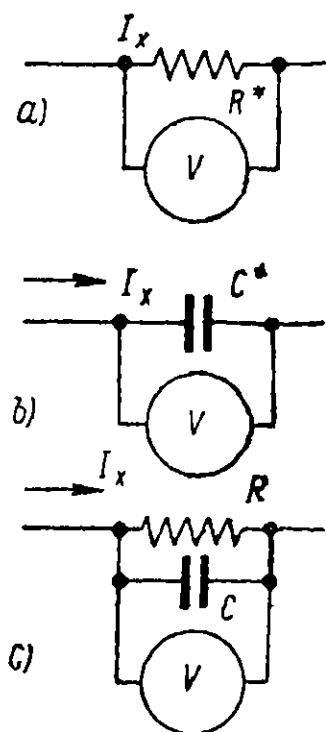


Рис. 285. Измерение слабого тока по падению напряжения на активном сопротивлении и по зарядке емкости.

Не представляет труда убедиться в том, что при затрате достаточно большого времени любым из этих методов можно измерять очень слабые токи. Если, например, для измерения тока 10^{-15} — 16^{18} а воспользоваться электрометром, имеющим чувствительность около 10^8 делений на зольт, то для измерений потребуется время порядка нескольких сотен секунд. Работать с электрометрами такой большой чувствительности по многим причинам неудобно. Их нулевой отсчет недостаточно стабилен, нужно часто проверять градуировку приборов, они нуждаются в установке на совершенно неподвижных консолях, требуют исключительной осторожности при работе, так как легко могут быть повреждены, и т. д. Поэтому практически не только трудно уменьшить время, необходимое для измерений, повышением чувствительности, но, наоборот, часто приходится ограничиваться чувствительностью в несколько сотен делений на вольт. Тогда время измерений оказывается очень большим. Это сильно затрудняет работу, особенно, если необходимо измерять много значений слабого тока (например, снять массовый спектр), и делает ее практически вовсе невозможной, если величина тока не остается неизменной в течение времени измерений.

Необходимо заметить, что при измерении несколько более сильных токов с помощью чувствительных гальванометров встречаются такие же трудности. Время успокоения приборов растет с увеличением их чувствительности и поэтому для измерения многих значений тока также необходимо значительное время. Между тем, условия возникновения тока в цепи могут за это время успеть измениться (скажем, вследствие изменения режима ионного источника, если снимается массовый спектр), что приведет к существенным погрешностям в измерениях.

Таким образом, для измерения слабых токов желательно располагать прибором, обладающим большой чувствительностью, большим собственным сопротивлением, малой емкостью, малым временем успокоения и, наконец, более простым в обращении, чем электрометры с большой чувствительностью.

В течение последних 10—15 лет были разработаны вполне удовлетворительные специальные измерительные схемы, построенные на электронных лампах и имеющие ряд преимуществ перед обычными электрометрами с подвижной системой. Эти схемы получили название ламповых электрометров.

2. Применение электронных ламп для измерения слабых токов. Возможность применения электронных ламп для измерения слабого тока вытекает из того, что с помощью ламповой схемы этот ток может быть усилен до величины, измеряемой с помощью простого зеркального или стрелочного прибора с относительно малым временем успокоения. При этом в идеальном случае для управления механической подвижной системой измерительного прибора не нужно затрачивать энергии в цепи сетки первой лампы схемы.

В простейшем случае схема содержит один каскад (рис. 286). Для того чтобы в отсутствие измеряемого тока, протекающего через сопротивление R^* , прибор не отмечал бы тока, в анодную цепь лампы вводится компенсационная цепь (сопротивление R_2 и батарея $E_{кб}$ на рис. 286). До начала измерений, при значении тока $I_x = 0$, движок потенциометра R_2 устанавливается в такое положение, что ток, текущий через гальванометр I_r , равен нулю. Изменение величины анодного тока вызывает отклонение подвижной системы прибора.

Увеличивая число каскадов в усилителе, чувствительность установки можно сделать достаточно большой для того, чтобы на выходе включить сравнительно грубый прибор с таким малым временем успокоения, что работа со схемой не будет представлять тех неудобств, которые имеются при работе с электрометрами большой чувствительности.

Выясним, чем ограничивается возможность применения обычной усиленной лампы на входе схемы для измерения слабого тока. Как известно, любой усилитель равно усиливает как полезный сигнал, так и флюктуационные помехи, возникающие в его схеме. Поэтому основное требование к параметрам входного каскада (и лампы) заключается в том, что падение напряжения u_o на сопротивлении R^* при протекании через него измеряемого тока I_x должно лежать выше уровня флюктуационного напряжения, вычисленного для соответствующей полосы пропускания.

Для того чтобы найти отношение $u_o / \sqrt{u_{ш}^2}$, воспользуемся выражениями (174) и (179). Полагая в них $f_1 = 0$ (поскольку здесь рассматривается усиление слабых постоянных токов) и $\frac{1}{2\pi f_2} \ll R^*C$ (справедливость этого неравенства будет подтверждена ниже), найдем, что флюктуационное напряжение на входе схемы будет равно:

$$\sqrt{u_{ш}^2} = \sqrt{u_{шт}^2 + u_{шг}^2} = \sqrt{\frac{kT}{C} + \frac{eI_g}{2} \frac{R^*}{C}}.$$

Принимая во внимание, что усиливаемое полезное напряжение может быть записано в виде $u_o = I_x R^*$, получим:

$$\frac{u_o}{\sqrt{u_{ш}^2}} = \frac{I_x}{\sqrt{\frac{kT}{R^{*2}C} + \frac{eI_g}{2} \frac{1}{R^*C}}}.$$

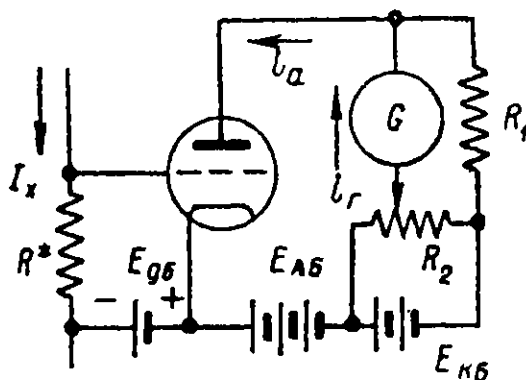


Рис. 286. Простая схема электронного прибора для измерения тока по падению напряжения на сопротивлении.

Для того чтобы показания прибора на выходе целиком определялись величиной полезного сигнала u_c (или, иначе говоря, измеряемым током I_x) и флюктуационное напряжение не мешало бы измерениям, величина отношения $u_c/\sqrt{u_{ш}^2}$ должна превосходить некоторое определенное значение. Положим, что это значение 100, т. е. ограничим возможный флюктуационный сигнал величиной, равной одному проценту от величины полезного сигнала. Тогда, очевидно, минимальный ток, который можно измерить с помощью схемы, определится соотношением:

$$I_{x \min} = 100 \sqrt{\frac{kT}{R^{*2}C} + \frac{eI_g}{2R^*C}}. \quad (315)$$

Из этого выражения видно, что величина тока $I_{x \min}$ тем меньше, чем больше величина измерительного сопротивления R^* , чем больше емкость входной цепи и чем меньше величина сеточного тока лампы. Выбор большого значения сопротивления R^* выгоден еще и тем, что чем больше его значение, тем больше величина усиливаемого напряжения при заданном значении I_x и тем, следовательно, меньшее число каскадов должно быть включено в схему измерительного устройства при неизменной чувствительности прибора на его выходе. Так как усилитель постоянного тока характеризуется нестабильностью работы и эта нестабильность, вообще говоря, тем больше, чем больше он содержит каскадов, то число последних желательно выбрать возможно меньшим, а сопротивление R^* , соответственно, достаточно большим. Практически оно должно быть в несколько десятков или сотен раз меньшим, чем сопротивление утечки между сеткой и остальными электродами. У ламп с выводом сетки на купол колбы это сопротивление утечки не меньше 10^{12} — 10^{18} ом и поэтому величину сопротивления R^* вполне можно выбрать порядка 10^{10} ом.

Величина сеточного тока у обычных усилительных ламп — порядка 10^{-6} — 10^{-7} а и, в редких случаях, имеет значение порядка 10^{-8} а. При таком значении тока I_g первым слагаемым под корнем в выражении (315) можно пренебречь, если величина сопротивления R^* превосходит несколько десятков мегом [см. выражение (183)] и значение минимального измеримого тока можно определить по формуле:

$$I_{x \min} = \frac{100}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{eI_g}{R^*C}}. \quad (316)$$

Полагая $R^* = 10^{10}$ ом, $I_g = 10^{-7}$ а и $C = 100$ пф, получим $I_{x \min} = 10^{-11}$ а. Это значение тока отнюдь не является предельным. Действительно, достаточно, например, взять $C = 10^4$ пф для того, чтобы получить возможным измерять ток $I_{x \min} \approx 10^{-12}$ а, а включив на вход усилителя емкость $C = 10^6$ пф, можно измерить ток

$I_{x\min} = 10^{-13}$ а. Разумеется, при этом сопротивление утечки конденсатора должно быть не меньше 10^{10} ом, что практически едва ли возможно. Поэтому приведенный подсчет следует рассматривать лишь как иллюстративный, но он показывает, что, применяя обычную усилительную лампу, можно, по крайней мере принципиально, измерить крайне малый ток. При этом по мере перехода к измерению все более слабого тока растет время, необходимое для однократного измерения. Действительно, при значении $C = 100$ пф постоянная времени входной цепи схемы $\tau_0 = 1$ сек., при $C = 10^4$ пф $\tau_0 = 100$ сек., а при $C = 10^8$ пф $\tau_0 = 10\,000$ сек. Следовательно, в первом случае для того, чтобы режим на входе схемы можно было бы считать практически установившимся, надо время порядка 5 сек., а при измерении тока порядка 10^{-13} а — время около 14 час.

Уже из этих простых соображений следует, что применение обычных усилительных ламп практически не дает возможности измерить очень слабые токи вследствие резкого возрастания времени, необходимого для проведения измерений при уменьшении величины тока.

При выводе соотношений (315) и (316) было положено, что $R \cdot C \gg \frac{1}{2\pi f_2}$. Значение частоты f_2 в измерительных устройствах, на выходе которых включен стрелочный или зеркальный прибор, определяется временем успокоения последнего и колеблется в пределах от величины порядка нескольких десятых долей герца до нескольких десятков герц. Поэтому при имеющих место на самом деле значениях постоянной времени τ написанное неравенство выполняется.

Для уменьшения величины минимального измеримого тока без увеличения постоянной времени входной цепи схемы необходима лампа с малым сеточным током. Такие лампы были разработаны и получили название „электрометрических“. Они характеризуются не только малой величиной сеточного тока в определенной области изменения сеточного напряжения, но и бóльшим значением сопротивления утечки между сеткой и остальными электродами, чем у обычных усилительных ламп.

3. Параметры электрометрических ламп. На рис. 287 приведены сеточные характеристики сеточного тока одного из обычных радиоприемных пентодов (типа AF7). Отличие вида этих характеристик от приводившихся раньше (см., например, рис. 79) связано только с изменением масштаба по оси токов.

Специальные исследования причин появления сеточного тока ламп привели к заключению, что он состоит из нескольких компонент.

Во-первых, при работе лампы на ее сетку попадает некоторое количество электронов, образующих „положительный“ сеточный ток (положительным считаем ток, совпадающий по направлению с электронным). Этот ток уменьшается по мере возрастания отрицательного смещения на сетке.

Во-вторых, несмотря на хороший вакуум, в лампе всегда имеются положительные ионы, образованные в результате ионизации молекул газа электронами. Эти ионы, попадая на сетку лампы, образуют „отрицательный“ сеточный ток. Для характеристики лампы с точки зрения происходящей в ней ионизации газа вводят „вакуумный коэффициент“:

$$\sigma = \frac{i_{g(+)} }{i_a},$$

где $i_{g(+)}$ — сеточный ток положительных ионов, образованных при движении электронов от катода к аноду.

Величина σ совпадает с вероятностью ионизации электронным ударом в лампе и, в небольших пределах изменения потенциала сетки, не зависит от величины последнего.

В связи с этим зависимость сеточного тока газовых ионов от потенциала сетки лампы подобна зависимости $i_a = f(u_g)$, но абсолютные значения тока меньше, а знак его — обратный.

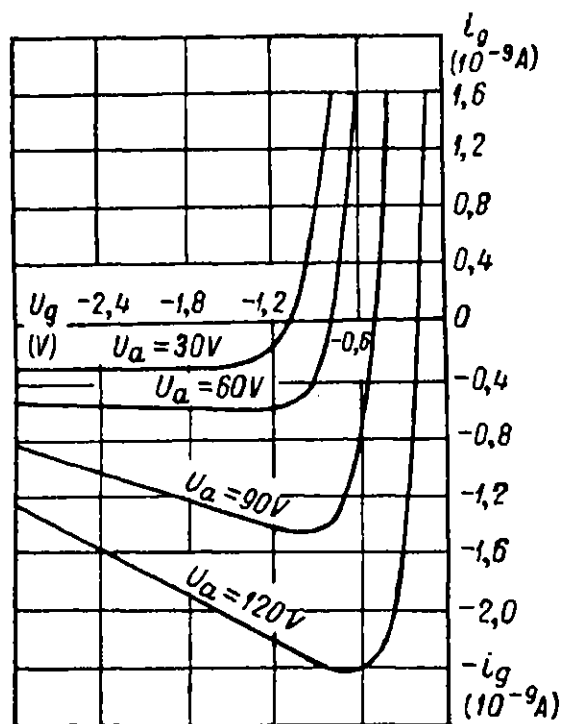


Рис. 287. Характеристики сеточного тока пентода AF7.

Наконец, эмиссия катода лампы не чисто электронная — наряду с электронами эмитируются также положительные ионы (катод распыляется). Эти положительные ионы, захватываемые сеткой, образуют еще одну компоненту отрицательного сеточного тока.

Разработка электрометрических ламп преследовала цель уменьшить все эти компоненты сеточного тока и увеличить сопротивление утечки между вводами сетки и всех остальных электродов [88].

Сопротивление утечки повышается путем вывода сетки через купол колбы лампы и крепления ее внутри лампы на специальных кварце-

В-третьих, имеется электронная эмиссия с самой сетки. Она складывается из термоэмиссии вследствие нагревания сетки излучением катода и из фотоэмиссии. Последняя обусловлена действием света, проникающего в лампу извне, света, излучаемого катодом, действием мягких рентгеновых лучей, испускаемых анодом при торможении в нем достигших его электронов, и, наконец, фотонами, излучаемыми теми молекулами газа в лампе, которые возбуждаются электронами при их движении от катода к аноду. Электронная эмиссия с сетки создает дополнительный отрицательный сеточный ток, величина которого мало меняется с изменением напряжения u_g .

вых или стеклянных изоляторах. Для повышения сопротивления внешней поверхности стекла баллона, последний при использовании лампы в схеме промывается спиртом и часто покрывается специальными кремнеорганическими соединениями для предохранения стекла от поглощения влаги. Кроме того, на лампу обычно надевается охранный кольцо или наносится кольцо из аквадага. Это охранный кольцо либо заземляется, либо поддерживается при потенциале, равном среднему рабочему потенциалу сетки лампы.

Для уменьшения термоэлектронной эмиссии с сетки (она в специальных электрометрических лампах практически полностью отсутствует) применяются экономичные миниатюрные катоды, работающие при сравнительно низкой температуре. Чаще всего в электрометрических лампах применяются торированные катоды. В последнее время используются специальные оксидные катоды, рабочая температура которых еще ниже, чем торированных. При длительной работе лампы с оксидным катодом сетка лампы покрывается тонким слоем активного вещества с катода, и фотоактивность сетки повышается. Но благодаря низкой температуре катода, спектр его излучения лежит за пределами красной границы фотоэффекта такой активированной поверхности металла сетки. В случае торированного катода активность сетки всегда достаточно мала и поэтому фотоэффект с сетки электрометрической лампы за счет излучения катода обычно не имеет места. Для того же, чтобы гарантировать отсутствие фотоэффекта, обусловленного попаданием в лампу дневного света или света искусственных источников, имеющих в лаборатории, электрометрические лампы, работающие в схемах, тщательно затеняются.

Анодное напряжение электрометрических ламп обычно выбирают в пределах $5 \div 7$ в и иногда выбирается равным 10 в. Причина этого заключается в том, что сеточный ток, обусловленный возбуждением электронами эмиссии молекул остаточного газа в лампе и испусканием рентгеновых лучей анодом при торможении в нем электронов, практически исчезает только в том случае, если анодное напряжение лампы меньше $6-7$ в. Это иллюстрируют графики, приведенные на рис. 288

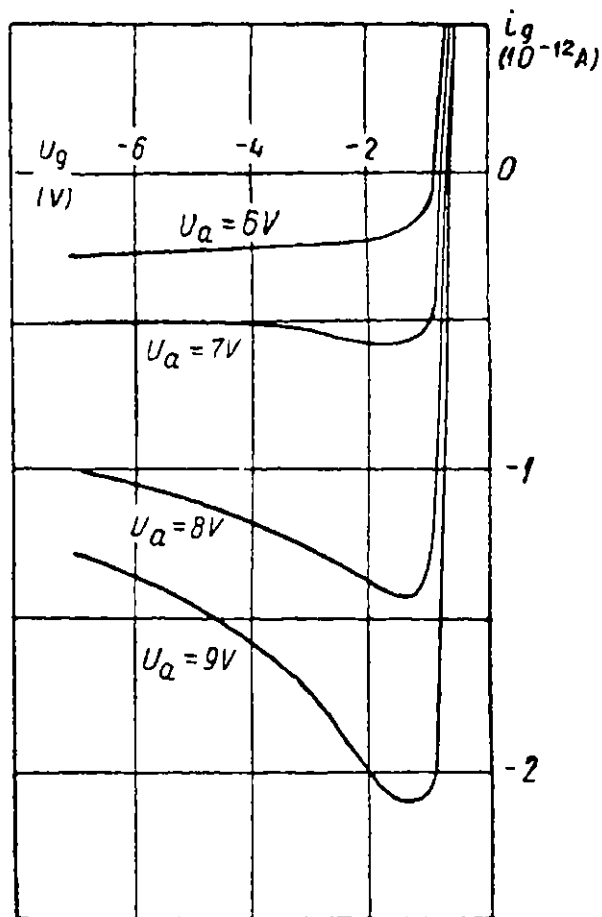


Рис. 288. Характеристики сеточного тока электрометрической лампы.

и представляющие зависимость сеточного тока одной из электрометрических ламп от потенциала ее сетки при разных значениях напряжения u_a . Нарастание отрицательного сеточного тока с уменьшением абсолютного значения напряжения u_g , наблюдающееся при потенциалах анода $u_a > 6$ в, свидетельствует о том, что имеется компонента сеточного тока, приблизительно пропорциональная анодному току лампы. Кривые рис. 288 показывают, что эта компонента тока оказывается довольно значительной, если анодное напряжение выбрано недостаточно малым.

При малом анодном напряжении крутизна лампы оказывается очень низкой. В наиболее распространенных типах электрометрических ламп

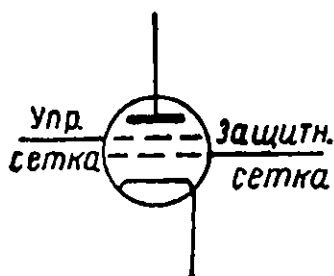


Рис. 289. Изображение в схеме электрометрического тетрода.

для улучшения параметров введена дополнительная сетка, расположенная между управляющей сеткой и катодом. Эта дополнительная сетка, которая часто называется защитной или катодной сеткой, поддерживается при положительном потенциале порядка нескольких вольт. Благодаря этому границы области, занимаемой облаком электронов около катода, расширяются и поверхность эффективного катода лампы приблизительно совпадает с поверхностью объема, ограниченного катодной сеткой. Такое увеличение радиуса эффективного катода лампы сопровождается увеличением крутизны ее анодной характеристики.

Последняя у электрометрических ламп колеблется в пределах от 20 $\mu\text{ка}$ на вольт (лампа VX-41) до нескольких сотен микроампер на вольт (например, у лампы СИ-2 $S = 300$ $\mu\text{ка/в}$).

Защитная сетка полезна также для уменьшения величины ионного тока на управляющую сетку, обусловленного эмиссией положительных ионов с катода лампы. Ионная эмиссия с торированных катодов может быть сведена практически до нуля. В лампах с оксидным катодом она имеет место всегда. Защитная сетка, поддерживаемая при положительном потенциале, препятствует этим ионам достигать области, где расположена управляющая сетка.

В схемах лампы с защитной сеткой изображаются так же, как тетроды (рис. 289).

Анодный ток у электрометрических ламп разных типов лежит в пределах от 40 $\mu\text{ка}$ (лампы FP-54 и VX-54) до нескольких сотен микроампер (у лампы СИ-2 он порядка 500 $\mu\text{ка}$, а у ламп ЭМ-1 и ЭМ-2 — 300 $\mu\text{ка}$). Ток сетки объемного заряда обычно значительно больше.

Геометрия лампы такова, что величина статического коэффициента усиления μ близка к единице (у лампы ЭМ-1 и ЭМ-2, например, $\mu = 1,65$).

В результате всех принятых мер сеточный ток электрометрических ламп оказывается очень маленьким, а сопротивление утечки сеточной

цепи очень высоким. Так, например [31], электрометрические лампы, разработанные в 1937 г. ВЭИ, имели сеточный ток порядка 10^{-13} а и сопротивление утечки сетки — около 10^{15} ом. Такой же или меньший сеточный ток имеют электрометрические лампы ЭМ-1 и ЭМ-2. Несколько меньший ток имеют лампы FP-54 и VX-41 — у них $I_g = 10^{-15}$ а.

Необходимо заметить, что говоря о „токе сетки“ электрометрической лампы полагают, что ее характеристика $i_g = f(u_g)$ в области отрицательных значений тока i_g имеет „плато“, т. е. область, где величина тока сравнительно мало зависит от значения напряжения u_g . Эта величина тока i_g обычно и фигурирует в данных о той или иной лампе.

Таковы основные параметры ламп, специально разработанных для постройки электрометрических схем. Для полной характеристики электрометрической лампы, правильного выбора ее режима, оценки погрешности, связанной с измерениями и т. п., вообще говоря, нужно располагать семейством характеристик сеточного тока. Но для того, чтобы снять его, необходимо применять специальные довольно сложные приемы. Практически часто бывает достаточно ограничиться определением потенциала, соответствующего пересечению характеристикой $i_g = f(u_g)$ оси u_g , и величины тока сетки для выбранного режима. Как увидим ниже, это оказывается несложным и легко делается непосредственно в собираемой измерительной схеме.

В настоящее время имеется более 20 марок электрометрических ламп. В конструктивном отношении они могут быть разбиты на три группы. К первой группе относятся тетроды с катодной сеткой. Они получили наибольшее распространение. К числу таких ламп относятся „сдвоенные“ электрометрические лампы, представляющие собой два тетрода с катодными сетками, имеющие один общий катод (лампы типа FP-54-split, ВМ6А и др.). Их параметры приблизительно

Таблица I

| Тип лампы | Напряжение накала, в | Ток накала, ма | Напряжение анода, в | Смещение на управл. сетке, в | Напряжение на сетке объемного заряда, в | Крутизна, мка/в | Сеточный ток, а |
|-----------|----------------------|----------------|---------------------|------------------------------|---|-----------------|--------------------|
| СИ-2 | 3 | 110 | 10 | —4 | 6 | 300 | 10^{-13} |
| ЭМ-1 | 3 | 110 | 10 | —4 | 6 | 55 | 10^{-11} |
| ЭМ-2 | 2 | 80 | 10 | —4 | 6 | 55 | 10^{-13} |
| T-113 | 3 | 100 | 10 | —4 | 10 | 180 | 10^{-13} |
| T-114 | 2 | 90 | 6 | —4 | 4 | 55 | 10^{-14} |
| T-115 | 2,8 | 500 | 12 | —3 | 12 | 200 | 10^{-11} |
| FP-54 | 2,5 | 90 | 6 | —4 | 4 | 25 | $5 \cdot 10^{-15}$ |
| VX-41 | 1,25 | 10 | 4,5 | —3 | 4,5 | 20 | $5 \cdot 10^{-15}$ |

такие же, как у обычных электрометрических ламп, но они позволяют более удобно строить мостовые схемы, в которых требуются две лампы (см. ниже).

Кроме электрометрических тетродов имеются электрометрические триоды. Они не имеют катодной сетки и, как правило, используются в мостовых схемах, построенных на двух однотипных лампах.

Наконец, к третьей группе относятся электрометрические лампы, носящие название „платионов“. Они состоят из катода и двух пластин, расположенных симметрично по обе стороны от него. Одна из этих пластин служит управляющим электродом, а вторая играет роль анода.

В последнее время „платионы“ почти не применяются. Чаще всего электрометрические схемы строятся с применением тетродов с катодной сеткой. В табл. I приведены данные некоторых электрометрических тетродов.

4. Работа усилительных ламп в электрометрическом режиме. Наибольшей чувствительности схем измерения слабых токов удается достигнуть, применяя электрометрические тетроды. Вследствие сложности производства таких ламп и их относительно большой стоимости, неоднократно делались попытки поставить обычные усилительные лампы в такой режим, чтобы их сеточный ток был бы малым. Однако анодное напряжение большинства таких ламп не удается понизить настолько, чтобы величина сеточного тока приближалась к величине сеточного тока электрометрического тетрода. Дело в том, что заметная часть электронов, покидающих катод, имеет энергию порядка 1—3 в. Поэтому, для снижения электронного сеточного тока управляющая сетка должна поддерживаться при потенциале, меньшем, чем $-2 \div -3$ в. При этом лампа оказывается полностью запертой, даже если потенциал анода заметно превышает допустимую для электрометрических ламп величину 6—7 в.

Тем не менее, как выяснилось в результате ряда специальных исследований [35, 36, 37, 38, 39], некоторые лампы могут быть использованы как электрометрические. Наиболее удачными в этом отношении оказались пентоды-жолуди 959 и 954 (другое обозначение последней лампы — 6Ж1Ж). Эти лампы с успехом могут быть использованы при построении схем для измерения тока величиной порядка 10^{-18} — 10^{-14} а. При „электрометрическом“ включении пентода-жолудя роль управляющей сетки играет пентодная сетка, на которую подается отрицательный по отношению к катоду потенциал порядка нескольких вольт. Экранная сетка используется в качестве сетки объемного заряда и ее потенциал выбирается близким к потенциалу анода или равным ему. Наилучшим режимом работы лампы, повидимому, следует считать такой, при котором потенциал анода и сетки объемного заряда не превышает 5—6 в. Потенциал сетки ближайшей к катоду лампы существенно влияет на крутизну анодной характеристики лампы, работающей в электрометрическом режиме, и обычно

поддерживается порядка 0,5—1 в. Наконец, катод лампы работает при пониженной температуре, для чего напряжение накала выбирается много меньшим нормального.

Если в качестве электрометрической лампы используется жолудь с подогревным катодом (954), то иногда оказывается рациональным поддерживать подогрев катода при потенциале на несколько вольт более высоком, чем эмиттер. В противном случае электроны, эмиттированные подогревателем, могут вызвать появление заметного дополнительного сеточного тока.

Исследование большого числа однотипных ламп-жолудей показало, что их характеристики, соответствующие работе в электрометрическом режиме, довольно сильно изменяются от экземпляра к экземпляру. Если по условиям эксперимента сеточный ток лампы не должен превышать величины порядка 10^{-14} а, то приходится производить специальный подбор наиболее подходящего экземпляра лампы. Измерение малых сеточных токов требует специальной методики [4]. Поэтому желательно иметь возможность судить о пригодности того или иного экземпляра лампы для постройки электрометрической схемы без измерения величины сеточного тока. Обследование этого вопроса и сопоставление параметров ламп показали, что наиболее удачны те экземпляры ламп, у которых при потенциалах электродов, соответствующих электрометрическому режиму, анодный ток имеет наибольшую величину. Этот признак может служить ориентировочным критерием при отборе ламп, пригодных для постройки электрометрической схемы.

Если по условиям измерений допустим сеточный ток порядка 10^{-18} а, то для построения схемы может быть использован практически любой экземпляр ламп-жолудей. В этом случае потенциалы анода и катодной сетки могут быть увеличены до 7—8 в.

Наконец, если электрометрическая схема строится таким образом, что необходим относительно большой анодный ток лампы, то потенциал ее анода, так же, как и потенциал сетки объемного заряда, может быть увеличен до 10 в, а напряжение накала — до величины порядка 60% нормального. При этих условиях сеточный ток обычно остается меньшим 10^{-12} а.

У ламп-жолудей относительно велики утечки по стеклу между вводами электродов. Сопротивление утечки между сеткой, используемой в электрометрическом режиме в качестве управляющей, и остальными электродами при хорошо промытом баллоне и не слишком влажном воздухе оказывается порядка 10^{13} — 10^{14} ом. Для увеличения сопротивления утечки лучше всего, если это возможно по условиям эксперимента, лампу (вместе с сопротивлением, включенным в ее сеточную цепь) помещать в вакуум.

Исследование постоянства величины эмиссии катода и стабильности характеристик ламп-жолудей, работающих в электрометрическом режиме, показало, что лампы 959 имеют известные преимуще-

щества перед лампами 954 (6Ж1Ж), хотя стабильность характеристик последних не слишком сильно отличается от стабильности

специальных электрометрических ламп. Вообще же можно рекомендовать перед постройкой схемы тренировки лампы в течение 100—150 часов (т. е. включение на это время накала и питания на все электроды лампы). После этого характеристики лампы в дальнейшем изменяются очень мало.

В табл. II приводятся некоторые типичные режимы работы и параметры ламп 954 и 959 в электрометрическом режиме [87]. Эти данные соответствуют специально отобраным наиболее удачным экземплярам ламп соответствующих типов.

Характер зависимости величины анодного и сеточного тока лампы 6Ж1Ж при ее электрометрическом включении от потенциала сетки, играющей роль управляющей (т. е. пентодной сетки) для двух значений напряжения на первой сетке, иллюстрируют графики, изображенные на рис. 290.

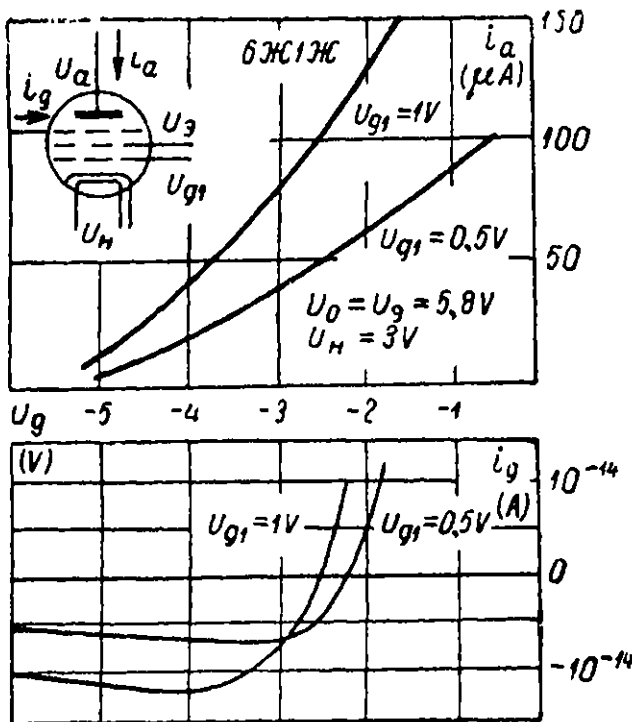


Рис. 290. Характеристики анодного тока и тока сетки лампы 6Ж1Ж в электрометрическом режиме.

Таблица II

| | Лампа 954 | | | Лампа 959 | | |
|--|--------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Потенциал анода и сетки объемного заряда, в | 3,8 | 5,7 | 6,0 | 4,0 | 6,0 | 6,0 |
| Напряжение накала, в | 2,4 | 3,0 | 4,0 | 0,5 | 0,5 | 1,0 |
| Потенциал первой сетки, в | 0,5 | 0,5 | 1,0 | 0,5 | 0,5 | 1,0 |
| Смещение на управляющей (пентодной) сетке, в | -2,4 | -3,75 | -3,75 | -2,2 | -3,5 | -3,5 |
| нодий ток, мка, | 5,0 | 35 | 55 | 8 | 21 | 70 |
| крутизна лампы, мка/в | 10 | 33 | 65 | 15 | 20 | 50 |
| Ток управляющей (пентодной) сетки, а | $6 \cdot 10^{-16}$ | $1,5 \cdot 10^{-14}$ | $2,5 \cdot 10^{-14}$ | $1,2 \cdot 10^{-16}$ | $1,7 \cdot 10^{-15}$ | $1,2 \cdot 10^{-14}$ |

Из рассмотрения этих графиков видно, что характеристики лампы весьма близки по своему виду к характеристикам специальных электрометрических тетродов. Плато сеточной характеристики лампы 6Ж1Ж в электрометрическом режиме располагается в области значений потенциала u_g меньших — 2,5—3,5 в.

§ 2. ОДНОКАСКАДНЫЕ ЛАМПОВЫЕ ЭЛЕКТРОМЕТРЫ

1. Простая схема лампового электрометра. Простейшая схема для измерения слабого тока по падению напряжения на сопротивлении с помощью одноламповой схемы приведена на рис. 291. Эта схема отличается от изображенной на рис. 286 только тем, что она построена на электрометрическом тетроде. Посмотрим, каков минимальный ток, который может быть измерен с ее помощью при условиях, аналогичных тем, для которых в схеме рис. 286 получили значение $I_{x \min} = 10^{-11}$ а ($R^* = 10^{10}$ ом, $C = 100$ пф и $\frac{1}{2\pi f_2} \ll \ll R^*C$), если сеточный ток в лампе $I_g = 10^{-14}$ а.

Воспользовавшись выражением (315), в котором при таком значении сеточного тока лампы можно пренебречь вторым членом, при условии, что сопротивление R^* много меньше, чем $5 \cdot 10^{12}$ ом [см. выражение (183)], получим $I_{x \min} = 6 \cdot 10^{-14}$ а.

Таким образом, без изменения параметров входной цепи, без увеличения времени, необходимого для того, чтобы произвести измерение, замена обычной лампы на электрометрическую позволяет уменьшить предельное значение тока I_x приблизительно в 200 раз. Если вместо сопротивления $R^* = 10^{10}$ ом в схему включить сопротивление величиной $R^* = 10^{11}$ ом и одновременно уменьшить емкость входной цепи до значения $C = 25$ пф, то величина $I_{x \min}$ будет порядка 10^{-15} а, а постоянная времени входной цепи $\tau_0 = 2,5$ сек.

Обычно сопротивление гальванометра или другого измерительного прибора, включенного в анодную цепь лампы, много меньше ее внутреннего сопротивления. Поэтому величина тока, измеряемого гальванометром при протекании тока I_x по сопротивлению R^* , дается выражением

$$I_r \simeq SR^*I_x$$

(полагаем, что сопротивление R_1 значительно больше сопротивления гальванометра). Следовательно, для того чтобы прибор зарегистрировал протекание тока $I_x = 10^{-15}$ а через сопротивление $R^* = 10^{11}$ ом при крутизне характеристики лампы $S = 50$ мка/в, цена деления прибора должна быть порядка 10^{-8} — 10^{-9} а. Поэтому для постройки

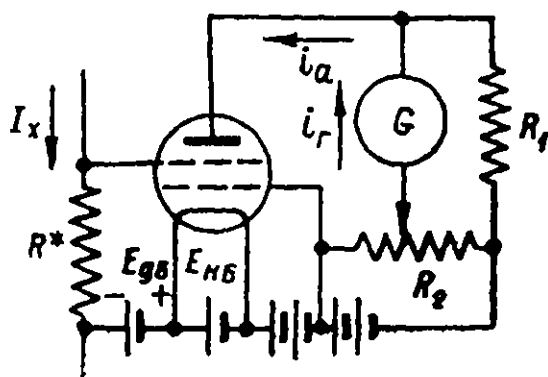


Рис. 291. Простая одноламповая электрометрическая схема

схемы придется использовать зеркальный гальванометр. Несмотря на это, работа со схемой практически легче, чем с электрометром, имеющим чувствительность порядка 10^8 делений на вольт, который необходим для измерения тока 10^{-15} а при условии, что постоянная времени цепи не превосходит нескольких секунд.

Таким образом, даже простейшая схема, построенная на электрометрической лампе, имеет известные преимущества перед применением электрометра с подвижной системой. Усовершенствование схемы позволяет еще больше расширить пределы измерений в область слабых токов с затратой относительно малого времени и использованием сравнительно грубых приборов.

Однако, кроме преимуществ лампового электрометра по сравнению с обычным, надо принять во внимание и его специфические особенности. До сих пор мы считали, что все помехи измерениям связаны с сеточной цепью лампы и полагали, что анодный ток и показания прибора, включенного в анодную цепь, остаются неизменными, если потенциал сетки поддерживается постоянным. Между тем, на самом деле это не так. Если, сохраняя величину напряжения $u_g = \text{const}$ (например, замкнув накоротко сопротивление R^*), следить за показаниями гальванометра в схеме рис. 291, то обнаруживается, во-первых, что показания прибора непрерывно колеблются около некоторого среднего положения и, во-вторых, что само это среднее положение систематически перемещается по шкале. Эта нестабильность показаний гальванометра существенно мешает измерениям и уменьшает возможность получения большой чувствительности схемы.

Сравнительно быстрые и беспорядочные колебания показаний гальванометра обусловлены рядом причин, главные из которых — действие внешних переменных электрических и магнитных полей, плохие контакты в схеме, колебания электродов лампы (микрофонный эффект) и, наконец, — эффект мерцания катода. Для борьбы с первыми тремя причинами колебаний анодного тока схема вместе с источниками питания тщательно экранируется, соединения хорошо пропаиваются (в схеме нежелательны скользящие контакты), а лампа помещается на амортизаторах. Борьба с непостоянством эмиссии катода гораздо сложнее, и во многих случаях приходится мириться с небольшими беспорядочными колебаниями среднего отсчета прибора. К этому вопросу мы еще вернемся ниже.

Медленные и систематические изменения показаний гальванометра („дрейф нулевого отсчета“) обусловлены, главным образом, „старением“ лампы (т. е. постепенным изменением ее характеристик с течением времени) и непостоянством напряжения источников питания схемы. Последнее связано с разрядкой батарей, а также с изменением даваемого ими напряжения при непостоянстве температуры в помещении. Изменение температуры влияет также и на параметры самой схемы, но обычно это приводит к очень мало заметным изменениям анодного тока. Гораздо большее значение имеет нагревание элементов схемы и отдель-

ных частей лампы вследствие потери тепла ее катодом. Поэтому часто приходится начинать измерения по прошествии нескольких десятков минут после включения схемы.

Для того чтобы судить, насколько существенным может быть дрейф нуля гальванометра в схеме рис. 291 вследствие разряда аккумулятора, питающего накал лампы, приведем некоторые цифры. Напряжение, даваемое кислотным аккумулятором емкостью 60 *а-ч*, при разрядке его током около 100 *ма* (приблизительно такой ток необходим для питания катода электрометрической лампы) уменьшается в течение одной минуты примерно на 10^{-5} своей начальной величины. Скорость разрядки можно уменьшить в несколько раз, если для питания схемы взять аккумулятор большей емкости (100 *а-ч*) и предварительно его частично разрядить (как известно, скорость разрядки у свежезаряженного аккумулятора несколько больше, чем у разряженного, на $\frac{1}{3}$ — $\frac{1}{4}$ часть его емкости). Далее, опыт показывает, что относительные изменения тока накала ламп с торированным катодом (такой катод имеют большинство электрометрических ламп) вблизи от своего нормального значения, сопровождаются приблизительно в 10 раз более сильными относительными изменениями анодного тока

(т. е. $\frac{\Delta I_a I_n}{I_a \Delta I_n} \approx 10$).¹ Поэтому можно ожидать, что изменения анодного

тока в течение одной минуты вследствие разрядки аккумуляторов питания составят 10^{-4} — 10^{-5} часть своей величины.

Так как абсолютное значение анодного тока электрометрической лампы порядка 100 *мкка*, то в течение одной минуты анодный ток будет изменяться на 10^{-8} — 10^{-9} *а*. Если в анодную цепь лампы включен гальванометр, цена деления которого 10^{-9} *а*, то скорость дрейфа окажется порядка нескольких делений в минуту, что сделает работу с ламповым электрометром затруднительной.

Переход к более грубому прибору приведет к потере чувствительности схемы. Ее можно было бы восстановить увеличением измерительного сопротивления, но при этом увеличится постоянная времени измерительной схемы, т. е. будет потеряно одно из основных преимуществ лампового электрометра. Из этих соображений ясно, что задача стабилизации нулевого отсчета гальванометра оказывается очень существенной. Для ее решения было предложено много различных схем.

¹ Причина зависимости величины анодного тока лампы от тока накала вдали от насыщения лежит в неравномерном нагреве разных частей катода, зависимости от температуры нити начальных тепловых энергий эмитированных электронов и в изменении падения напряжения на нити при изменении величины тока накала. Все это приводит к тому, что значение тока I_a увеличивается при возрастании тока накала лампы. Разумеется, связь между приращением величин I_a и I_n определяется конструкцией лампы и указанный здесь коэффициент 10 является лишь ориентировочной цифрой.

Одна из простейших схем, позволяющих нейтрализовать влияние разряда батареи накала на показания гальванометра, приведена на рис. 292. Идея построения этой схемы заключается в том, что выбором величины сопротивления R' , присоединенного к клеммам батареи $E_{КБ}$, компенсирующей начальное отклонение гальванометра, можно

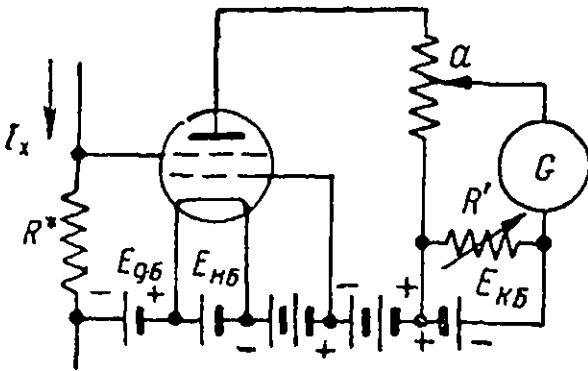


Рис. 292. Схема лампового электрометра с нейтрализацией дрейфа нулевого отсчета вследствие разрядки батарей питания.

добиться того, что компенсационное напряжение будет падать с такой же скоростью, как и потенциал точки a схемы, вследствие уменьшения анодного тока. Практически эта схема не дает хороших результатов вследствие того, что скорости разрядки батарей изменяются с течением времени. Поэтому приходится обращаться к схемам более сложным.

2. Мостовые схемы на двух лампах. Дрейф нулевого отсчета гальванометра можно значительно

уменьшить, если применить мостовую схему, построенную на двух однотипных лампах [40]. Принципиальная схема такого устройства приведена на рис. 293. Сопротивления R_1 и R_2 и сопротивления анод-катод ламп L_1 и L_2 образуют мост Уитстона, в диагональ которого включен гальванометр.

Одна из ламп (L_1 на рис. 293) — измерительная, на ее сетку подается (кроме начального смещения) измеряемое напряжение $u_x = I_x R^*$. Вторая лампа — компенсационная. Если обе лампы совершенно идентичны, выбрано одинаковое смещение на сетках обеих ламп и, наконец, $R_1 = R_2$, то потенциалы точек a и b схемы равны, и ток в цепи гальванометра равен нулю. Если по какой-либо причине изменяется

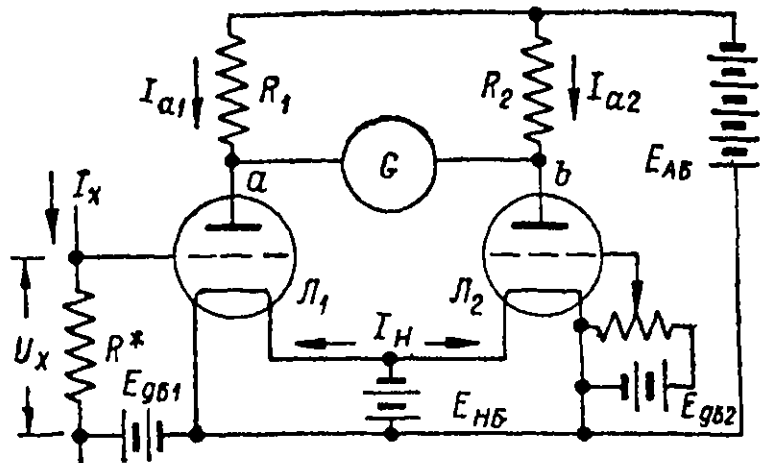


Рис. 293. Мостовая схема на двух лампах для измерения слабого тока.

напряжение общей для обеих ламп батареи накала или батареи анода, то потенциалы точек a и b схемы меняются одинаковым образом, и показания гальванометра остаются неизменными.

Действие же измеряемого напряжения u_x на сетке лампы L_1 приводит к понижению или повышению потенциала точки a по сравнению с потенциалом точки b схемы и, следовательно, к тому, что отсчет гальванометра изменяется в ту или иную сторону.

Практически никогда нельзя подобрать двух ламп с совершенно одинаковыми характеристиками. Поэтому следует найти условия, при которых даже при несколько различных характеристиках ламп мост будет сбалансирован и баланс не будет зависеть от напряжений батарей $E_{нБ}$ и $E_{аБ}$ хотя бы в небольших пределах их изменения.

Условие равенства нулю тока, текущего через гальванометр:

$$\frac{I_{a1}}{I_{a2}} = \frac{R_2}{R_1} \quad (317)$$

(здесь I_{a1} и I_{a2} — анодные токи ламп Λ_1 и Λ_2 при $u_x = 0$). Изменение величины напряжения анодной батареи не будет сопровождаться изменением показаний прибора, если

$$R_1 \left(\frac{\partial i_{a1}}{\partial u_a} \right)_{i_{a1} = I_{a1}} = R_2 \left(\frac{\partial i_{a2}}{\partial u_a} \right)_{i_{a2} = I_{a2}}$$

Замечая, что стоящие слева и справа производные представляют собой величины, обратные внутренним сопротивлениям ламп возле начальных рабочих точек, перепишем это выражение так:

$$\frac{R_{i1}}{R_{i2}} = \frac{R_1}{R_2} \quad (318)$$

Наконец, для того, чтобы показания гальванометра не изменялись при непостоянстве тока накала ламп (т. е. при изменении величины напряжения $E_{нБ}$), должно быть выполнено соотношение:

$$R_1 \left(\frac{\partial i_{a1}}{\partial I_n} \right)_{i_{a1} = I_{a1}} = R_2 \left(\frac{\partial i_{a2}}{\partial I_n} \right)_{i_{a2} = I_{a2}} \quad (319)$$

Очевидно, что если соответствующим выбором величины отношения R_2/R_1 удовлетворено одно из написанных соотношений, то остальные два должны быть удовлетворены подбором режима лампы. Это может быть сделано, если анодный ток лампы, ее внутреннее сопротивление и значение производной $\partial i_a / \partial I_n$ можно менять независимо. На самом деле все эти величины связаны, но практически сравнительно легко удастся найти такой режим, в котором эта связь проявляется слабо. Поэтому оказывается возможным значительно уменьшить дрейф нуля прибора в пределах небольших изменений величин напряжений $E_{нБ}$ и $E_{аБ}$.

Схема, удобная для отыскания нужного режима работы, приведена на рис. 294. Перемещением движка потенциометра R_3 легко

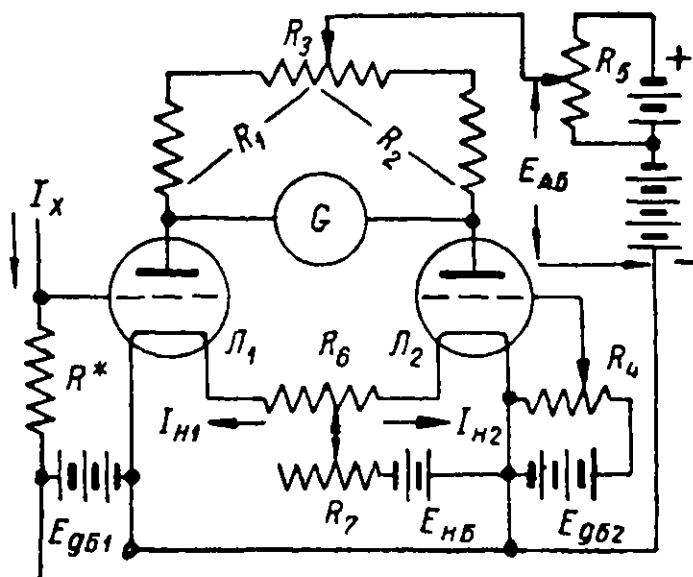


Рис. 294. Мостовая схема на двух лампах с элементами ее регулировки.

можно выбрать такие значения сопротивлений R_1 и R_2 , которые удовлетворят выражению (317). Далее, так как внутреннее сопротивление ламп меняется мало с изменением потенциала сетки, пока рабочая точка находится в пределах прямолинейного участка анодной характеристики лампы, то подбором напряжения u_{g2} удовлетворяется условие (318). Практически это делается так. Выбираются равные значения сопротивлений R_1 и R_2 (их желательно взять достаточно большими для увеличения чувствительности схемы), и гальванометр устанавливается на нуль перемещением движка потенциометра R_4 . Затем, варьируя величину напряжения E_{aB} с помощью

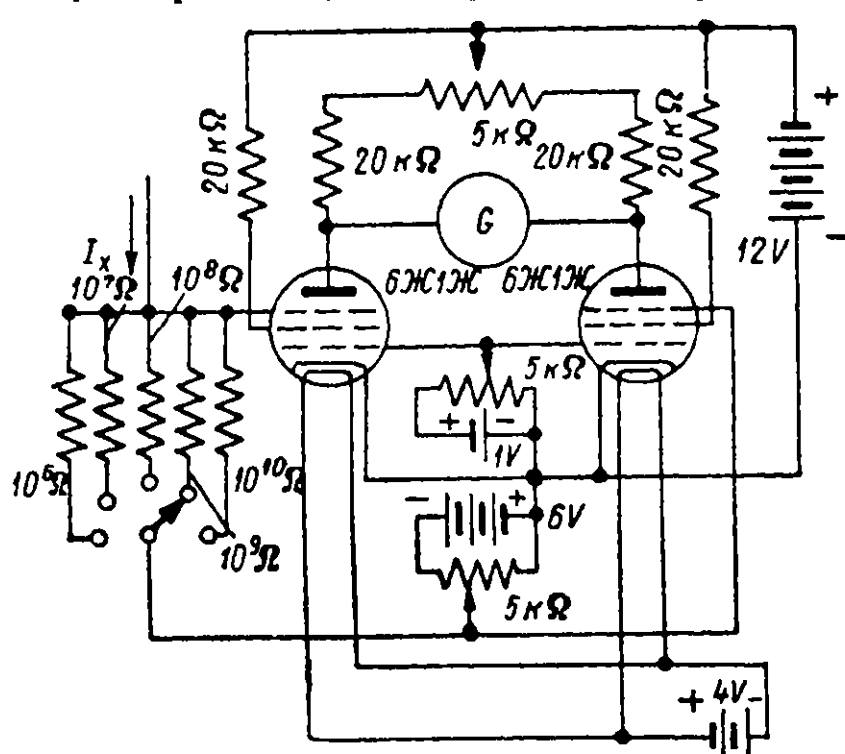


Рис. 295. Мостовая схема на двух лампах, построенная на пентодах 6Ж1Ж для измерения слабого тока по падению напряжения на сопротивлении.

потенциометра R_5 определяют, зависят ли показания гальванометра от напряжения источника анодного питания. Если зависимость имеет место, то слегка изменяют положение движка потенциометра R_3 , вновь с помощью R_4 устанавливают гальванометр на нуль и опять меняют величину напряжения E_{aB} в небольших пределах. Повторение несколько раз этой процедуры позволяет найти нужный режим.

Наконец, перемещая движок реостата R_7 , определяют, за-

висят ли показания гальванометра от величины тока I_n . Если такая зависимость имеется, то от нее легко избавиться небольшим смещением движка реостата R_6 от его среднего положения. Помещая движок этого реостата в разные положения и наблюдая отклонения гальванометра при небольших смещениях движка реостата R_7 , находят такой режим, при котором нулевой отсчет наиболее стабилен.

Хорошо отлаженная мостовая схема на двух электрометрических тетрадах позволяет снизить дрейф нулевого отсчета гальванометра до нескольких единиц на 10^{-12} а в минуту [41]. На рис. 295 приведена мостовая схема, построенная на двух пентодах-жолудях, работающих в электрометрическом режиме [42]. Она рассчитана на измерение тока в широком диапазоне значений. Переход от одного предела измерений к другому осуществляется переключением измерительных сопротивлений в цепи сетки первой лампы. При $R^* = 10^{10}$ ом и

цене деления гальванометра 10^{-6} а/дел. одно деление шкалы прибора соответствует току I_x порядка нескольких единиц на 10^{-12} а.

В настоящее время мостовые схемы на двух электрометрических лампах применяются сравнительно редко. Связано это с тем, что оказалось возможным построить на электрометрических тетрадах одноламповые мостовые схемы, обладающие несомненными преимуществами.

Вследствие того что параметры ламп изменяются с течением времени (лампы „стареют“) неодинаковым образом, регулировка мостовой схемы должна повторяться довольно часто. Флюктуации эмиссии катодов обеих ламп в двухламповой схеме приводят к гораздо большим по величине беспорядочным колебаниям отсчета прибора, чем в простой одноламповой схеме. Наконец, можно показать, что чувствительность мостовой схемы на двух лампах приблизительно вдвое ниже, чем одноламповой схемы.

Некоторых из отмеченных недостатков мостовой схемы удается избежать применением сдвоенной электрометрической лампы. Эти лампы специально были разработаны для постройки таких схем и позволяют, в частности, несколько уменьшить беспорядочные колебания нулевого отсчета [43]. Пока сдвоенные электрометрические лампы большого распространения не получили, главным образом, вследствие сложности их изготовления.

В настоящее время чаще можно встретить мостовые схемы, построенные не на двух электрометрических лампах, а на двух усилительных лампах, работающих в электрометрическом режиме [44] или в режиме, близком к этикетному. Такие схемы широко применяются для измерения малых напряжений и слабых токов во многих физических приборах (например, в схемах ионизационных манометров, в ламповых микроамперметрах и т. д.). Иногда мостовые схемы строятся со включением ламп не в соседние, а в противоположные плечи моста Уитстона [45]. Принцип работы этих схем аналогичен принципу работы схем, рассмотренных выше.

3. Мостовые схемы на одной лампе. В настоящее время наибольшее распространение получили мостовые электрометрические схемы, построенные на одной лампе — тетраде. Не останавливаясь на обзоре большого количества предлагавшихся одноламповых мостовых схем [46], приведем схему, хорошо зарекомендовавшую себя в лабораторной практике. В этой [47] схеме (рис. 296) гальванометр включен в диагональ моста, два плеча которого образуют сопротивления R_1 и R_4 , а два других плеча — сопротивления интервала анод — катод лампы

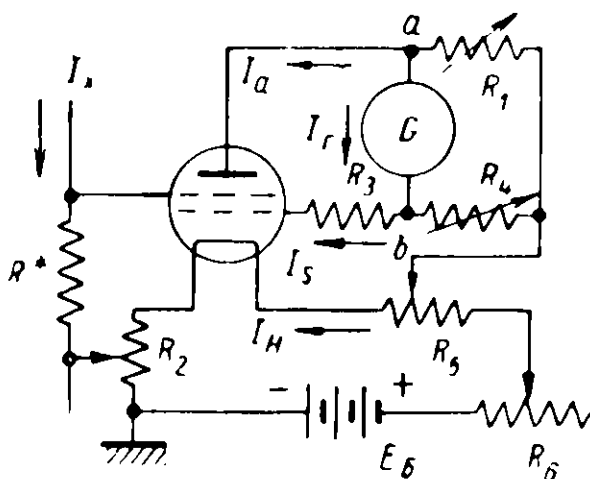


Рис. 296. Мостовая схема на одном электрометрическом тетраде.

R_p и интервала защитная сетка — катод лампы R_S . Этот мост изображен на рис. 297. Причины, по которым можно ожидать, что схема окажется стабильной, заключаются в общих чертах в следующем. Если мост сбалансирован и величины сопротивлений R_1 и R_4 остаются с течением времени неизменными, а ток I_a — равным нулю, но меняется эмиссия катода, то одновременно изменяются значения токов I_a и I_S . Представляется вероятным, что можно выбрать такой режим работы лампы, при котором относительные изменения этих токов будут одинаковы. Тогда, очевидно, баланс моста не нарушится и, следовательно,

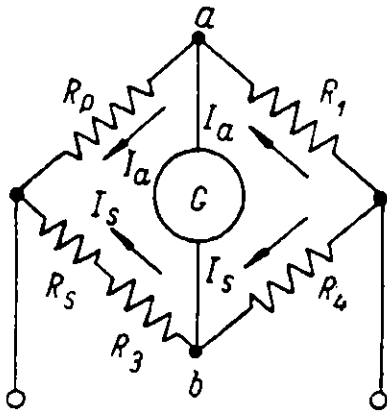


Рис. 297. Схема моста, эквивалентного схеме, изображенной на рис. 296.

показания гальванометра останутся неизменными. При этом замечательно то, что причина, по которой может измениться ток эмиссии, несущественна — будет ли это изменение напряжения накала, старение катода или флуктуации величины тока эмиссии — все равно баланс моста должен сохраняться. Поэтому можно предполагать, что при соответствующем выборе режима схемы удастся не только снизить нестабильность нулевого отсчета, но и значительно подавить колебания нулевого отсчета около своего среднего значения.

Если ток, текущий через гальванометр I_G , равен нулю или остается значительно меньшим величины анодного тока лампы I_a и тока защитной сетки I_S , то разность потенциалов между точками a и b схемы (см. рис. 296 и 297) будет равна:

$$u_a - u_b = R_4 I_S - R_1 I_a.$$

Баланс моста ($I_G = 0$) соответствует условию $u_a - u_b = 0$, т. е.

$$\frac{R_4}{R_1} = \frac{I_a}{I_S}. \quad (320)$$

Далее, условие независимости показаний прибора от величины тока эмиссии I_K может быть записано так:

$$\frac{d(u_a - u_b)}{d I_K} = 0. \quad (321)$$

Как известно, величина тока I_K — функция температуры катода, мгновенного состояния его поверхности, времени, в течение которого катод работал (т. е. его „старости“), и т. д. Но если условие (321) выполняется при изменении величины I_K по какой-либо одной причине, оно будет выполняться и при изменении величины I_K по другим причинам. Поэтому, в частности, вместо (321) можно написать условие стабильности работы схемы в виде:

$$\frac{d(u_a - u_b)}{d I_K} = 0,$$

где I_K — ток накала лампы.

Иначе говоря:

$$\frac{dI_a}{dI_H} = \frac{R_4}{R_1} \frac{dI_S}{dI_H}. \quad (322)$$

Если последнее соотношение выполняется, то показания гальванометра не зависят не только от непостоянства тока накала, но вообще от изменений тока эмиссии, какими бы причинами эти изменения не были вызваны.

Выражения (320) и (322) имеют простую графическую интерпретацию. Именно, легко заметить, что они выполняются, если зависимости $I_a = f_1(I_H)$ и $I_S = f_2(I_H)$ изображаются двумя прямыми линиями, пересекающимися на оси I_H . На самом деле эти зависимости нелинейны и поэтому условия (320) и (322) могут быть выполнены лишь приближенно в области небольших изменений величины тока I_H (иначе говоря, небольших изменений величины тока I_H). Значение тока I_H , возле которого располагаются эти области, соответствует, очевидно, тому, что касательные к графикам $I_a = f_1(I_H)$ и $I_S = f_2(I_H)$ пересекаются на оси I_H (рис. 298).

Таким образом, поставить схему в режим, при котором отсутствует дрейф нулевого отсчета и его колебания вследствие непостоянства эмиссии, можно лишь при определенном значении тока накала лампы I_H . Правда, вид кривых $I_a = f_1(I_H)$ и $I_S = f_2(I_H)$ зависит от потенциалов электродов лампы. Поэтому, если окажется, что отсутствие дрейфа соответствует значению тока I_H , сильно отличающемуся от этикетного, то можно попытаться выбрать другие величины напряжений U_{a0} и U_{S0} . В результате этого, как правило, удастся добиться выполнения соотношения (322) при нужном значении тока I_H , но при этом может оказаться, что режим работы лампы отличается от наиболее выгодного с точки зрения наибольшей чувствительности схемы, наименьшего сеточного тока и т. д.

Практически отыскание нужного режима делается следующим образом. Собрав схему (рис. 296), задают ток I_H , близкий к номинальному, указанному в паспорте лампы. Небольшим изменением величин сопротивлений R_1 и R_4 устанавливают гальванометр на нуль. Далее, на малой чувствительности гальванометра (он обычно снабжается переменным шунтом) варьируют значение тока I_H , изменяя величину сопротивления R_0 . Показания гальванометра должны, пройти

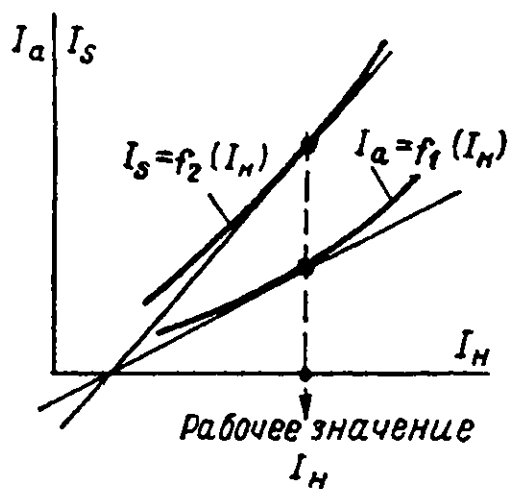


Рис. 298. К рассмотрению условий стабилизации нулевого отсчета в схеме лампового электрометра, изображенной на рис. 296.

через плоский экстремум (так как зависимости $I_a = f_1(I_H)$ и $I_S = f_2(I_H)$ нелинейны, то график $I_r = f(I_H)$ возле значения I_H , соответствующего $\frac{d(u_a - u_b)}{dI_H} = 0$, подобен приведенному на рис. 299).

Как правило, значение тока I_H , соответствующее экстремуму, заметно отличается от этикетной величины. Тогда смещают движок на потенциометре R_B , благодаря чему меняются величины напряжений U_{a0} и U_{S0} , и вновь повторяют поиски экстремума. Эта процедура повторяется до тех пор, пока значение I_H , соответствующее экстремуму, не будет близко к нормальному для данной лампы. После этого переходят к большей чувствительности гальванометра, точно находят

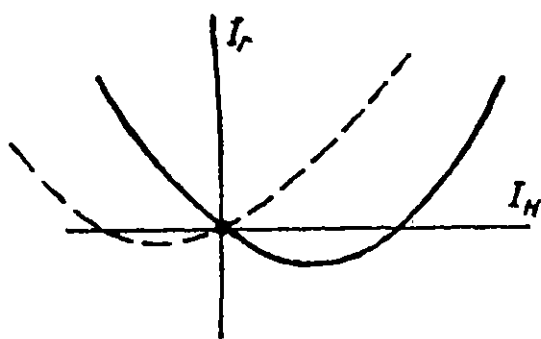


Рис. 299. Зависимость тока, текущего через гальванометр в схеме, изображенной на рис. 296, от величины тока накала лампы.

положение экстремума и с помощью изменения величины сопротивления R_1 устанавливают гальванометр на нуль. В найденном режиме схема может быть использована для проведения измерений.

Скажем несколько слов о выборе величин сопротивлений, включаемых в схему. Сопротивления R_1 и R_4 должны удовлетворять соотношению (320). Вместе с тем значение сопротивления R_1 должно быть достаточно большим, чтобы чувствительность схемы не оказалась малой. Чаще

всего в качестве R_1 берут проволочное сопротивление в 10—20 ком. Так как величина тока I_S обычно превосходит величину тока I_a в 3—10 раз, то величина сопротивления R_4 оказывается, соответственно, порядка нескольких тысяч ом. Величина сопротивления R_3 выбирается такой, чтобы потенциал защитной сетки был бы близким к нормальному для данной лампы.

Так как потенциал точки b схемы (рис. 296) при балансе моста равен потенциалу анода лампы, то на сопротивлении R_3 , за счет протекания по нему тока I_S , должно падать напряжение, равное разности между величинами напряжений U_{a0} и U_{S0} .

Поэтому величина сопротивления R_3 определяется очевидным соотношением $R_3 = \frac{U_{a0} - U_{S0}}{I_S}$.

Сопротивление R_2 задает начальное смещение на управляющей сетке лампы (вместе с падением напряжения на сопротивлении R^* за счет протекания по нему сеточного тока).

Величина начального смещения выбирается такой, чтобы рабочая точка располагалась в области плато характеристики сеточного тока лампы. Причины этого включаются в следующем. Во время измерений, при протекании тока I_{ax} по сопротивлению R^* , потенциал сетки

лампы несколько изменяется. Если бы рабочая точка располагалась, скажем, вблизи точки пересечения характеристики $i_g = f(u_g)$ с осью напряжений, где сеточный ток очень резко зависит от величины потенциала u_g , то появление измеряемого тока сопровождалось бы дополнительным изменением потенциала сетки лампы вследствие изменения величины тока сетки. Учесть связанное с этим дополнительное изменение показаний гальванометра в анодной цепи лампы конечно можно, если проделать достаточно тщательную градуировку схемы, но малейшее изменение режима сеточной цепи будет приводить к нарушению градуировки. Кроме того, если при неизменном сопротивлении R^* , включенном в сеточную цепь, перейти из области плато в область, близкую к $i_g = 0$, то флюктуационное напряжение сильно возрастет. Дело в том, что точка $i_g = 0$ соответствует равенству электронного и ионного токов на сетку ($i_{g(+)} = i_{g(-)}$), но абсолютные величины этих токов при этом относительно велики. Так как величина каждой составляющей тока статистически изменяется около своего среднего значения, то флюктуационное напряжение, обусловленное вариациями значений ионного и электронного токов определится как: $\sqrt{u_{mg}^2} =$

$= \sqrt{u_{mg(+)}^2 + u_{mg(-)}^2}$. Это напряжение во много раз превосходит флюктуационное напряжение, подсчитанное для области плато характеристики лампы, где электронный ток исчезающе мал и все шумовое напряжение, связанное с колебаниями величины сеточного тока, обязано непостоянству ионного тока.

Для большинства электрометрических ламп величина смещения выбирается порядка $-2,5 \div -3,5$ в. Поэтому сопротивление R_2 большей частью будет величиной в несколько десятков ом (величина тока I_H обычно порядка 100 ма).

Значение сопротивления R_5 должно быть достаточно велико для того, чтобы при протекании по нему тока I_H выделялось бы напряжение, приблизительно равное нормальному напряжению на аноде

лампы (т. е. $R_5 \approx \frac{U_{a0}}{I_H}$). Наконец, сопротивление R_6 обычно берется

величиной 30—50 ом с тем, чтобы в небольших пределах менять значение тока I_H при регулировке схемы и поддерживать нужную величину тока накала по мере разрядки аккумуляторов. Напряжение последних должно быть достаточно велико, чтобы через цепь, имеющую сопротивление $R_2 + R_H + R_5 + R_6$, мог бы протекать нормальный ток накала лампы. Каждое из сопротивлений R_1 и R_4 часто составляют из двух переменных реостатов: одного большого и другого малого (для грубой и тонкой регулировки).

В качестве примера приведем данные электрометрической схемы, собранной на лампе FP-54, нормальный режим которой следующий: $I_H = 110$ ма, $U_H = 2,5$ в, $U_{a0} = 6$ в, $U_{S0} = 4$ в, $U_{g0} = -4$ в, $I_{a0} = 40$ мка. Сопротивление R_1 состояло из последовательного

включения сопротивлений $2 \cdot 10^4$ ом и 10^3 ом. Сопротивления R_3 и R_4 были взяты соответственно равными $5 \cdot 10^3$ ом и $3 \cdot 10^3$ ом (установка тока $I_r = 0$ делалась с помощью переменного сопротивления R_1). Наконец, R_6 — переменное сопротивление величиной 50 ом, а R_2 и R_5 — потенциометры с сопротивлением по 45 ом. Напряжение аккумулятора, питающего схему, около 16 в.

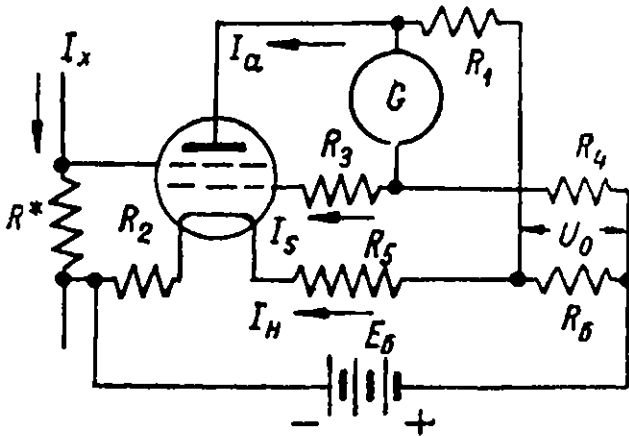


Рис. 300. Вариант мостовой схемы на одном электрометрическом тетроде.

соответствует этикетному значению тока накала I_n только при напряжениях на аноде и защитной сетке, заметно отличающихся от наиболее удачных для данной лампы. Этот недостаток отсутствует в схеме, в которой напряжение питания анодной цепи лампы и цепи ее защитной сетки снимаются с разных участков ее накальной цепи.

Пример [48] схемы подобного типа приведен на рис. 300.

Она может быть изображена в виде моста Уитстона (рис. 301). Одно из плеч моста содержит напряжение U_0 . Оно равно падению напряжения на сопротивлении R_6 в накальной цепи, к концам которого подведены провода питания анода и защитной сетки лампы (так как $I_n \gg I_s > I_a$, то $U_0 \approx I_n R_6$).

Задача правильной регулировки схемы заключается в отыскании таких значений сопротивлений R_1, R_2, R_3, R_4, R_5 и R_6 при заданных характеристиках лампы, при которых ток I_r равен нулю, если $I_x = 0$ и не меняет своей величины в пределах малых вариаций величины тока I_n . Кроме того, потенциалы всех электродов должны иметь нормальные для данной лампы значения.

Обращаясь к рис. 301, напишем условие баланса моста (т. е. условие $I_r = 0$):

$$U_0 + I_a R_1 = I_s R_4. \quad (323)$$

При включении гальванометра с ценой деления приблизительно 10^{-9} а и использовании сопротивления $R^* = 10^{10}$ ом, с помощью этой схемы измерялся ток порядка 10^{-14} а.

Некоторым недостатком описанной мостовой схемы на одной лампе (она иногда называется схемой Дюбриджа) является то, что экстремальная точка кривой $I_r = f(I_n)$ часто

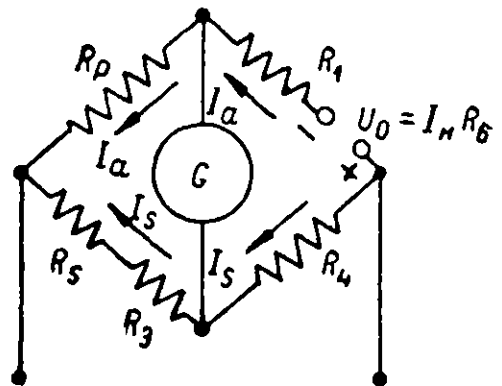


Рис. 301. Схема моста, эквивалентного схеме, изображенной на рис. 300.

Величины U_0 , I_a и I_S — функции значения тока I_H , и для того, чтобы ток I_H оставался неизменным при вариациях тока накала, необходимо выполнение условия:

$$\frac{du_0}{dI_H} + R_1 \frac{dI_a}{dI_H} = R_4 \frac{dI_S}{dI_H}. \quad (324)$$

Это условие можно переписать в виде, совершенно аналогичном выражению (322)

$$\frac{d\left(I_a + \frac{U_0}{R_1}\right)}{dI_H} = \frac{R_4}{R_1} \cdot \frac{dI_S}{dI_H}.$$

Написанное соотношение отличается от (322) членом $\frac{U_0}{R_1}$ под знаком дифференциала. Это соответствует изменению условия стабили-

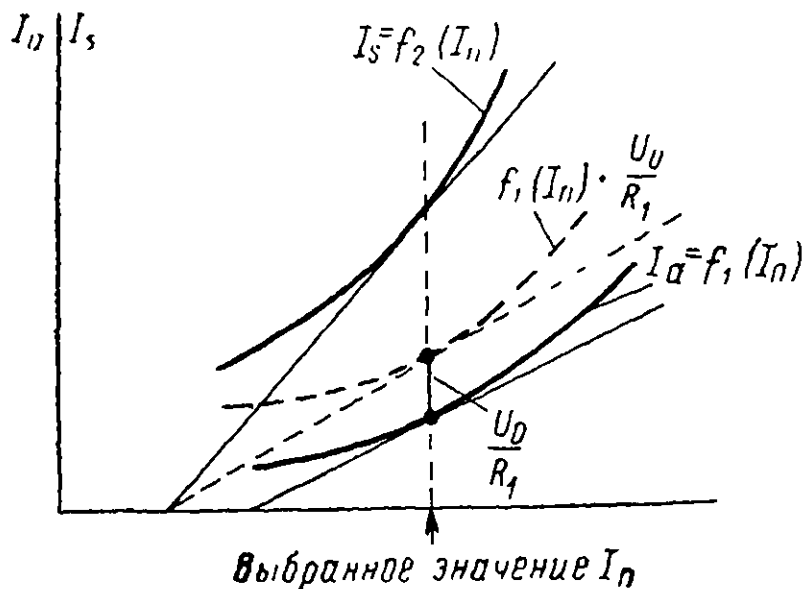


Рис. 302. К рассмотрению условий стабилизации нулевого отсчета в схеме лампового электрометра, представленной на рис. 300.

зации нулевого отсчета гальванометра. Действительно, в отличие от схемы Дюбриджа, стабилизация соответствует пересечению на оси I_H касательных к кривым функций $f_1(I_H) + \frac{U_0}{R_1}$ и $f_2(I_H)$, а не касательных к кривым функций $f_1(I_H)$ и $f_2(I_H)$. Иначе говоря, на оси I_H должны пересекаться касательные к характеристике лампы $I_S = f_2(I_H)$ и к характеристике $I_a = f_1(I_H)$, все ординаты которой увеличены на одно и то же значение, равное $\frac{U_0}{R_1}$ (рис. 302).

Величину напряжения U_0 в рассматриваемой схеме можно варьировать по своему желанию, не изменяя при этом установленного с самого начала режима лампы, т. е. не меняя потенциалов на ее электродах. Поэтому, если оказывается, что при эталонном напряжении на электродах лампы и нормальном токе накала касательные к графи-

кам $I_a = f_1(I_H)$ и $I_S = f_2(I_H)$ пересекаются не на оси I_H , то соответствующим выбором значения напряжения U_0 удастся отрегулировать схему так, что показания гальванометра приблизительно не зависят от изменения тока накала.

В частном случае, если касательные пересекаются на оси I_H , то величина напряжения U_0 оказывается равной нулю и, следовательно, $R_6 = 0$, т. е. схема, изображенная на рис. 300, переходит в схему Дюбриджа.

Может оказаться, что для стабилизации схемы в нее необходимо ввести напряжение U_0 не положительной, а отрицательной полярности. Это означает, что концы проводов, ведущих к сопротивлениям R_1 и R_4 , должны быть поменены местами на клеммах сопротивления R_6 .

Практически, при постройке описываемой схемы, так же как и схемы Дюбриджа, не нужно знать характеристик $I_a = f_1(I_H)$ и $I_S = f_2(I_H)$. Для регулировки прибора удобнее всего собрать схему,

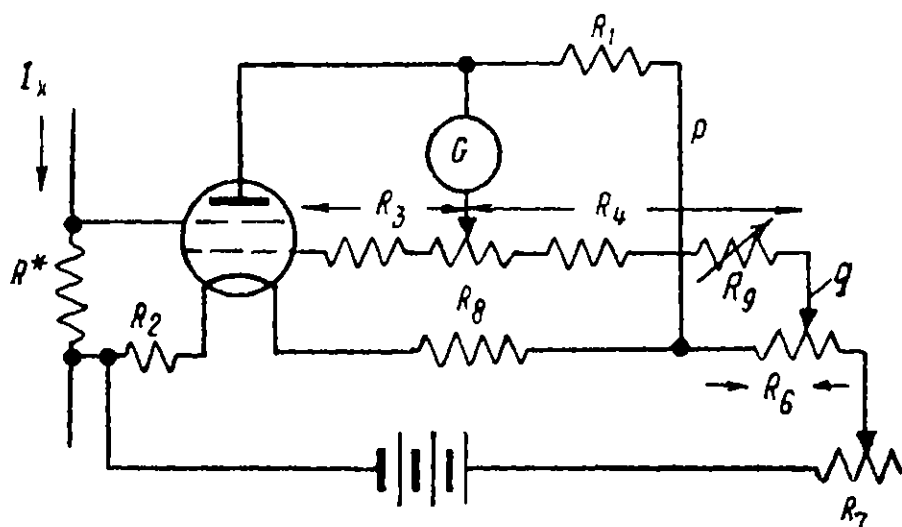


Рис. 303. Мостовая электрометрическая схема, подобная изображенной на рис. 300, с элементами регулировки.

подобную представленной на рис. 303. При этом величины всех сопротивлений выбираются такими, чтобы при крайнем левом положении движка сопротивления R_6 и полностью выведенном потенциометре R_9 ток накала лампы и потенциалы всех ее электродов соответствовали бы этикетным значениям (для этого может даже оказаться удобным временное включение микроамперметров в анодную цепь и в цепь защитной сетки). Гальванометр устанавливается на нуль с помощью перемещения движка потенциометра R_8 . Далее, немного изменяя ток накала с помощью реостата R_7 , следят за показаниями гальванометра. Как правило, оказывается, что они не сохраняются постоянными (это соответствует тому, что в схеме рис. 303 при этикетном режиме лампы имеется дрейф нулевого отсчета). Тогда, установив вновь нормальное значение тока I_H , несколько перемещают движок потенциометра R_6 вправо и, изменяя величину сопротивления R_9 , вновь устанавливают гальванометр на нуль. Легко видеть, что хотя при этом в схему введено напряжение $U_0 = R_6 I_H$, но режим лампы сохранен

прежним. Вновь немного варьируют ток накала и следят за показаниями гальванометра. Если прибор оказывается менее чувствительным к непостоянству тока накала, то это значит, что введенное напряжение U_0 имеет правильный знак. Если же гальванометр оказывается более чувствительным к изменениям величины тока I_n , то концы проводов p и q на сопротивлении R_8 схемы надо переключить наоборот. Убедившись в правильном выборе полярности напряжения U_0 и несколько раз повторив поиски наиболее удачного значения сопротивления R_8 , легко находят такие положения движков потенциометров R_6 и R_9 , при которых зависимость $I_T = f(I_n)$ проходит через плоский экстремум, или, иначе говоря, дрейф нуля гальванометра минимален. В отличие от схемы Дюбриджа режим лампы при этом оказывается этикетным или таким, какой был установлен с самого начала. Фактически наблюдаемый в схеме дрейф, обусловленный криволинейностью действительных характеристик, описывающих зависимости анодного тока и тока сетки объемного заряда от тока эмиссии, оказывается столь же малым, как и в схеме Дюбриджа, но лампа может быть поставлена в более удачный режим. Поэтому чувствительность схемы может оказаться несколько более высокой, сеточный ток лампы меньшим, а срок ее работы без заметного изменения характеристик — большим. Регулировка рассматриваемой схемы более проста, чем схемы Дюбриджа. Таким образом, описываемая схема (схема Барта) является наиболее удачной из имеющихся в настоящее время мостовых электрометрических схем на одной лампе.

Параметры схемы Барта оказываются приблизительно такими же, как схемы Дюбриджа. Величина дополнительного сопротивления (R_8 на рис. 300 и 303) выбирается равной 30—50 *ом*. После того как схема налажена, сопротивления R_6 и R_9 желательно промерить и заменить постоянными для того, чтобы ухудшение с течением времени контактов под движками не привело бы к необходимости новой регулировки.

В заключение описания балансовых схем скажем несколько слов об определении чувствительности лампового электрометра и измерении сеточного тока его лампы в том режиме, в котором она находится в схеме.

Для определения чувствительности схемы на ее вход подается небольшое напряжение известной величины и замечается число делений, на которые изменяются показания гальванометра. Относя это число делений к числу вольт напряжения, поданного на вход, получаем чувствительность электрометра к напряжению. Для того чтобы найти чувствительность прибора к току, нужно полученную „вольтовую“ чувствительность умножить на величину сопротивления R^* .

Следует заметить, что, строго говоря, схема градуировки должна быть построена так, чтобы при подаче на вход схемы известного градуировочного напряжения, сопротивление в цепи сетки было бы таким же, как при последующей работе со схемой как измеритель-

ным прибором (т. е. равным R^*). В противном случае смещение на сетке лампы при градуировке схемы и при дальнейшей работе с ней окажется различным, а следовательно, чувствительность схемы может оказаться другой. Поэтому часто последовательно с сопротивлением R^* включается небольшое сопротивление $R_{гр}$, на концы которого подается градуировочное напряжение (рис. 304). Если же падение напряжения на сопротивлении R^* при протекании по нему тока I_{g0} мало (не превышает нескольких сотых долей вольта), то можно без существенной погрешности подавать градуировочное напряжение прямо на клеммы сопротивления R^* .

Величина сеточного тока лампы может быть приблизительно определена следующим образом. Этот ток, так же как и измеряемый, протекая по сопротивлению R^* , создает на нем падение напряжения.

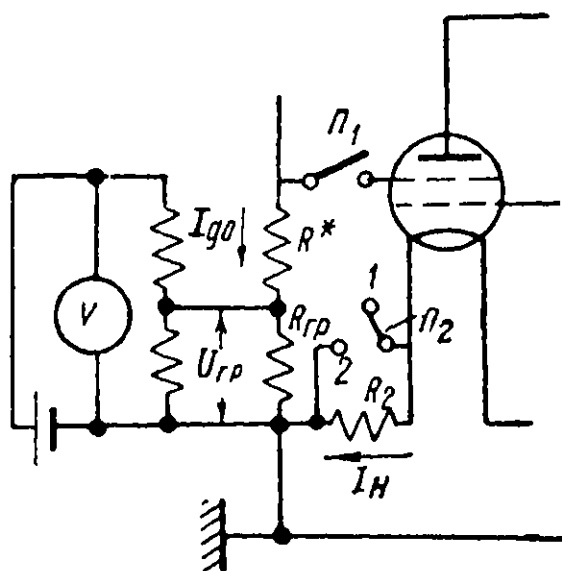


Рис. 304. Схема градуировки лампового электрометра.

u_g , т. е. сеточный ток меняет свой знак. Для этого в схеме, изображенной на рис. 304, размыкают рубильник Π_1 . В цепях анода и защитной сетки лампы устанавливаются токи, соответствующие свободной сетке, т. е. такому ее потенциалу, при котором сеточный ток равен нулю. Замкнув теперь рубильник Π_1 , подбором величины напряжения $u_{гр}$ вновь устанавливают такие же показания гальванометра, как при свободной сетке. При этом, очевидно, потенциал сетки, заданный внешним источником и падением напряжения на сопротивлении R_2 , как раз равен ее потенциалу в свободном состоянии. Следовательно, полученное таким образом значение напряжения $U_{гр} + I_H R_2$ соответствует напряжению $u_g = U_g^0$, при котором кривая $i_g = f(u_g)$ пересекает ось абсцисс.

Как уже упоминалось выше, при работе электрометрической схемы для измерения величины тока по падению напряжения на сопротивлении смещение U_{g0} по своей абсолютной величине должно значительно

Если последнее сделать равным нулю, то показания гальванометра изменяются как раз на такую величину, на какую они меняются при протекании через сопротивление R^* тока I_x , равного по величине току I_{g0} . Следовательно, для определения значения тока I_{g0} достаточно замкнуть сопротивление R^* и заметить, на сколько делений изменились показания гальванометра. Зная чувствительность схемы, легко вычислить величину I_{g0} .

Наконец, не представляет труда найти то напряжение, при котором характеристика тока сетки лампы пересекает ось напряжений

превосходить напряжение U_g^0 с тем, чтобы рабочая точка располагалась в области плато характеристики сеточного тока лампы.

В настоящее время сравнительно легко удается строить схемы мостового типа для измерения по падению напряжения на сопротивлении токов до 10^{-14} — 10^{-15} а. При этом постоянные времени входа таких схем имеют порядок нескольких единиц или десятков секунд. Постройка и работа со столь чувствительными схемами требует выполнения всех тех предосторожностей в отношении амортизации лампы, экранировки, выбора хороших деталей, защиты от света, пропайки всех контактов и т. д., о которых говорилось выше. Описание некоторых конструкций ламповых однокаскадных электрометров можно найти в периодической литературе [49, 50].

4. Измерение слабого тока по зарядке емкости Описанные электрометрические схемы могут быть с успехом применены для измерения слабого тока (или количества электричества) по зарядке емкости известной величины. При зарядке емкости постоянным током величина последнего находится из очевидного соотношения

$$I_{\infty} = \frac{C^* u_C}{t_n}, \quad (325)$$

где u_C — напряжение, до которого заряжается емкость за время t_n . Так как на самом деле и измерительный конденсатор и прибор, измеряющий напряжение на его обкладках, имеют утечки, то написанная формула справедлива только в том случае, если время t_n значительно меньше постоянной времени $\tau_0 = C^* R$, где R — величина сопротивления всех утечек.

При измерении напряжения u_C с помощью лампового электрометра емкость C^* включается между сеткой и катодом лампы и часто используется режим свободной сетки, т. е. на сетку лампы не подается смещения от внешнего источника (рис. 305). В качестве емкости C^* может быть использована входная емкость схемы и емкость самого прибора, в котором измеряется ток или количество электричества (например, ионизационная камера).

Минимальная величина тока, который может быть измерен с помощью такой схемы, определяется так же, как и в случае измерения слабого тока по падению напряжения на сопротивлении, флюктуационными помехами и дрейфом нулевого отсчета (разумеется, при условии, что помехи, связанные с действием переменных электромагнитных полей, механических вибраций, плохих контактов и т. д., устранены).

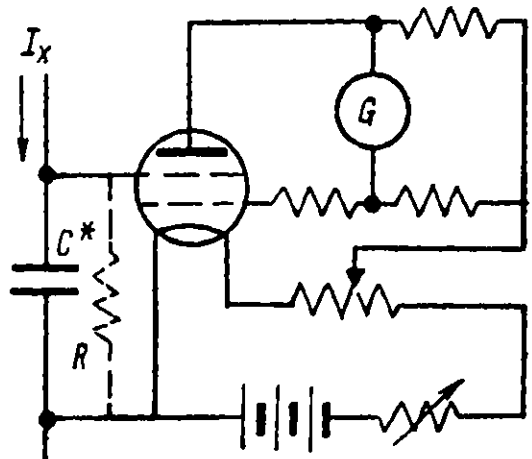


Рис. 305. Схема лампового электрометра со свободной сеткой.

Так как сопротивление утечек обычно бывает очень велико, то флюктуационное напряжение практически обусловлено только непостоянством величины сеточного тока лампы и может быть оценено выражением

$$\sqrt{u_{ш}^2} = \sqrt{\frac{eI_g}{2} \frac{R}{C^*}}.$$

Если лампа работает в таком режиме, что величины ионной и электронной компонент сеточного тока соизмеримы (в случае работы со свободной сеткой $i_{g(+)} = i_{g(-)}$), то под величиной тока I_g в написанном выражении следует понимать сумму абсолютных величин этих токов.

Принимая во внимание выражение (325), получим:

$$\frac{u_c}{\sqrt{u_{ш}^2}} = \frac{I_x t_n}{\sqrt{\frac{eI_g}{2} RC^*}}.$$

Полагая попрежнему, что флюктуационное напряжение совершенно не мешает измерениям, если величина $\frac{u_c}{\sqrt{u_{ш}^2}}$ порядка ста, получим, что минимальный ток, который может быть измерен по зарядке емкости в течение времени t_n :

$$I_{x \min} = \frac{100}{t_n} \sqrt{\frac{eI_g}{2} RC^*}. \quad (326)$$

Пользуясь этим выражением, найдем, что если, например, $C^* = 20 \text{ пф}$, $R = 10^{14} \text{ ом}$ (сопротивление утечек по стеклу лампы) и в режиме свободной сетки электронная и ионная компоненты сеточного тока электрометрической лампы $I_{g(+)} = I_{g(-)} = 10^{-13} \text{ а}$, то при $t_n = 100 \text{ сек.}$ (легко видеть, что $\tau_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ сек.}$), можно измерить ток порядка $4 \cdot 10^{-16} \text{ а}$. Если уменьшить величину емкости C^* и удовлетво-

ряться для измерений значением отношения $\frac{u_c}{\sqrt{u_{ш}^2}}$ равным десяти (вместо ста), то можно измерить ток порядка 10^{-16} а .

Повидимому, использование лампы в режиме работы со свободной сеткой является в данном случае удачным. Действительно, для того чтобы перейти к работе в области плато характеристики сеточного тока, в схему нужно ввести источник сеточного смещения и сопротивления R_g . Если, например, при $i_g = 0$, величина тока $I_{g(+)} + I_{g(-)}$ порядка $2 \cdot 10^{-13} \text{ а}$, а величина сеточного тока, соответствующего плато характеристики, $\sim 10^{-14} \text{ а}$ и, наконец, R_g выбрано равным 10^{12} ом , то величина под корнем в выражении (326) уменьшится в 10^8 раз. Но при этом время измерений надо ограничить величиной t_n меньшей $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{12} = 20 \text{ сек.}$ Если взять $t_n = 1 \text{ сек.}$, то значение $I_{x \min}$ при этих условиях окажется примерно в три раза более высоким, чем при работе со свободной сеткой.

Выражение (326) можно переписать в виде:

$$q_{x \min} = 100 \sqrt{\frac{eI_g}{2} RC^*}. \quad (327)$$

Здесь $q_{x \min}$ — минимальный заряд, который можно обнаружить по зарядке емкости с помощью лампового электрометра, если время зарядки емкости C^* много меньше τ_0 (в противном случае заряд частично успеет стечь), причем, как и прежде, принято, что флюктуационное напряжение не должно превосходить одного процента от измеряемого.

Это выражение позволяет оценить минимальную величину заряда, который можно измерить при тех или иных параметрах схемы (но при условии, что параметры таковы, что термический шум сопротивления, включенного на входе схемы, можно не принимать во внимание [см. выражение (183)]).

Практически измерение слабого тока по зарядке емкости кропотливо и осложняется ионизацией газа между обкладками конденсатора космическими лучами, а также мешающим измерениям медленным изменением величины контактной разности потенциалов между пластинами при их окислении. Последнее вызывает дополнительный дрейф нулевого отсчета прибора. Поэтому измерительный конденсатор изготавливается с большими предосторожностями и обычно помещается в вакуум.

§ 3. МНОГОКАСКАДНЫЕ ЛАМПОВЫЕ ЭЛЕКТРОМЕТРЫ

1. Ламповые электрометры с мостовыми схемами на входе. Для измерения крайне слабых токов с помощью однокаскадных ламповых электрометров необходим чувствительный зеркальный гальванометр, установленный на неподвижной консоли. Для того чтобы перейти к более грубому прибору и таким образом облегчить измерения и получить возможность без особого труда переносить прибор с места на место, необходимо ввести в схему дополнительные усилительные каскады. Эти каскады образуют усилитель постоянного тока, сетка первой лампы которого соединена с анодом электрометрической лампы входного каскада (рис. 306). Минимальная величина тока или заряда, который может быть измерен с помощью такой многокаскадной схемы, ограничивается, как и в случае однокаскадной схемы, величиной флюктуационных помех и нестабильностью нулевого отсчета (при выполнении всех предосторожностей при постройке схемы, о которых говорилось выше). Основную роль в нестабильности нулевого отсчета играет непостоянство напряжения на аноде входной лампы при неизменном потенциале ее сетки.

При постройке однокаскадной балансной электрометрической схемы находится режим, при котором значение разности потенциалов между анодом лампы и некоторой точкой в цепи защитной сетки не

зависит от величины напряжения питания. При постройке многокаскадного электрометра по схеме, приведенной на рис. 306, необходимо найти условия, при которых потенциал анода входной лампы, отсчитанный от отрицательного полюса источника ее питания не зависит от напряжения последнего. Эти условия находятся путем составления уравнений Кирхгофа для цепей балансного каскада и приравнивания нулю производной du_a/dE_B . Для того чтобы воспользоваться найденными таким образом выражениями для аналитического расчета схемы, необходимо знать не только параметры используемой лампы,

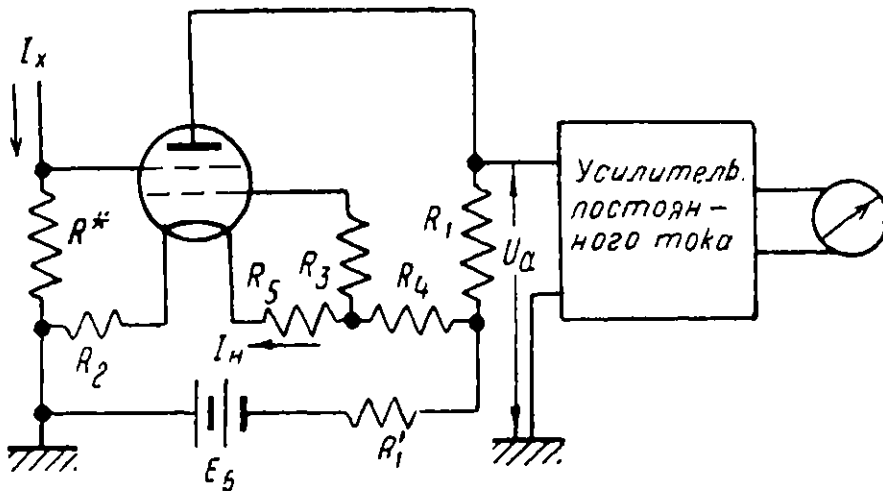


Рис. 306. Схема многокаскадного лампового электрометра с мостовой схемой на входе.

но также и то, каким образом эти параметры зависят от напряжений на ее электродах. Так как обычно это не бывает известно, то подобного рода расчет практически невозможен. Ценность анализа схемы сводится к выяснению, в каких границах изменения параметров схемы возможен режим, при котором выполняется условие $\frac{du_a}{dE_B} = 0$.

Практически наиболее удачные параметры схемы находятся экспериментально, подобно тому, как это делается для однокаскадного мостового однолампового электрометра. Именно, при условии $I_x = 0$ варьируют величину тока I_H (для этого в катодную цепь лампы вводится переменное сопротивление — R' на рис. 306) и следят за показаниями выходного прибора. Зависимость $I_r = f(I_H)$, вообще говоря, немонотонна и ее график имеет плоский минимум. Значение тока I_H , соответствующее этому минимуму, отвечает режиму схемы, при котором наблюдается наименьший дрейф нулевого отсчета, обусловленный изменением величины напряжения E_B при работе схемы.

Анализ и экспериментальное обследование работы схемы показывают, что минимум кривой $I_r = f(I_H)$ тем более пологий и, следовательно, дрейф нулевого отсчета тем меньше, чем меньше сопротивление в цепи защитной сетки и сопротивления в цепи накала

(R_3 и $R_4 + R_5$ на рис. 306). Вместе с тем величина последних сопротивлений не должна быть меньше некоторого минимального значения, так как в противном случае режим, при котором $\frac{du_a}{dE_B} = 0$, оказывается неосуществимым. В качестве примера приведем значения параметров схемы, построенной на лампе FP-54, при которых дрейф нулевого отсчета минимален [51]: $R_1 = 80$ ком, $R_B = 0$, $R_4 = 53$ ом, $R_5 = 17$ ом и $R_2 = 35$ ом.

Не приводя полных схем многокаскадных электрометров с балансной схемой на входе [52], отметим, что они, как правило, работают недостаточно стабильно, что связано со специфическими особенностями усилителя постоянного тока. Поэтому большей частью в такие схемы добавляются цепи отрицательной обратной связи. При этом в ряде случаев переходят от мостовой схемы входного каскада к более простой схеме обычного усилительного каскада.

2. Ламповые электрометры с отрицательной обратной связью. Как было выяснено в § 7 третьей главы, применение в схеме усилителя отрицательной обратной связи повышает стабильность его работы. Коэффициент усиления схемы с отрицательной обратной связью (см. 188)

$$k_f = \frac{k}{1 + k\beta}, \quad (328)$$

где k — коэффициент усиления схемы при включенной обратной связи, а β — коэффициент отрицательной обратной связи.

Если $k\beta \gg 1$, то

$$k_f = \frac{1}{\beta}.$$

На этот результат мы уже обращали внимание, когда рассматривали стабильность схем с обратной связью. Написанное выражение показывает, что при соответствующем выборе величин k и β усиление практически не зависит ни от параметров ламп, ни от параметров схемы и числа каскадов, а только от коэффициента обратной связи. Величина последнего определяется цепью обратной связи, в которую могут не входить ни лампы, ни источники питания. Этим обстоятельством можно воспользоваться для постройки измерительной схемы с большой стабильностью.

Посмотрим, каковы свойства схемы, у которой $k \gg 1$ и $\beta = 1$, т. е. все напряжение с выхода подается на вход с обратной полярностью (такая схема изображена на рис. 307). Коэффициент усиления этой схемы

$$k_f = \frac{U_2}{U_1} = 1, \quad (329)$$

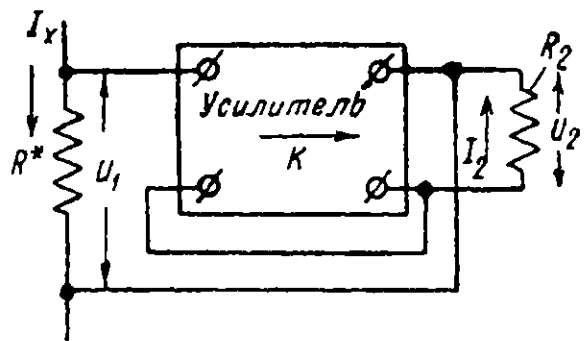


Рис. 307. Блок-схема измерительного усилителя со стопроцентной отрицательной обратной связью.

т. е. величина напряжения на выходе равна величине усиливаемого сигнала. Так как $U_1 = I_x R^*$, а $U_2 = I_2 R_2$, где R_2 — сопротивление, включенное между выходными клеммами схемы, а I_2 — протекающий через это сопротивление выходной ток схемы, то коэффициент усиления тока рассматриваемого устройства

$$k_{if} = \frac{I_2}{I_x} = \frac{R^*}{R_2}. \quad (330)$$

Следовательно, пользуясь усилителем с полной передачей выходного напряжения с обратной полярностью на вход (сто процентная отрицательная обратная связь), можно вместо измерения слабого тока, протекающего по большому сопротивлению на его входе, измерять значительно больший ток на его выходе. С тем же успехом можно воспользоваться измерением напряжения на выходе схемы, а не измерением тока I_2 . При этом выходное напряжение не превосходит падения напряжения на сопротивлении R^* при протекании через него тока I_x . Но в то время, как непосредственное измерение величины напряжения U_1 требует вольтметра с внутренним сопротивлением, во много раз большим величины сопротивления R^* , величина напряжения U_2 может быть измерена сравнительно низкоомным прибором, так как последний включается параллельно небольшому сопротивлению R_2 .

Таким образом, представляется возможным построить стабильную многокаскадную схему, которая позволяет, пользуясь сравнительно грубым стрелочным прибором, скажем, микроамперметром или милливольтметром, измерить падение напряжения на высокоомном сопротивлении R^* , или, что то же самое, измерить малый ток, протекающий через последнее.

Написанные выше выражения для k_f и k_{if} являются приближенными. Действительно, полагая $\beta = 1$, на основании (328) напишем:

$$k_f = 1 - \frac{1}{k} \quad (331)$$

и

$$k_{if} = \frac{R^*}{R_2} \left(1 - \frac{1}{k} \right). \quad (332)$$

Легко видеть, что если, например, $k = 500$ (при желании, усиление схемы при выключенной цепи обратной связи может быть сделано много большим этой величины), то значения k_f и k_{if} , определяемые выражениями (329) и (330), отличаются от значений, вычисленных по (331) и (332), на 0,2%, а изменение по каким-либо причинам величины k , например на 10% (т. е. весьма заметное изменение), приводит к изменению k_f и k_{if} всего лишь на четыре стотысячных их значений, т. е. лежит за пределами точности измерений. Поэтому в большинстве случаев можно пользоваться приближенными выражениями (329) и (330) и считать, что значения k_f и k_{if} не зависят от

параметров ламп и режима схемы в пределах их возможных неконтролируемых изменений. В частности, если напряжение на клеммах сопротивления R^* поддерживается неизменным, то и напряжение на выходе (или ток, протекающий по сопротивлению R^*) будет также оставаться постоянным. Это, очевидно, соответствует тому, что в схеме отсутствует (или очень мал) дрейф нулевого отсчета за счет разрядки батарей, изменения температуры или непостоянства характеристик ламп.

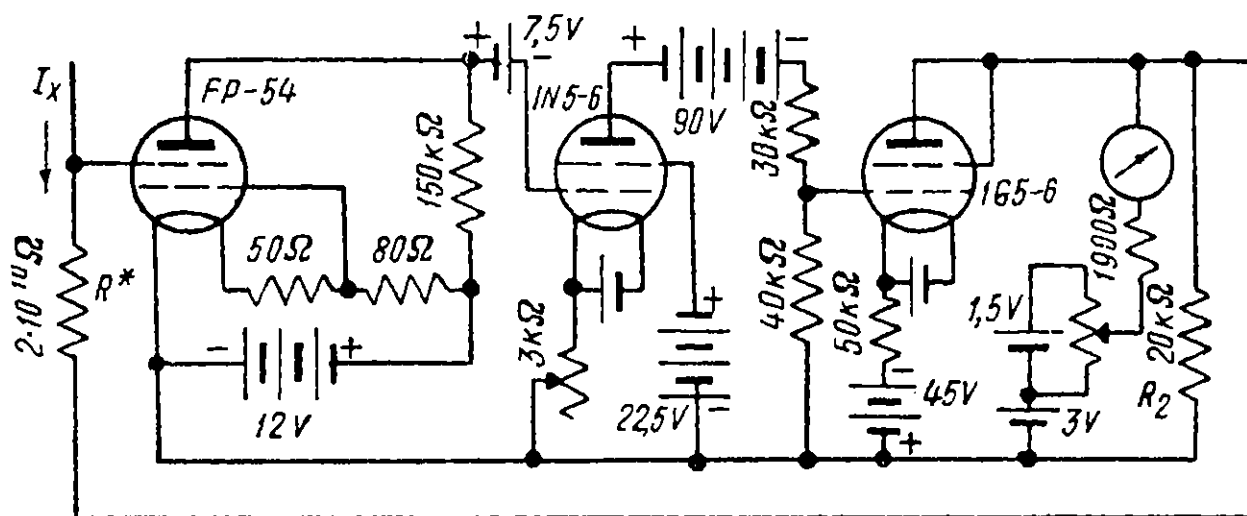


Рис. 308. Схема многокаскадного лампового электрометра со стопроцентной отрицательной обратной связью. На входе схемы включен электрометрический тетрод.

Прежде чем говорить о других положительных качествах измерительных установок с отрицательной обратной связью, приведем пример схемы, в которой такой усилитель используется для измерения тока порядка 10^{-14} а при сопротивлении $R^* = 2 \cdot 10^{10}$ ом (рис. 308).¹ В этой схеме, разработанной для постройки звездного фотометра [53], в качестве первой лампы используется электрометрическая лампа FP-54. При выборе параметров анодной и сеточной цепи этой лампы нет необходимости принимать во внимание условия минимума дрейфа нулевого отсчета. Усиление напряжения двух следующих каскадов при выключенной цепи отрицательной обратной связи около 1500. Выходное напряжение целиком подается на вход, так как сопротивление R_2 включено последовательно с сопротивлением R^* между управляющей сеткой и катодом первой лампы. При отсутствии измеряемого тока режим схемы устанавливается таким, что на сопротивлении R_2 падает напряжение, равное четырем вольтам. Это напряжение служит исходным сеточным смещением для первой лампы. Для

¹ В оригинальной схеме вместо сопротивления $R = 40$ ком в анодной цепи второй лампы используется сопротивление анод — катод еще одной дополнительной лампы. Кроме того, схема содержит RC-цепь для предотвращения возможности самовозбуждения.

того чтобы при $I_x = 0$ установить выходной прибор на нуль, служит специальная компенсационная цепь. При цене деления прибора $0,2 \text{ мВ}$ протекание через сопротивление $R^* = 2 \cdot 10^{10} \text{ ом}$ тока $I_x = 10^{-14} \text{ а}$ вызывает отклонение его стрелки на одно деление. Дрейф нулевого отсчета практически не замечался вовсе при работе в течение нескольких часов.

Другая схема такого же типа приведена на рис. 309, причем в отличие от схемы на рис. 308, в качестве первой лампы исполь-

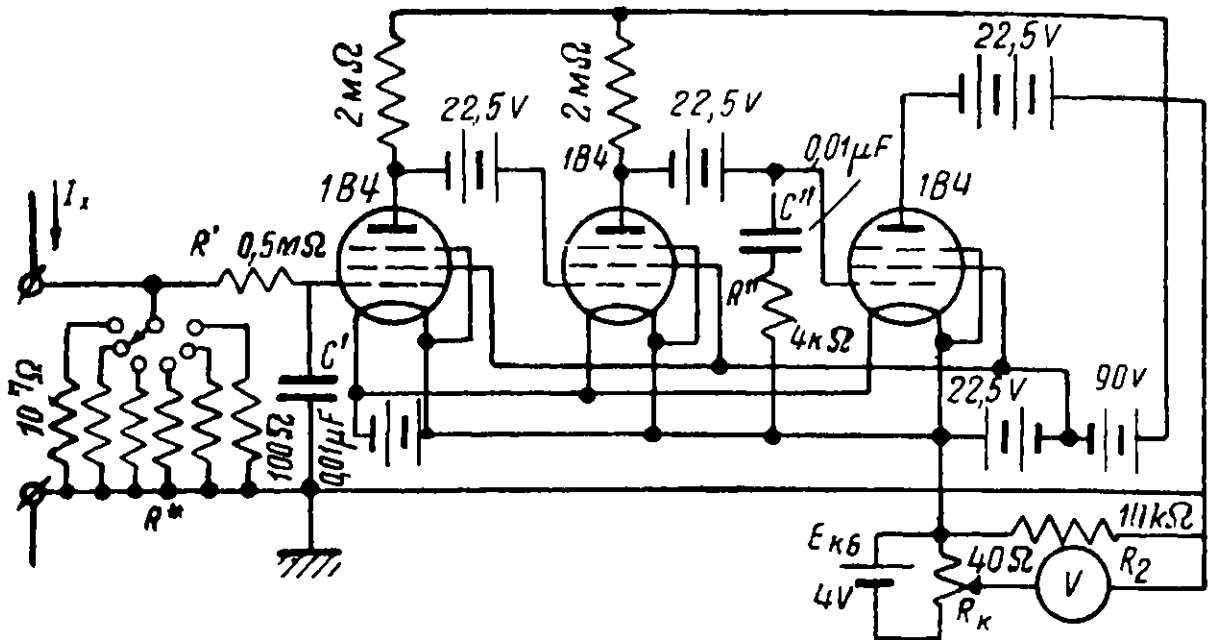


Рис. 309. Схема многокаскадного прибора для измерения слабого тока со стопроцентной отрицательной обратной связью, построенная на усилительных пентодах.

зован обычный усилительный пентод [64]. Так же, как и в схеме, приведенной выше, изменения потенциала сетки первой лампы при протекании по сопротивлению R^* измеряемого тока I_x слагаются из двух частей: во-первых, из падения напряжения на сопротивлении R^* и, во-вторых, из падения напряжения на сопротивлении R_2 , по которому протекает анодный ток последней лампы, меняющий свою величину в результате появления тока I_x . Это соответствует передаче всего напряжения с выхода схемы на ее вход, причем, как нетрудно заметить, полярность переданного на вход напряжения обратна полярности напряжения на клеммах сопротивления R^* . Величина напряжения на концах сопротивления R_2 определяется по показаниям вольтметра, снабженного компенсационной цепью. Для того чтобы с помощью устройства можно было бы измерять как относительно малые, так и сравнительно большие токи, на выходе включается то или иное сопротивление. В описываемой схеме величина сопротивления R^* могла изменяться в пределах от 10^7 до 100 ом . Вся шкала вольтметра соответствовала $0,1 \text{ в}$. При этом отклонение стрелки на 10 делений отвечает протеканию через сопротивление $R^* = 10^7 \text{ ом}$ тока,

равного 10^{-9} а. Несмотря на то, что такие токи легко могут быть измерены с помощью зеркального гальванометра, исключительная стабильность схемы и простота работы с ней делают ее во многих случаях предпочтительной. Подробного описания своей работы схема не требует. Заметим только, что сопротивления R' и R'' и конденсаторы C' и C'' введены для предотвращения возможности самовозбуждения.

Очень ценным свойством отрицательной обратной связи является понижение постоянной времени входа схемы. Для того чтобы убедиться в том, что это имеет место, рассмотрим, как нарастает напряжение на входе схемы при внезапном включении постоянного тока I_x . На рис. 310 изображен усилитель со стопроцентной отрицательной обратной связью и эквивалентная схема его входа.

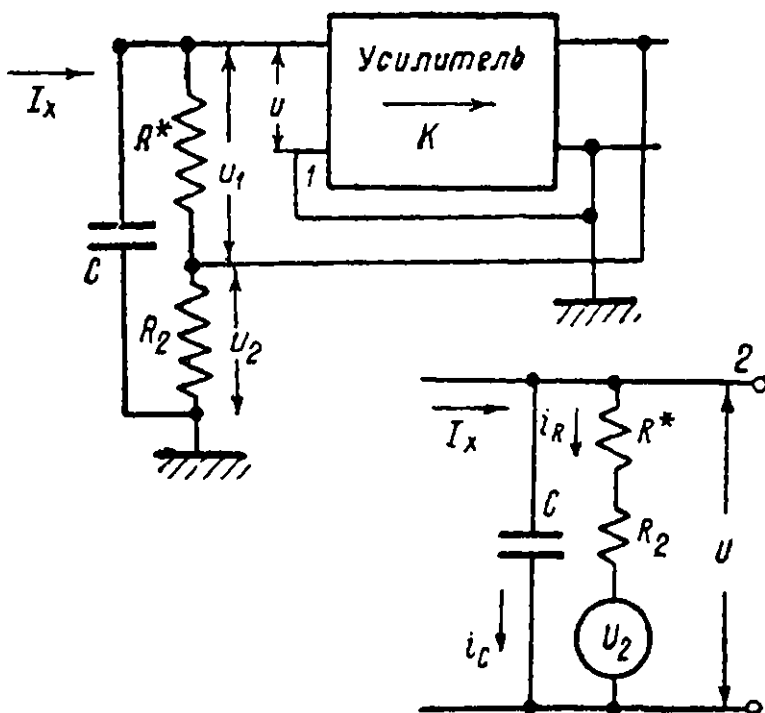


Рис. 310. Усилитель со стопроцентной отрицательной обратной связью и эквивалентная схема его входа.

входа (предполагается, что усилитель построен так, что полярность напряжения u_2 обратна полярности напряжения u_1). Емкость C представляет собой сумму распределенной емкости схемы и входной емкости лампы. Составляя уравнения Кирхгофа для эквивалентной схемы и принимая во внимание, что $U_2 = -kU$ и величина сопротивления R_2 обычно много меньше величины R^* , получим:

$$\frac{di_k}{dt} + \frac{k}{R^*C} i_k = \frac{k \cdot I_x}{R^*C}.$$

Интегрируя это уравнение и полагая, что постоянный по величине ток I_x включается в момент $t=0$, найдем:

$$u = R^* i_k = R^* I_x (1 - e^{-\frac{k}{R^*C} t}).$$

Отсюда видно, что постоянная времени экспоненциального нарастания напряжения на входе схемы:

$$\tau_{of} = \frac{R^*C}{k}. \tag{333}$$

Так как при тех же параметрах входа, но при отсутствии отрицательной обратной связи, постоянная времени была бы $\tau_0 = R \cdot C$, то заключаем, что введение отрицательной обратной связи привело к понижению величины τ_0 в k раз. Это соответствует тому, что при своем нарастании напряжение u стремится не к величине $u = u_1$, как это имеет место при отсутствии отрицательной обратной связи, а к величине приблизительно равной u_1/k .

Выше неоднократно подчеркивалось, что большая постоянная времени входа электрометра при стабильности нулевого отсчета

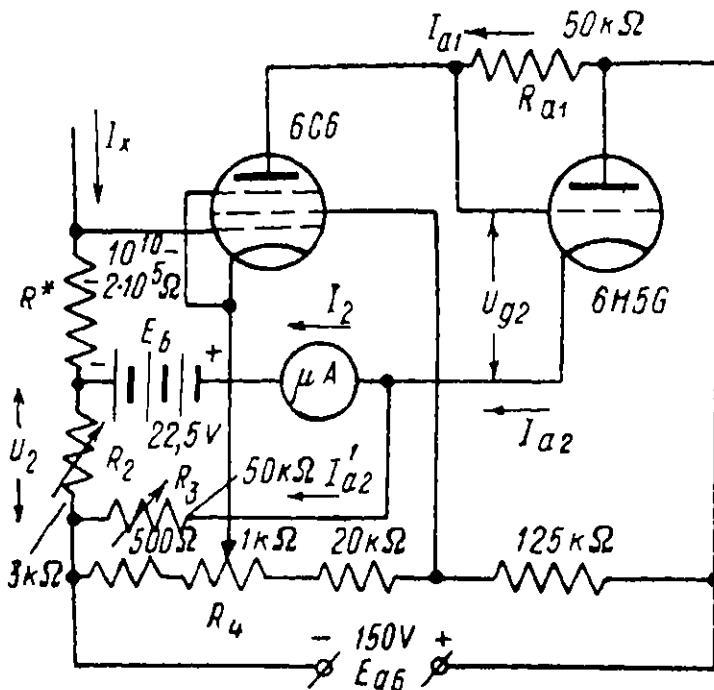


Рис. 311. Двухламповая схема измерительного усилителя со стопроцентной отрицательной обратной связью.

строится всего на двух лампах и очень просты. Пример [56] схемы такого типа приведен на рис. 311. Анодный ток второй лампы делится на две части, причем одна его часть протекает через сопротивление R_3 , а вторая — через цепь, состоящую из микроамперметра, батареи E_B и сопротивления R_2 . Параметры схемы выбраны таким образом, что при $I_x = 0$ ток, текущий через микроамперметр, равен нулю (т. е. $I'_{a2} R_3 = E_{кв}$). При этом ток I'_{a2} создает на сопротивлении R_3 такое падение напряжения (равное E_B), что потенциал сетки второй лампы ниже потенциала ее катода на величину U_{g02} (т. е. напряжение E_B превосходит значение $E_{a6} - I_{a1} R_{a1}$ на величину U_{g0}). Поэтому, несмотря на то, что анод первой лампы непосредственно соединен с сеткой второй, через последнюю протекает небольшой анодный ток. Этот режим схемы устанавливается с помощью потенциометра R_4 . Перед измерениями (при $I_x = 0$), изменяя положение

ограничивает со стороны его малых значений величину тока, который может быть измерен за известный промежуток времени. Поэтому уменьшение постоянной времени представляет собой очень ценное свойство отрицательной обратной связи. Применяя ее, можно надеяться построить схему, обладающую большой стабильностью и позволяющую быстро измерять слабый ток с помощью относительно грубого стрелочного прибора.

В настоящее время предложено много различных вариантов измерительных схем с отрицательной обратной связью. Некоторые из них

движка потенциометра R_4 , устанавливают микроамперметр на нуль. Это означает, что написанные выше соотношения выполняются и схема находится в исходном режиме.

При протекании тока I_x на сопротивлении R_2 появляется напряжение $u_2 \approx R_2(I^* - I_2) \approx -R_2 I_2$, и стрелка прибора отклоняется от своего начального положения. Легко показать, что ток, регистрируемый прибором:

$$I_2 \approx \frac{R^*}{R_2} I_x.$$

Эта схема обладает всеми положительными свойствами схем со стопроцентной отрицательной обратной связью, о которых шла речь выше. Правда, коэффициент усиления двухламповой схемы не может быть столь же большим, как трехламповой, и поэтому ее стабильность меньше, чем, например, схемы, построенной по типу приведенной на рис. 309. Тем не менее вследствие своей простоты и удобства в обращении двухламповые схемы (с теми или иными изменениями) довольно часто кладутся в основу построения измерительных установок. В частности, такие схемы бывают удобны для работы с ионизационной камерой при измерении суммарного тока, протекающего в цепи ее коллектора. На рис. 312 приведена схема [66], построенная на пентоде 6Ж7Б и триоде 6С2Б (6Ж5), с указанием ее параметров и напряжений в разных точках при $I_x = 0$. Нетрудно убедиться, что эта схема подобна схеме, изображенной на рис. 311.

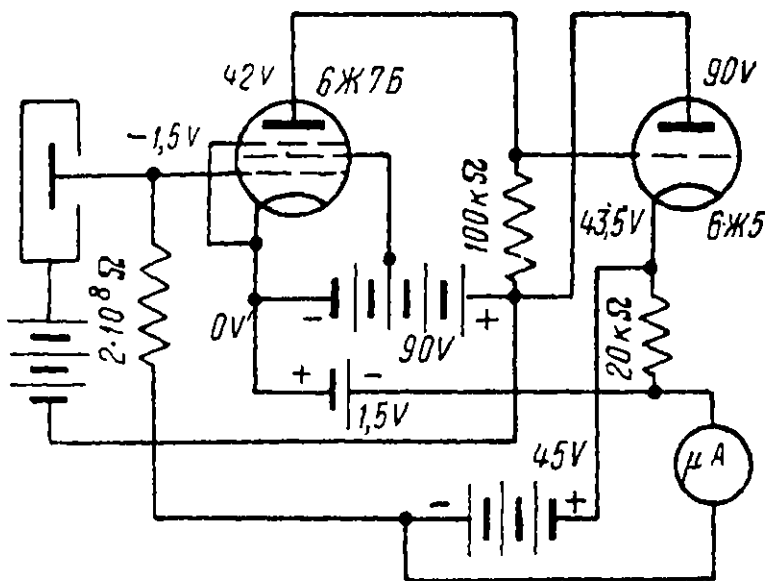


Рис. 312. Схема двухкаскадного измерительного усилителя со стопроцентной отрицательной обратной связью.

3. Нулевой метод сравнения двух слабых токов. При работе с масс-спектрометрами, когда нужно определить отношение содержания двух изотопов какого-либо элемента в пробе, встречается задача сравнения величин двух слабых токов.

При обычном методе работы, т. е. при снятии массового спектра и сравнении затем величин ионных токов, соответствующих обоим изотопам, неизбежны ошибки, связанные с нестабильностью ионного источника. Последняя приводит к тому, что за время перехода от определения величины одного тока, соответствующего первому изо-

При обычном методе работы, т. е. при снятии массового спектра и сравнении затем величин ионных токов, соответствующих обоим изотопам, неизбежны ошибки, связанные с нестабильностью ионного источника. Последняя приводит к тому, что за время перехода от определения величины одного тока, соответствующего первому изо-

топу, к определению величины другого, соответствующего второму изотопу, первый ток успевает измениться. Поэтому в случаях, когда необходима большая точность измерений и дрейф ионного источника или флюктуационные колебания величины даваемого им ионного тока оказываются заметными, лучше всего попытаться построить схему регистрации токов таким образом, чтобы измерять их одновременно. Наконец, если абсолютные значения токов при этом не представляют

никакого интереса, то удобнее всего прибегнуть к методу сравнения этих токов, компенсируя одним из них то отклонение на шкале регистрирующего прибора, которое дает другой ток.

Практически такой метод нашел себе применение при исследовании изотопов никеля и некоторых других элементов.

Принципиальная схема построения установки для сравнения ионных токов двух изотопов нулевым методом, применявшаяся в одной из работ [57], приведена на рис. 313. Масс-спектрометр имел два коллектора (K_I и K_{II}), расположенных в приборе так, что при одном и том же ускоряющем на-

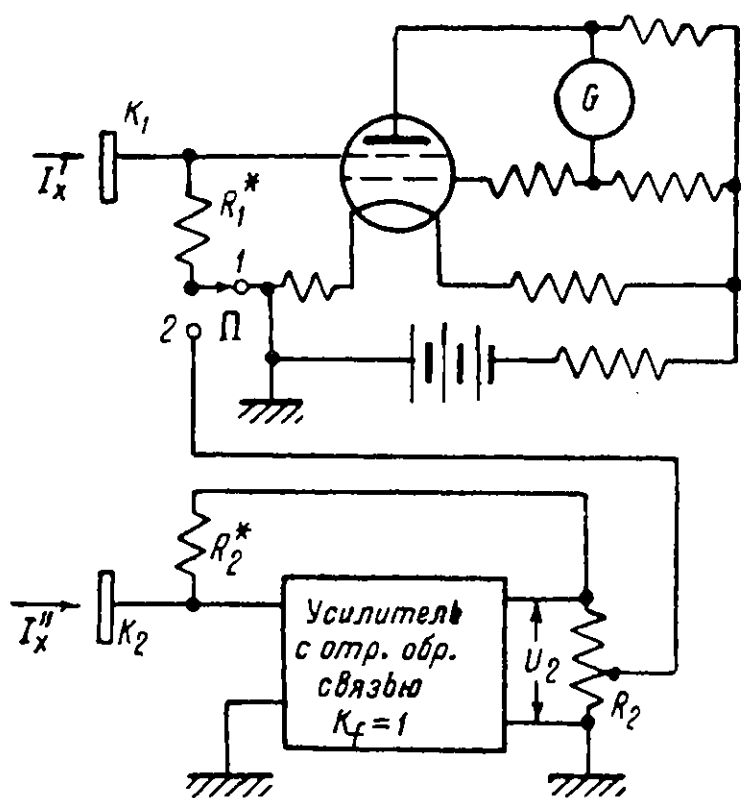


Рис. 313. Построение схемы для сравнения двух слабых постоянных токов.

пряжении и магнитном поле ионы одного изотопа попадали на один коллектор, а ионы второго — на другой. Каждый из этих токов мог быть измерен с помощью отдельной измерительной схемы. Первый, более слабый, ток измерялся ламповым электрометром, собранным на электрометрической лампе FP-54 (при этом переключатель Π ставится в положение 1). Второй ток, соответствующий изотопу, которым более богата проба, измерялся с помощью электрометрической схемы, представляющей собой усилитель со стопроцентной отрицательной обратной связью, причем в роли первой лампы использовался пентод-жолудь 959.

Если переключатель Π поставлен в положение 2, то последовательно с сопротивлением R_1^* оказывается включенной часть сопротивления R_2 . Так как величина сопротивления R_2 на несколько порядков меньше величины сопротивления R_1^* , то введение этого дополнительного сопротивления в сеточную цепь лампы мостового электрометра

не влияет на режим его работы и на величину напряжения, создаваемого на его входе током I'_x . Но на сопротивлении R_2 выделяется напряжение, пропорциональное ионному току I''_x . Поэтому теперь на входе мостового электрометра действует сумма двух напряжений — одного, пропорционального величине ионного тока I'_x , и другого,

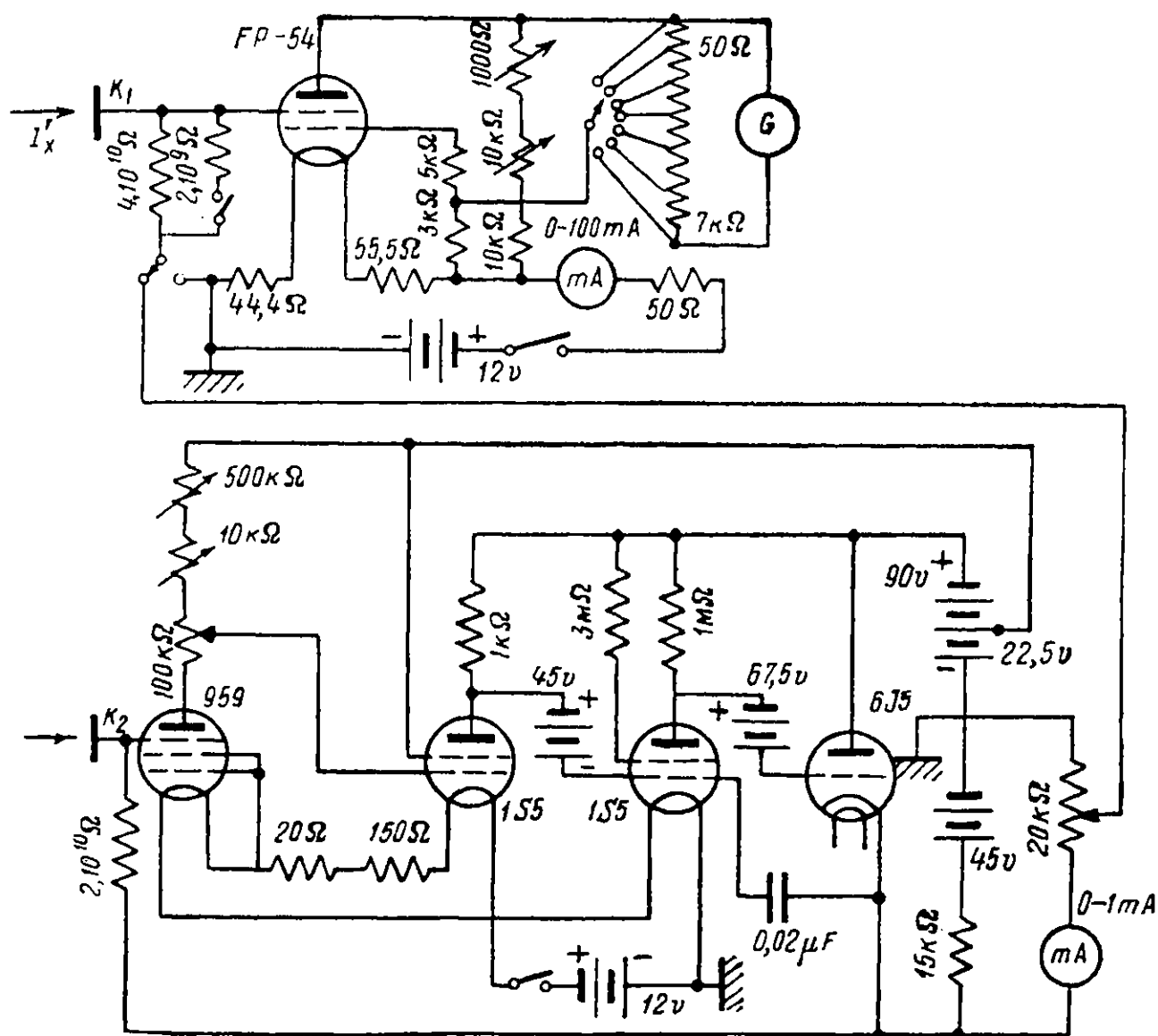


Рис. 314. Полная схема сравнения двух слабых постоянных токов.

пропорционального величине ионного тока I''_x . При этом, как легко видеть, полярности этих напряжений обратны. Поэтому, если $u_2 = I''_x R_2^* > I'_x R_1^*$, то, перемещая движок реостата R_2 , можно найти такое его положение, при котором показания гальванометра, включенного в схему мостового электрометра, будут нулевыми.

Для этого должно быть выполнено условие

$$I'_x R_1^* = p U_2 \approx p I''_x R_2^*$$

или

$$\frac{I'_x}{I''_x} = p \frac{R_2^*}{R_1^*},$$

где p — дробное число, показывающее, с какой части реостата R_2 снимается напряжение при нулевом отсчете прибора. Очевидно, что положение движка R_2 , соответствующее компенсации, не зависит от вариаций в работе ионного источника масс-спектрометра, если значения обоих токов I'_x и I''_x меняются при этом в равное число раз. Поэтому реостат R_2 может быть снабжен указателем, связанным с движком и шкалой, проградуированной прямо в величинах, дающих отношение ионных токов обоих изотопов.

Полная схема описываемого прибора приведена на рис. 314. Чувствительность мостовой электрометрической схемы, собранной на лампе ФР-54, была такова, что с ее помощью можно было обнаруживать ток величиной порядка 10^{-14} а. Чувствительность второго плеча, в котором используется жолудь 959 — несколько меньше.

Установка была рассчитана на определение количества малых примесей одного изотопа в другом. Она позволяла быстро производить определение относительного содержания изотопов в пробе с точностью до нескольких десятых процента. Схема может быть использована и в случае, если содержание обоих изотопов в пробе приблизительно одинаково.

4. Ламповые электрометры с динамической емкостью. Задача стабилизации нулевого отсчета прибора на выходе многокаскадного лампового электрометра может быть решена не только путем введения отрицательной обратной связи в усилитель постоянного тока, но и путем перехода к усилению переменного тока. Возможность этого вытекает из того, что, как известно, на показания прибора, включенного на выход усилителя переменного тока (или напряжения), практически не влияют ни медленные изменения напряжения источников питания, ни медленные изменения характеристик ламп. Коэффициент усиления схемы также остается практически постоянным, если эти изменения невелики. Кроме того, усилитель переменного тока гораздо более прост в регулировке и работе.

Для того чтобы воспользоваться усилителем переменного тока для измерения слабого постоянного тока, последний должен быть тем или иным способом преобразован в переменное напряжение, действующее на входе схемы. При усилении фототока это может быть сделано, например, путем периодического прерывания пучка света, падающего на фотокатод. При работе с термостолбиками и некоторыми другими приборами применяют механическое прерывание протекающего в цепи тока. Наконец, для измерения малых количеств электричества и крайне слабых постоянных токов, были предложены специальные устройства, названные электрометрами

с динамической емкостью. Здесь мы остановимся только на принципе действия таких электрометров.

Если периодически изменять величину емкости C^* , которой сообщен заряд q_x , то на ее обкладках появляется переменное напряжение. Амплитуда этого напряжения — функция величины заряда q_x средней величины емкости C^* и величины изменения этой емкости ΔC^* . Если величины C^* и ΔC^* неизменны, то амплитуда возбуждаемого переменного напряжения на емкости — однозначная функция величины заряда q_x . Это напряжение может быть усилено и измерено. Таким образом, представляется возможным определить величину заряда (или величину постоянного тока, протекающего в цепи), предварительно преобразовав его в переменное напряжение с помощью цепи, содержащей переменный конденсатор.

Необходимость во время измерений поддерживать строго неизменными величины C^* и ΔC^* усложняет работу устройства, а неконтролируемое изменение емкости приводит к существенным погрешностям. Поэтому были построены схемы, в которых амплитуда переменного напряжения на клеммах изменяющейся по величине емкости не зависит ни от абсолютного значения последней, ни от пределов, в которых она изменяется. Принцип построения таких схем иллюстрирует рис. 315. Если напряжение U_0 равно нулю и системе, состоящей из двух емкостей C_0 и C^* , сообщен заряд q_x , то емкость C^* получает заряд

$$q'_x = \frac{q_x C^*}{C^* + C_0}.$$

При периодическом изменении величины емкости C^* индикатор на выходе усилителя переменного напряжения зарегистрирует некоторый сигнал. Если теперь в схему ввести дополнительное напряжение U_0 , то емкость C^* получит дополнительный заряд:

$$q''_x = \frac{U_0 C^* C_0}{C^* + C_0}.$$

Выбором правильной полярности и величины напряжения U_0 второй заряд может быть сделан численно равным и обратным по знаку первому. При этом, очевидно, показания индикатора на выходе усилителя вернутся к нулю. Следовательно, условие нулевого отсчета

$$\frac{q_x C^*}{C^* + C_0} = - \frac{U_0 C^* C_0}{C^* + C_0}$$

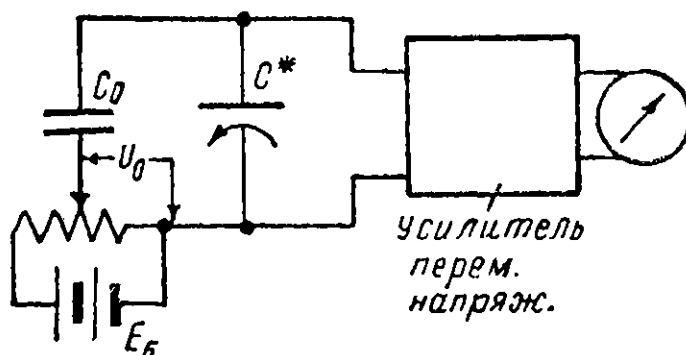


Рис. 315. К пояснению принципа работы электрометров с динамической емкостью.

или

$$U_0 = -\frac{q_x}{C_0}.$$

Отсюда видно, что, измеряя напряжение U_0 , соответствующее компенсации действия заряда q_x , можно определить величину последнего, причем на величину измеряемого напряжения никак не влияет непостоянство среднего значения емкости C^* или пределов ее изменения.

Применяя усилитель с отрицательной обратной связью, удастся построить установку, в которой компенсация делается автоматически, и одновременно легко изменяется величина компенсирующего напряжения. Работу такого устройства поясняет рис. 316. Положим, что

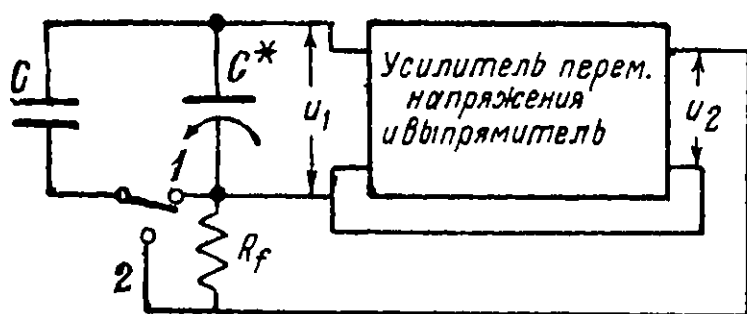


Рис. 316. Построение схемы лампового электрометра с динамической емкостью, в котором используется усилитель с отрицательной обратной связью.

сначала переключатель находится в положении 1 и системе из емкостей C_0 и C^* сообщен заряд q_x . Периодическое изменение величины емкости C^* , в которой запасен заряд q'_x , приводит к появлению на ее клеммах переменного напряжения с амплитудой U_{m1} . Это напряжение усиливается, выпрямляется в специальном каскаде,

введенном в схему, и на сопротивлении R_f появляется постоянное напряжение U_2 .

Положим теперь, что переключатель переведен в положение 2. Тогда напряжение U_2 вызовет дополнительную зарядку емкости C^* , и полный заряд динамического конденсатора будет

$$q_{C^*} = q' + q'' = \frac{q_x C^*}{C^* + C_0} + \frac{U_2 C^* C_0}{C^* + C_0}.$$

В стационарном состоянии напряжение U_2 может быть записано в виде $U_2 = -kU_{C^*} = -k \frac{q_{C^*}}{C^*}$. Комбинируя два последних выражения, получаем:

$$U_2 = -\frac{k}{k+1} \frac{q_x}{C_0 + \frac{C^*}{1+k}}.$$

Обычно $C^* \approx C_0$, а $k \gg 1$, и с достаточной степенью точности можно считать, что

$$U_2 = -\frac{q_x}{C_0}.$$

Таким образом, применяя усилитель переменного напряжения с каскадом выпрямления усиленного напряжения и подавая это напряжение на вход схемы, можно автоматически выполнить условие компенсации действия заряда q_x и, измеряя напряжение U_2 , определить величину этого заряда.

Схемы и конструкции приборов, построенных по описанному принципу, сложны и здесь мы их приводить не будем. Отметим только, что изготовление динамического конденсатора очень сложно. Чаще всего он выполняется в виде одной неподвижной и второй вибрирующей пластинки, причем колебания последней возбуждаются электромагнитом, питающимся переменным током. Изменение состояния поверхностей пластин динамического конденсатора приводит к изменению контактной разности потенциалов между ними и к дрейфу нулевого отсчета прибора. Поэтому поверхности пластинок тщательнейшим образом очищаются и золотятся. Иногда весь конденсатор помещается в эвакуированный сосуд. Полностью избежать дрейфа нулевого отсчета не удается.

Предел возможности измерения малых зарядов и слабых токов кладет флюктуационное напряжение, обусловленное, главным образом, термическими флюктуациями заряда в сопротивлении утечки первой лампы схемы. Оценить минимальную измеримую величину заряда или тока можно аналогично тому, как это было сделано для схем ламповых электрометров, рассмотренных выше.

Подробности конструкции и детальное описание схем электрометров с динамической емкостью можно найти в периодической литературе [58, 59].

Ряд полезных сведений по электрометрическим схемам разных типов содержится в обзоре Е. Я. Пумпера, помещенном в виде приложения в книге И. Шинтльмейстера [60].

ГЛАВА VIII

РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ДАВАЕМЫХ СЧЕТЧИКАМИ ЧАСТИЦ

§ 1. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О СЧЕТЧИКАХ ЧАСТИЦ

1. Импульсы напряжения, даваемые ионизационными камерами. Простейшая ионизационная камера изображена в схематическом виде на рис. 317. Проходящая через камеру частица (например, α -частица) ионизует молекулы

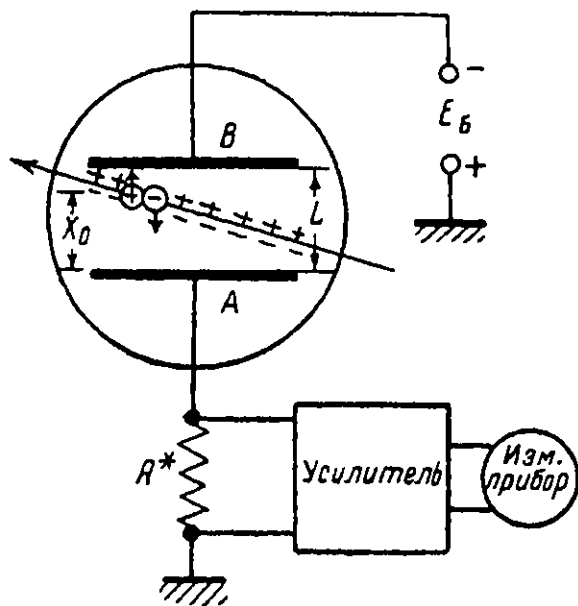


Рис. 317. К рассмотрению формы импульсов, даваемых ионизационной камерой.

газа, заполняющего пространство между электродами A и B. Образовавшиеся при этом электроны и ионы увлекаются полем на электроды, причем разность потенциалов между последними такова, что энергия, приобретаемая электронами на длине свободного пробега, недостаточна для ударной ионизации. Поэтому величина заряда, возникающего в камере, определяется только взаимодействием ионизирующей частицы с молекулами газа. В цепь питания электродов камеры включено сопротивление R^* . При движении в камере зарядов через это сопротивление протекает ток и на его

концах появляется разность потенциалов, которая подается на вход измерительной схемы. Для того чтобы найти закон изменения с течением времени напряжения на входе измерительной схемы, рассмотрим движение пары зарядов $q_{(-)}$ и $q_{(+)}$, образованных в точке, отстоящей на расстоянии x_0 от электрода, присоединенного к положительному полюсу источника питания камеры. При перемещении заряда $q_{(-)}$ в газе вдоль поля в направлении к положительному электроду на расстоя-

ния частица (например, α -частица) ионизует молекулы газа, заполняющего пространство между электродами A и B. Образовавшиеся при этом электроны и ионы увлекаются полем на электроды, причем разность потенциалов между последними такова, что энергия, приобретаемая электронами на длине свободного пробега, недостаточна для ударной ионизации. Поэтому величина заряда, возникающего в камере, определяется только взаимодействием ионизирующей частицы с молекулами газа. В цепь питания электродов камеры включено сопротивление R^* . При движении в камере зарядов через это сопротивление протекает ток и на его

ние Δx совершается работа $q_{(-)} \Delta x \mathcal{E}$, где $\mathcal{E} = \frac{E_B}{L}$ — напряженность поля в камере. Эта работа совершается за счет расходования источником питания энергии, равной $E_B i \Delta t$, где Δt — время перемещения заряда $q_{(-)}$ на расстояние Δx , а i — ток в цепи питания камеры. Следовательно,

$$\mathcal{E} q_{(-)} \Delta x = E_B i \Delta t$$

или

$$i = \frac{q_{(-)}}{L} v_{(-)}, \quad (334)$$

где $v_{(-)}$ — скорость перемещения заряда $q_{(-)}$ в камере.

Вход измерительной схемы вместе с измерительным сопротивлением и камерой можно представить в виде параллельного соединения сопротивления R_0 и емкости C_0 (рис. 318). В величину R_0 , кроме сопротивления R^* , входят все сопротивления утечек и входное сопротивление схемы, а в значении C_0 , кроме входной емкости схемы, учитывается также емкость между собирающим электродом и остальными частями камеры.

Составляя для цепи, изображенной на рис. 318, уравнение Кирхгофа и интегрируя его при условии, что при $t=0$ величина напряжения равна нулю, получим:

$$u' = \frac{q_{(-)} v_{(-)} \tau_0}{C_0 L} (1 - e^{-t/\tau_0}), \quad (335)$$

где $\tau_0 = R_0 C_0$ — постоянная времени входной цепи схемы.

Выражение (335) справедливо до тех пор, пока заряд $q_{(-)}$ не достигнет электрода, т. е. в интервале времени от $t=0$ до $t'_m = \frac{x_0}{v_{(-)}}$. При $t = t'_m$ напряжение u' достигает максимального значения

$$u'_m = \frac{q_{(-)} v_{(-)} \tau_0}{C_0 L} (1 - e^{-t'_m/\tau_0}),$$

после чего уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau = \tau_0$, что соответствует разряду емкости C_0 через сопротивление R_0 .

Рассматривая совершенно аналогично движение положительного заряда в камере по направлению к пластине, соединенной с отрицательным полюсом источника питания, найдем, что это движение приводит к появлению на сопротивлении R_0 напряжения

$$u'' = \frac{q_{(+)} v_{(+)} \tau_0}{C_0 L} (1 - e^{-t/\tau_0}), \quad (336)$$

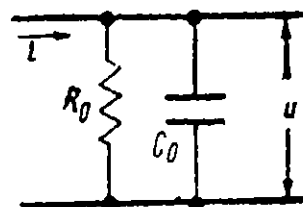


Рис. 318. Эквивалентная схема входной цепи измерительной схемы для ионизационной камеры.

где $v_{(+)}$ — скорость перемещения положительного заряда в камере. Выражение (336) справедливо до тех пор, пока заряд $q_{(+)}$ не достигнет электрода, т. е. в интервале времени от $t=0$ до $t_m'' = \frac{L-x_0}{v_{(+)}}$.

При $t=t_m''$, напряжение u'' достигает максимального значения

$$u_m'' = \frac{q_{(+)}v_{(+)}\tau_0}{C_0L} (1 - e^{-t_m''/\tau_0})$$

после чего, также, как и u' , экспоненциально уменьшается с течением времени, причем постоянная времени $\tau = \tau_0$.

Так как подвижность положительных ионов в газе в несколько сот раз меньше подвижности электронов, то величина скорости $v_{(-)}$ значительно больше величины $v_{(+)}$, а $t_m'' \gg t_m'$ для всех пар зарядов, за исключением образовавшихся в тонком слое близ отрицательного электрода камеры.

Напряжение на входе измерительной схемы, которое дает движение к электродам одной пары ион — электрон, образованной в камере, найдется как сумма напряжений u' и u'' . При их суммировании необходимо иметь в виду, что изменение с течением времени каждого из этих напряжений описывается двумя выражениями, причем переход от (335) к экспоненте и от (336) к экспоненте соответствует разным моментам времени. Поэтому выражения, описывающие импульс напряжения на сопротивлении R^* , оказываются сложными и, что весьма существенно, форма импульса и максимальное значение напряжения — функциями координаты x_0 точки, в которой образовалась пара рассматриваемых зарядов. Отсюда следует, что амплитуда полного импульса на входе измерительной схемы, обусловленного движением всех ионов и электронов, оставленных ионизирующей частицей на своем пути в камере, определяется, вообще говоря, не только числом этих ионов (электронов), но и расположением траектории частицы.

Если параметры входной цепи схемы таковы, что постоянная времени τ_0 много больше, чем величины t_m' и t_m'' , то

$$e^{-t_m'/\tau_0} \approx 1 - \frac{t_m'}{\tau_0} \quad \text{и} \quad e^{-t_m''/\tau_0} \approx 1 - \frac{t_m''}{\tau_0}.$$

Замечая, что заряд $q_{(-)}$ численно равен заряду $q_{(+)}$, получаем следующее выражение для амплитуды импульса на входе усилителя:

$$u_m = u_m' + u_m'' = \frac{q}{C_0L} x_0 + \frac{q}{C_0L} (L - x_0) = \frac{q}{C_0},$$

т. е. амплитуда импульса не зависит от координаты точки, в которой образуется пара ион — электрон. Следовательно, амплитуда импульса напряжения на входе измерительной схемы не зависит от траектории движения ионизирующей частицы в камере, если постоянная времени

$\tau_0 = R_0 C_0$ много больше величины наибольшего возможного времени движения ионов в камере $T_{(+)} = \frac{L}{v_{(+)}}$. Практически уже при $\tau_0 = (30-50) T_{(+)}$ значение напряжения U_m равно $\frac{Q}{C_0}$, где Q — суммарный заряд ионов одного знака, оставленных частицей на своем пути в камере. Это соответствует тому, что при очень большой постоянной времени τ_0 , емкость C_0 не успевает сколько-нибудь заметно разряжаться через сопротивление R_0 за время, пока все электроны и ионы в камере достигают электродов.

Величина максимального напряжения в импульсе зависит от типа и энергии регистрируемой частицы, длины ее пробега в камере и рода и давления наполняющего камеру газа. Если, например, протон, обладающий энергией 10^7 эв., проходит в камере, наполненной воздухом, при атмосферном давлении путь около 5 см, то в камере возникает приблизительно 15 000 пар ионов. При этом, если $C_0 = 20$ пф, а $\tau_0 \gg T$, то $U_m \approx 120$ мкв.

На самом деле величина напряжения U_m может колебаться в широких пределах. При использовании камеры для исследования космических лучей обычно бывает необходимо регистрировать импульсы с амплитудой порядка $10^{-8} \div 10^{-4}$ в. В других экспериментах может понадобиться регистрация импульсов, амплитуда которых приближается к уровню флюктуационного напряжения измерительной схемы.

При выполнении неравенств $t'_m \ll \tau_0$ и $t''_m \ll \tau_0$, напряжения u' и u'' нарастают приблизительно линейно, и зависимость от времени напряжения на входе усилителя, соответствующего движению каждой пары ион — электрон, может быть представлена в идеализированном виде отрезками прямых (рис. 319). Поэтому передний фронт импульса напряжения, даваемого камерой, состоит из двух участков с разной крутизной. Крутая часть переднего фронта соответствует движению в камере электронов и занимает тем большую долю общего возрастания напряжения, чем больше пар зарядов образуется вблизи отрицательного электрода камеры (рис. 320). Крутизна начального участка переднего фронта, соответствующего интервалу времени между моментом образования ионов и моментом прихода первого электрона на положительный электрод камеры, как это следует из выражения (335) при условии, что $\tau_0 \gg t'_m$, определяется выражением:

$$\frac{du'}{dt} = \frac{Q}{C_0} \frac{v_{(-)}}{L}. \quad (337)$$

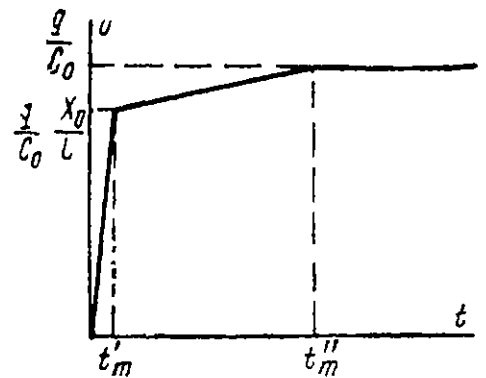


Рис. 319. Нарастание напряжения на входе измерительной схемы при большой постоянной времени входной цепи.

Следовательно, крутизна начального участка фронта пропорциональна суммарному заряду ионов одного знака, оставленных частицей на своем пути в камере, и не зависит от траектории частицы.

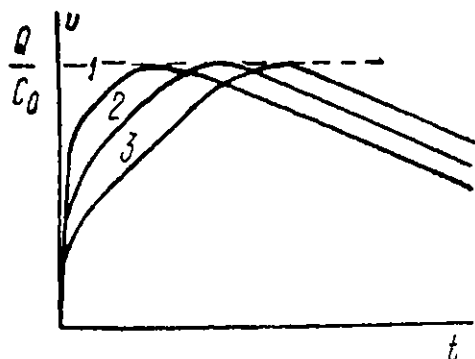


Рис. 320. Графики, иллюстрирующие характер изменения нарастания напряжения на входе измерительной схемы в зависимости от того, в какой части камеры образуются ионы. Чем ближе к положительному электроду камеры возникают ионы, тем меньше крутая часть переднего фронта импульса напряжения (соответственно кривые 1, 2 и 3).

собирающем электроде, так как сетка является электростатическим экраном. В цепи собирающего электрода начинает течь ток только после того, как через сетку проходит первый электрон из числа образованных частицей в ионизационном объеме камеры. (Для того чтобы сама сетка не захватывала заметного числа электронов, она должна быть достаточно редкой, сделана из тонкой проволоки и находиться при потенциале несколько более низком, чем потенциал той части камеры, где она помещается). Величина тока, текущего в цепи собирающего электрода, определяется выражением $i = \frac{q(-)}{l} v(-)$ [см. соотношение

(334)], где l — расстояние между сеткой и собирающим электродом. Соответственно, изменение со временем величины напряжения на входе измерительной схемы описывается выражением, отличным от (335) только тем, что вместо L следует писать l . Нарастание напряжения продолжается в течение интервала времени

Задний фронт импульса экспоненциален, причем длительность уменьшения напряжения определяется величиной постоянной времени входной цепи измерительной схемы.

Большие возможности в отношении измерений в интенсивных потоках частиц дают ионизационные камеры, в которых заряд, индуцированный на собирающем электроде положительными ионами, сведен до минимума. Это можно сделать путем помещения в камеру сетки, отделяющей объем, где происходит ионизация (ионизационный объем), от собирающего электрода (рис. 321) [61].

Положительные ионы, движущиеся к электроду B , присоединенному к отрицательному полюсу источника питания, не индуцируют заряда на

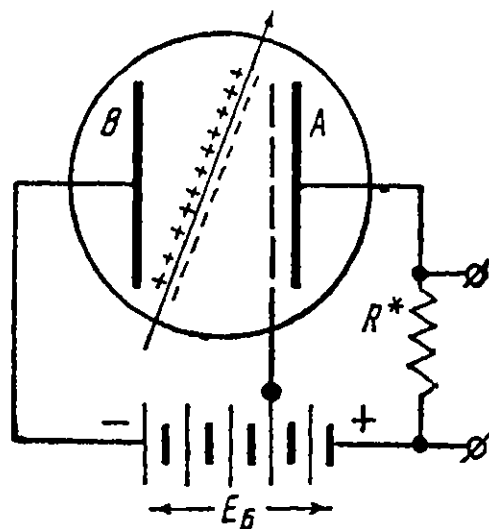


Рис. 321. К рассмотрению работы камеры с сеткой.

Камера с сеткой работает так же, как и без нее, но с некоторыми особенностями. Положительные ионы, движущиеся к электроду B , присоединенному к отрицательному полюсу источника питания, не индуцируют заряда на

от момента $t = 0$ до момента $t'_m = \frac{L}{v_{(-)}}$, причем значение $t = 0$ соответствует моменту прохождения электрона через сетку. Если постоянная времени входной цепи усилителя τ_0 значительно больше, чем t'_m , то при $t = t'_m$ напряжение достигает максимального значения, равного $u_m = \frac{q}{C_0}$. При выполнении неравенства $\tau_0 \gg t'_m$ каждый из электронов, оставленных ионизирующей частицей на своем пути в камере, вызовет появление на входе измерительной схемы импульса напряжения, равного q/C_0 . Но так как разные электроны проходят через сетку в разные моменты времени, то амплитуда суммарного импульса будет равна сумме амплитуд отдельных элементарных импульсов только в том случае, если за время собирания всех электронов заряд, полученный емкостью C_0 от первого электрона, не успеет уменьшиться вследствие наличия в схеме сопротивления R_0 . Поэтому условием независимости амплитуды импульсов на входе измерительной схемы от траектории частицы в камере с сеткой является выполнение неравенства

$$\tau_0 \gg T_{(-)} = \frac{L}{v_{(-)}},$$

где L — расстояние между электродами. При этом амплитуда импульса (в предположении, что сетка не захватывает электронов)

$$U_m = \frac{Q}{C_0}. \quad (338)$$

Здесь, как и прежде, Q — суммарный заряд электронов (ионов), оставленных частицей на своем пути в камере.

Так как величина времени $T_{(-)}$ может быть сделана порядка единиц или даже долей микросекунды, то в камере с сеткой можно получить пропорциональность напряжения U_m заряду Q при выборе постоянной времени порядка десятков или единиц микросекунды.

Импульсы напряжения на сопротивлении, присоединенном к электроду, отделенному от основного объема камеры сеткой, имеют крутой передний фронт и экспоненциальный „хвост“, соответствующий разряду емкости C_0 через сопротивление R_0 (рис. 322).

На самом деле процессы в камерах осложняются прилипанием электронов к молекулам газа, рекомбинацией электронов и ионов и другими процессами. Во многих камерах электроды имеют сложную конфигурацию. Это усложняет расчет формы импульсов на

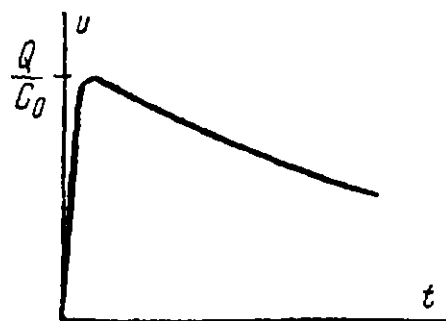


Рис. 322. Форма импульса напряжения, даваемого камерой, в которой основной ионизационный объем отделен от собирающего электрода сеткой.

входе измерительной схемы, но соображения о выборе необходимой постоянной времени входной цепи для уменьшения зависимости амплитуд импульсов от траекторий ионизирующих частиц обычно оправдываются.

2. Импульсы напряжения, даваемые пропорциональными счетчиками. В пропорциональном счетчике, в отличие от ионизационной камеры, электроны, образовавшиеся при прохождении частицы, приобретают в поле между электродами энергию, достаточную для ударной ионизации. Форма электродов, вообще говоря, может быть любой, но часто пропорциональный счетчик делается в виде кругового цилиндра с натянутой по его оси нитью, причем последняя поддерживается при положительном потенциале относительно цилиндра. Благодаря неравномерности поля первичные электроны, независимо от места их образования, только вблизи нити приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации молекул газа, наполняющего счетчик. При достаточно сильном поле каждый первичный электрон вызывает развитие лавины и нити достигают вместо одного электрона A электронов. Величина A носит название коэффициента газового усиления счетчика. Благодаря тому что электродов счетчика достигает в A раз большее число зарядов каждого знака, чем создано регистрируемой частицей, импульс напряжения, даваемый счетчиком, оказывается в соответствующее число раз большим. При этом, поскольку число образованных ударной ионизацией электронов и ионов газа не зависит от координаты образования первичного электрона и все вторичные заряды образуются в непосредственной близости от нити, постольку форма импульсов не зависит от траектории частицы (пока можно пренебречь временем, необходимым для ионизации в области сильного поля). Она определяется условиями движения в объеме счетчика вторичных зарядов, число которых обычно превосходит число зарядов, оставленных на своем пути частицей, в несколько тысяч раз. При этом, так как эти заряды возникают на расстоянии нескольких длин свободного пробега электронов от нити, то путь электронов в счетчике на несколько порядков меньше, чем путь положительных ионов, увлекаемых полем на внешний цилиндр. Поэтому появление напряжения на клеммах сопротивления в цепи питания счетчика в основном обуславливается движением в его объеме положительных ионов, а электроны в создании этого напряжения практически никакого участия не принимают. Найти зависимость от времени величины напряжения можно таким же путем, как это было сделано выше при описании работы ионизационной камеры.

Мгновенное значение тока, протекающего в цепи питания счетчика вследствие движения в его объеме положительного иона с зарядом q со скоростью $v = \frac{dr}{dt}$, определяется выражением

$$i = q \frac{\mathcal{E}}{E_B} \frac{dr}{dt}, \quad (339)$$

где E_B — напряжение источника питания, включенного в цепь счетчика, а \mathcal{E} — напряженность поля в точке, где находится ион [в случае плоских электродов $\frac{\mathcal{E}}{E_B} = \frac{1}{L}$ и $v = \frac{dx}{dt} = \text{const}$ и написанное соотношение переходит в выражение (334)].

Напряженность поля в цилиндрическом счетчике на расстоянии r от его центра выражается известным соотношением

$$\mathcal{E} = \frac{E_B}{r \ln \frac{r_2}{r_1}},$$

где r_1 и r_2 — радиусы поверхности нити и внутренней поверхности внешнего цилиндра.

Если подвижность иона p , то его скорость

$$v = \frac{dr}{dt} = p\mathcal{E} = p \frac{E_B}{r \ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

Полагая, что ион образовался в непосредственной близости от нити счетчика и поэтому $r = r_1$, при $t = 0$, из последнего соотношения найдем зависимость от времени координаты точки иона в счетчике:

$$r^2 = r_1^2 + \frac{2p E_B}{\ln \frac{r_2}{r_1}} t.$$

Определяя скорость иона и подставляя величины dr/dt и \mathcal{E} в выражение (339), получим:

$$i = \frac{q}{2 [t + t_0] \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (340)$$

где

$$t_0 = \frac{R_1^2 \ln \frac{r_2}{r_1}}{2p E_B}.$$

В цепь питания счетчика включается активное сопротивление, к концам которого присоединяется усилитель, поэтому так же, как и в случае ионизационной камеры, вход измерительной схемы может быть представлен в виде RC -цепи, через которую протекает ток i (см. рис. 318). Зависимость напряжения на емкости этой цепи (т. е. на входе усилителя) от времени в общем случае найти трудно ввиду сложности выражения (340). Если же постоянная времени цепи очень велика по сравнению со временем движения иона в счетчике, то можно приближенно считать, что ток, определяемый выражением (340), про-

текает только через емкость C_0 . Тогда изменение напряжения на входе усилителя может быть найдено как

$$u = \frac{1}{C_0} \int_0^t \frac{q}{2(t+t_0) \ln \frac{r_2}{r_1}} dt.$$

Замечая, что общий заряд положительных ионов равен AQ , где Q — заряд ионов одного знака, оставленных ионизирующей частицей на своем пути в счетчике, получим:

$$u = \frac{AQ}{2C_0 \ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right). \quad (341)$$

Выражение (341) описывает возрастание напряжения на входе схемы с большим значением постоянной времени $\tau_0 = R_0 C_0$ в интервале времени от начала движения положительных ионов, образованных вторичной ионизацией ($t=0$), до момента $t=t_1$, соответствующего их захвату внешним цилиндром счетчика. Нетрудно убедиться, что

$$t_1 = t_0 \left(e^{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} - 1 \right). \quad (342)$$

При $t=t_1$ напряжение u достигает своего максимального значения

$$u_m = \frac{AQ}{C_0}. \quad (343)$$

В области $t > t_1$ величина напряжения на входе схемы уменьшается по экспоненциальному закону, соответствующему разряду емкости C_0 через сопротивление R_0 .

Полученные соотношения показывают, что при выборе достаточно большой постоянной времени входной цепи схемы измеряемое напряжение пропорционально суммарному заряду, оставленному частицей на своем пути внутри счетчика, и в A раз больше, чем в ионизационной камере при равных условиях. Величина коэффициента газового усиления A зависит от напряжения источника питания, рода и давления газа и от радиусов нити и цилиндра счетчика. Если количество ионов, образованных ударной ионизацией, превосходит определенную величину, то они настолько сильно искажают поле у нити, что величина A оказывается функцией числа электронов, оставленных ионизирующей частицей на своем пути. Поэтому для сохранения пропорциональности между величинами напряжения U_m и заряда Q необходимо величину A ограничить определенным значением. Практически, в зависимости от свойств газа, наполняющего счетчик, это значение оказывается порядка 10^3 — 10^4 .

Очевидно, что применение пропорционального счетчика вместо камеры (если это возможно по экспериментальным условиям) позволяет

значительно уменьшить необходимый для работы коэффициент усиления измерительной схемы. При оценке возможного выигрыша следует принять во внимание, что напряжение в импульсе, даваемом пропорциональным счетчиком, достигает своей максимальной величины за сравнительно большое время. Так, например, полагая, что $E_B = 10^8$ в, $r_1 = 0,03$ см, $r_2 = 1$ см и $\rho = 3$ см/сек на в/см (что соответствует наполнению счетчика аргоном) и пользуясь выражениями для t_0 и t_1 получим $t_1 \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ сек. При таком большом значении времени t_1 разрешающая способность установки окажется очень низкой. Для ее увеличения можно регистрировать не максимальное значение напряжения в импульсе, а крутизну его переднего фронта через некоторый промежуток времени после начала возрастания напряжения. Обращаясь к выражению (341) найдем, что

$$\frac{du}{dt} = \frac{AQ}{2C_0(t + t_0) \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (344)$$

Из этого соотношения видно, что для каждого момента времени скорость нарастания напряжения u пропорциональна суммарному заряду, оставленному частицей на своем пути в счетчике. Поэтому сравнение частиц по количеству создаваемых ими ионов можно производить по сопоставлению крутизны фронтов импульсов через одинаковые интервалы времени после начала возрастания напряжения.

3. Некоторые характеристики несамогасящихся счетчиков Гейгера—Мюллера. Счетчик Гейгера—Мюллера отличается от пропорционального счетчика тем, что попадание в него регистрируемой частицы сопровождается развитием разряда, распространяющегося вдоль всей длины нити. В зависимости от области применения счетчики имеют те или иные особенности и разное конструктивное оформление. Большей частью они выполняются в виде кругового цилиндра с натянутой по оси тонкой металлической нитью. Обычно нить присоединяется к положительному, а цилиндр к отрицательному полюсу источника питания. Если в результате прохождения через счетчик частицы (или фотоионизации на внутренней поверхности цилиндра или молекул газа), в счетчике появляется электрон, то он, ускоряясь при своем движении к нити, вызывает развитие лавинной ионизации. Вследствие сложных процессов рекомбинации с излучением фотона и фотоионизации образование лавин очень быстро распространяется на всю длину счетчика. Основная масса электронов и ионов возникает в непосредственной близости к нити, где напряженность поля наибольшая. Электроны сравнительно быстро (за время такого же порядка, как в пропорциональном счетчике) уходят из объема счетчика на нить. Это приводит к тому, что в облаке зарядов вблизи нити преобладают положительные ионы. Накопление их числа по мере развития ионизации приводит к настолько сильному искажению поля в счетчике, что дальнейшая ударная ионизация становится невоз-

можной. Все эти процессы разыгрываются в течение времени порядка 10^{-7} сек. За это время положительные ионы остаются практически в местах своего образования. Процессы, протекающие в счетчике после прекращения ударной ионизации, связаны с движением облака положительных ионов к катоду (к внешнему цилиндру). Это перемещение ионов вызывает появление падения напряжения на сопротивлении, включенном в цепь питания счетчика, и понижение разности потенциалов между его электродами (роль электронов в изменении разности потенциалов между электродами ничтожна, так как они образуются вблизи от нити).

При достаточно большом напряжении источника питания число образовавшихся во время разряда положительных ионов и их энергии при достижении поверхности цилиндра таковы, что приход ионов на катод вызывает появление хотя бы одного или нескольких новых электронов. Эти электроны, двигаясь к нити, вызывают появление новых лавин, образование нового облака положительных ионов и повторение всех процессов.

Если напряжение между электродами счетчика понижено до величины, меньшей некоторого значения $u_{сч} = U_0$, то поле в нем оказывается недостаточным для распространения разряда вдоль всей его длины, так как в лавине образуется слишком мало фотонов.

Если напряжение $u_{сч}$ лишь незначительно превышает величину U_0 , то число актов ионизации относительно мало и как правило процессы

в счетчике ограничиваются прохождением нескольких серий лавин. Стабильный разряд наблюдается, если величина напряжения $u_{сч}$ превосходит некоторое значение U_{min} , которое обычно больше величины U_0 на несколько вольт.

В области значений разности потенциалов $u_{сч}$, превышающих U_{min} , величина стационарного тока, текущего через счетчик, — приблизительно линейная функция величины $u_{сч}$ (рис. 323). При разности потенциалов $u_{сч}$, значительно

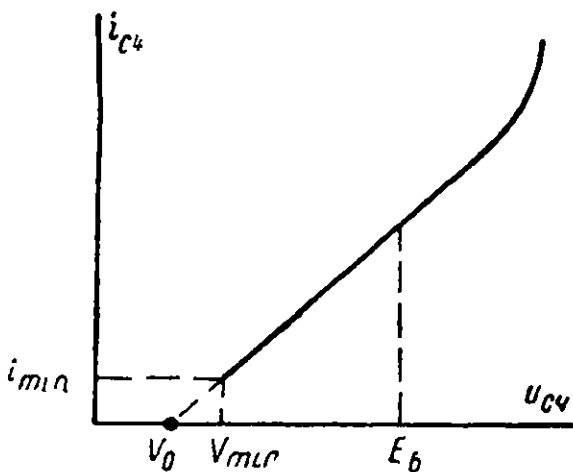


Рис. 323. Вольтамперная характеристика счетчика Гейгера—Мюллера.

но большей U_{min} , в счетчике может наступить пробой. Его наступление отмечается резким возрастанием величины тока, текущего через счетчик.

Таким образом, для нормальной работы счетчика, напряжение его питания должно быть выше U_{min} , но меньше значения, при котором в счетчике возможен пробой. Для того чтобы разряд в счетчике прекращался после прохождения регистрируемой частицы,

необходимо понижение разности потенциалов между его электродами до значения, меньшего U_0 или, по крайней мере, меньшего U_{\min} , на то время, пока его объем очистится от положительных ионов. Необходимое для этого время имеет величину порядка 10^{-4} сек., если напряжение понижается до величины, меньшей U_0 . Если же напряжение понижается до величины, лежащей в пределах от U_0 до U_{\min} , то величина времени, необходимого для того, чтобы при восстановлении напряжения разряд не возник вновь, не может быть указана с полной определенностью, так как число серий лавин, проходящих до прекращения разряда, зависит от случайных обстоятельств.

Для понижения напряжения на счетчике после развития в нем разряда проще всего выбрать достаточно большой величину сопротивления R^* , включаемого в цепь его питания (рис. 324). Импульс тока, вызванного пролетевшей через счетчик частицей, создает на этом сопротивлении падение напряжения. Это напряжение, с одной стороны, регистрируется тем или иным прибором, а с другой стороны, понижает разность потенциалов между нитью и цилиндром. Если это понижение достаточно велико и удерживается достаточно длительное время, то повторение развития в счетчике лавин без прохождения через него новой ионизирующей частицы после восстановления напряжения до достаточно большой величины становится невозможным.

Из рассмотрения вольтамперной характеристики счетчика видно, что пока величина напряжения $u_{\text{оч}}$ остается большей U_{\min} , счетчик, в котором протекает разряд, можно рассматривать как сопротивление, включенное последовательно с источником напряжения U_0 . Величина этого сопротивления определяется наклоном вольтамперной характеристики и может быть найдена на основании очевидного соотношения

$$R_{\text{оч}} = \frac{U_{\min} - U_0}{i_{\min}},$$

где i_{\min} — ток, текущий через счетчик при $u_{\text{оч}} = U_{\min}$ (рис. 323).

Поэтому с момента начала разряда в счетчике схема, изображенная на рис. 324а, может быть эквивалентно заменена цепью, представленной на рис. 324б. Емкость C_0 равна сумме входной емкости

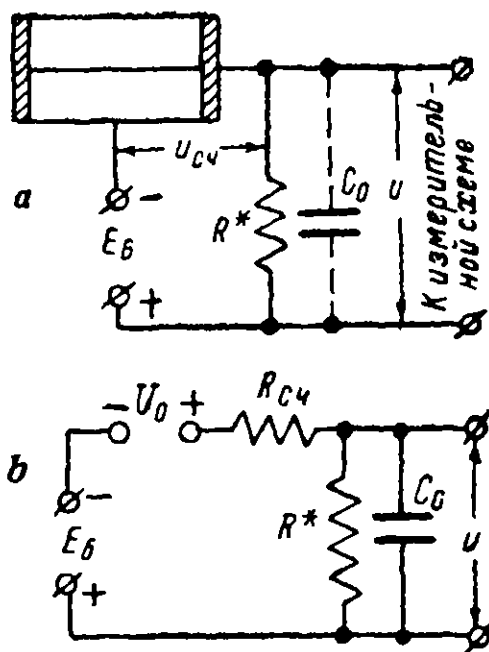


Рис. 324. Схема счетчика с активным сопротивлением в цепи питания (а) и эквивалентная схема входной цепи измерительной схемы при протекании в счетчике разряда (б).

прибора или схемы, присоединенной к сопротивлению R^* , и емкости монтажа. С течением времени емкость C_0 заряжается, и падение напряжения на сопротивлении R^* возрастает по закону

$$u = \frac{R^*}{R^* + R_{сч}} (E_B - U_0) \left(1 - e^{-\frac{t}{C_0 R_э}} \right),$$

где

$$R_э = \frac{R_{сч} \cdot R^*}{R_{сч} + R^*}.$$

Соответственно, величина напряжения на счетчике $u_{сч} = E_B - u$ экспоненциально уменьшается с постоянной времени $\tau' = C_0 R_э$.

Для того чтобы напряжение на счетчике в некоторый момент достигло величины, меньшей U_{\min} , и таким образом создались условия, необходимые для того, чтобы в счетчике прекратилось возникновение новых серий лавин, напряжение $u_{сч}$ должно стремиться к величине, меньшей U_{\min} при $t \rightarrow \infty$. Из этого условия легко находим, что величина сопротивления R^* должна удовлетворять соотношению:

$$R^* > \frac{E_B - U_{\min}}{i_{\min}}. \quad (345)$$

После того как напряжение $u_{сч}$ достигло величины U_{\min} , разряд в счетчике быстро заканчивается, но пока он еще не прекратился, в цепи продолжает протекать ток, и емкость C_0 дополнительно заряжается. В результате этого величина напряжения $u_{сч}$ падает ниже U_{\min} и обычно ниже U_0 . После того как движение зарядов в счетчике заканчивается, зарядка емкости C_0 прекращается и в дальнейшем она разряжается через сопротивление R^* . Это сопровождается восстановлением напряжения на счетчике по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau'' = C_0 R^*$. С целью сократить время восстановления напряжения при заданном значении емкости C_0 , желательно включить в цепь питания счетчика сопротивление возможно меньшей величины. Так как последняя должна удовлетворять соотношению (345) и величину разности напряжений $E_B - U_{\min}$ желательно иметь достаточно большой для облегчения работы схемы регистрации, то стремятся повысить величину тока i_{\min} . В современных счетчиках ток i_{\min} имеет значение порядка $10^{-6} - 10^{-7}$ а. При этом если напряжение E_B превышает значение U_{\min} на 100 в, то величина сопротивления должна быть порядка $10^8 - 10^9$ ом.

Так как величина сопротивления R^* обычно значительно больше величины сопротивления $R_{сч}$, то импульс напряжения на сопротивлении R^* имеет сравнительно крутой передний и пологий задний фронт. Если, например, $C_0 = 20$ пф, $R^* = 10^9$ ом и $R_{сч} = 10^6$ ом; то $\tau' = 2 \cdot 10^{-5}$ сек., а $\tau'' = 2 \cdot 10^{-2}$ сек. График, рисующий харак-

тер изменения напряжения на счетчике с течением времени, приведен на рис. 325.

Время, в течение которого напряжение $u_{оч}$ остается ниже U_0 , определяется значением постоянной времени τ'' . Оно может быть сделано достаточно большим для того, чтобы разряд в счетчике не мог самостоятельно продолжаться после того, как напряжение на нем станет больше величины U_0 . Если, например, величина максимального напряжения в импульсе на сопротивлении R^* порядка 100 в, а разность напряжений $(U^* - U_0)$ — порядка 1 в (см. рис. 325), то при $\tau'' = 10^{-2}$ сек. изменение напряжения на счетчике от $u_{оч} = U^*$ до $u_{оч} = U_0$ занимает время порядка 10^{-4} сек.

Таким образом, для „гашения“ разряда в счетчике необходимо, чтобы величина сопротивления R^* была бы достаточно велика. Но с возрастанием величины этого сопротивления уменьшается разрешающая способность установки.

Схемы регистрации импульсов, даваемых счетчиком Гейгера — Мюллера, строятся таким образом, что отмечают только импульсы, соответствующие возникновению в счетчике разряда, распространяющегося практически на всю его длину. Такой разряд не может возникнуть в интервале времени, пока величина напряжения $u_{оч}$ меньше U_0 . Поэтому прохождение через счетчик частицы в этот интервал времени не отмечается регистрирующей схемой. Время нарастания напряжения $u_{оч}$ до величины U_0 — время нечувствительности счетчика — не может быть сделано меньшим времени, необходимого для ухода положительных ионов из его объема. Это время носит название мертвого времени счетчика. Время, в течение которого напряжение на счетчике достигает значения, близкого к напряжению источника питания E_B , называется временем восстановления. Если частица попадает в счетчик в пределах времени восстановления, то амплитуда импульса зависит от момента ее попадания и достигает максимальной величины, если частица проходит через счетчик после того, как восстановление на нем напряжения закончено. Так как для регистрации импульсов их амплитуда должна быть достаточно велика, то практически разрешающая способность счетчика с „гасящим“ сопротивлением в его цепи ограничивается величиной порядка 100 частиц в секунду.

В самогасящихся счетчиках разряд прекращается после прохождения серии лавин вследствие внутренних процессов и поэтому по-

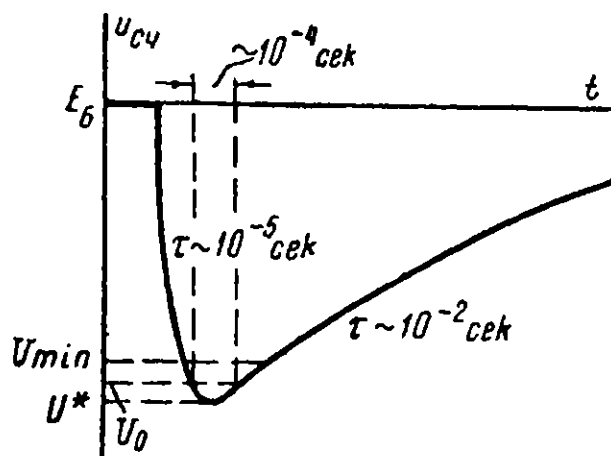


Рис. 325. Зависимость от времени напряжения на счетчике с „гасящим“ сопротивлением.

нижения напряжения на счетчике, вообще говоря, не требуется. Поэтому сопротивление в цепь питания такого счетчика включается для того, чтобы с его клемм снимать напряжение на вход регистрирующей схемы. Величина сопротивления выбирается такой, чтобы постоянная времени входной цепи схемы была бы порядка мертвого времени счетчика или несколько меньше его (обычно величина сопротивления R^* в цепи самогасящегося счетчика 10^5 — 10^6 ом). Величина мертвого времени самогасящегося счетчика определяется длительностью рассасывания образованного положительными ионами объемного заряда, который искажает в нем поле. Это время такого же порядка, как мертвое время несамогасящихся счетчиков, или несколько больше его [62, 63].

Для приближения времени восстановления напряжения на электродах счетчика к величине его мертвого времени применяются специальные схемы, получившие название схем гашения. Среди них имеются такие, которые позволяют уменьшить мертвое время счетчиков и увеличить их разрешающую способность до величины, большей 10^4 импульсов в секунду.

4. Замечание о кристаллических счетчиках и о применении электронных умножителей для регистрации частиц. В последние несколько лет появился ряд работ, в которых описывается применение для регистрации частиц кристаллических счетчиков и электронных умножителей.

Кристаллический счетчик представляет собой специально обработанный или отобранный кристалл (алмаз, кристалл хлористого серебра или некоторого другого вещества), помещенный между двумя электродами, между которыми приложена разность потенциалов [64, 65, 66, 67]. Проходящая через счетчик частица вызывает переход некоторого количества электронов в зону проводимости кристалла, благодаря чему эти электроны получают возможность перемещаться в кристалле под действием внешнего поля. В результате этого в цепи питания протекает электрический ток, а на сопротивлении, включенном в эту цепь, появляется падение напряжения, которое регистрируется измерительной схемой. Для того чтобы такой счетчик давал заметное напряжение в импульсе, необходимо, чтобы путь электронов в кристалле до захвата их центрами-акцептерами (чаще всего наличие таких центров связано с нарушениями кристаллической решетки) было бы не слишком мало. Обработка кристаллов или отбор подходящих экземпляров и имеет целью использовать кристалл, у которого средняя длина пути электронов в зоне проводимости до их захвата достаточно велика.

О форме импульсов, даваемых кристаллическим счетчиком, можно судить на основании следующих соображений.

Положим, что в кристалле, на расстоянии l от анода в результате действия внешнего агента перешло в зону проводимости N_0 электронов (рис. 326). Под действием внешнего поля эти электроны двигаются с постоянной скоростью (подвижность электронов в кри-

сталле AgCl при температуре жидкого воздуха — порядка нескольких тысяч $см/сек$ на $v/см$), причем каждый из этих электронов имеет известную вероятность быть захваченным центром-акцептером. Легко показать, что после того как рассматриваемые электроны пройдут путь x , останутся не захваченными $N = N_0 e^{-x/\lambda}$ электронов, где λ — средняя длина пробега электрона в зоне проводимости при данных условиях.

Эти N электронов, перемещаясь на пути от x до $x + dx$, индуцируют на аноде заряд $dq = \frac{Ne}{L} dx$, где L — толщина кристалла. Следовательно, изменение величины индуцированного на аноде заряда связано с перемещением рассматриваемых электронов внутри кристалла выражением

$$q = \int_0^x \frac{Ne}{L} dx$$

или

$$q = N_0 e \frac{\lambda}{L} (1 - e^{-x/\lambda}). \quad (346)$$

Координата x , входящая в это выражение, — линейная функция времени:

$$x = p_{(-)} Et,$$

где $p_{(-)}$ — подвижность электронов, находящихся в зоне проводимости кристалла, а E — напряженность поля в счетчике.

Совершенно аналогичным выражением описывается изменение величины напряжения на входе измерительной схемы, если постоянная времени входной цепи выбрана значительно большей времени, в течение которого прекращается движение всех электронов в кристалле. (Смысл выбора такого значения постоянной времени входной цепи был выяснен при рассмотрении импульсов, даваемых ионизационной камерой). В этом случае

$$u = \frac{N_0 e}{C_0} \frac{\lambda}{L} (1 - e^{-x/\lambda}). \quad (347)$$

Таким образом, импульс напряжения на входе измерительной схемы возрастает по экспоненциальному закону. При этом, так как подвижность электронов, находящихся в зоне проводимости кристалла, сравнительно велика, то фронт импульса оказывается крутым.

Максимальное значение напряжения в импульсе зависит от того, в какой области кристалла происходит переход электронов в зону проводимости. Из выражения (347) видно, что

$$u_m = \frac{N_0 e}{C_0} \frac{\lambda}{L} (1 - e^{-l/\lambda}). \quad (348)$$

Следовательно, амплитуда импульсов напряжения на входе измерительной схемы зависит от траектории частицы, проходящей через

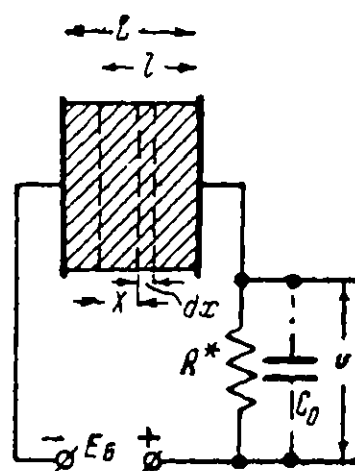


Рис. 326. К описанию работы кристаллического счетчика.

кристалл. Эта зависимость практически не имеет места, если, кроме выбора большой постоянной времени входной цепи усилителя, еще выполняется неравенство $l \gg \lambda$. В этом случае выражение (348) можно переписать в виде

$$u_m \approx \frac{N_0 e}{C_0} \frac{\lambda}{L}. \quad (349)$$

Так как при выполнении написанного выше неравенства величина λ значительно меньше линейного размера кристалла L , то максимальный заряд, индуцируемый на электродах, значительно меньше величины $N_0 e$ и, соответственно, относительно мала и амплитуда импульса напряжения на входе измерительной схемы.

От траектории проходящей через счетчик частицы не зависит не только амплитуда импульса на входе измерительной схемы (при указанных выше условиях), но также скорость нарастания напряжения в начальный момент.

Действительно, на основании выражения (348) имеем

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_{t=0} = \frac{N_0 e}{C_0 t^*}, \quad (350)$$

где $t^* = \frac{L}{p_{(-)} E}$ — время прохождения электрона от одного электрода до другого со скоростью, равной $p_{(-)} E$.

Задний фронт импульса, даваемого кристаллическим счетчиком, экспоненциален, причем длительность уменьшения напряжения определяется постоянной времени входной цепи измерительной схемы.

При рассмотрении формы импульсов не принималась во внимание роль положительных „дырок“ в кристалле. Счетчики с кристаллами хлористого серебра работают при температуре жидкого воздуха (так как при более высокой температуре относительно велика проводимость кристалла в отсутствие ионизирующей радиации). При этом дырочная проводимость отсутствует и оставленные электронами „дырки“ образуют неподвижный объемный заряд, искажающий поле. Поэтому после известного числа отсчетов приходится прокалывать кристалл для того, чтобы ликвидировать этот объемный заряд.

Если кристалл обладает дырочной проводимостью, то расчет формы импульсов усложняется, но выражение (350) остается справедливым.

К достоинствам кристаллических счетчиков относится отсутствие запаздывания импульсов относительно момента прохождения через счетчик частицы, отсутствие мертвого времени и высокая эффективность при счете квантов с большой энергией.

Применение для регистрации числа частиц электронного умножителя [69, 69, 70] позволяет построить установку с большой разрешающей способностью. В простейшем случае регистрируемые частицы вырывают электроны из катода умножителя, число электронов умножается в последующих каскадах прибора, и выходной ток регистри-

руется тем или иным прибором. Импульсы на выходе умножителя нарастают за время порядка 10^{-9} сек. и прибор не имеет мертвого времени. Поэтому разрешающая способность оказывается очень высокой.

Для регистрации числа частиц или квантов с большой энергией, повидимому, выгоднее использовать умножитель в сочетании с фосфором. В этом случае регистрируемая радиация направляется на фосфор, а на катод умножителя падают фотоны, излучаемые последним. Длительность нарастания тока (или напряжения) в импульсе на выходе такого счетчика частиц определяется временем протекания процессов в фосфоре и может быть сделана порядка 10^{-7} сек.

Вследствие больших флюктуаций числа электронов, эмитируемых катодом при действии регистрируемой частицы и флюктуации числа вторичных электронов в каждом каскаде прибора, амплитуда импульсов на выходе колеблется в довольно широких пределах при неизменной энергии регистрируемых частиц.

На конструкциях умножителей и методах понижения их темнового тока, который кладет предел возможности регистрации частиц или квантов с малой энергией, мы останавливаться не будем. Отметим только, что электронный умножитель представляет собой вакуумный прибор и поэтому без разделительной перегородки может быть соединен с другим вакуумным прибором. В некоторых случаях при работе с частицами низкой энергии это оказывается весьма удобным.

§ 2. СЧЕТ ЧИСЛА ИМПУЛЬСОВ

1. Схемы управления работой механических регистраторов. В настоящее время имеется несколько конструкций механических регистраторов, применяемых в экспериментальной физике для счета числа импульсов на выходе того или иного устройства. Большой частью они представляют собой электромагнит и счетный механизм в виде циферблата с указателями наподобие стрелок часов или в виде колец с нанесенными на них цифрами наподобие того, как это сделано у счетчиков числа телефонных разговоров.

При протекании через обмотку электромагнита импульса тока к сердечнику притягивается подвижной якорек, и показания счетного механизма увеличиваются на единицу. Для работы регистратора необходимы импульсы напряжения, имеющие амплитуду и длительность не меньше определенной величины. Так, например, для приведения в действие регистратора „Сенко“ нужно, чтобы длительность импульсов была бы не меньше 2—3 мсек, а их амплитуда — не менее 25 в при счете 50—60 импульсов в секунду. При регистрации около 100 импульсов в секунду амплитуда последних должна быть порядка 150—200 в. Если импульсы появляются чаще, чем через $1/120$ сек., то регистратор не успевает их фиксировать, так как его подвижная механическая часть не возвращается в исходное состояние

к моменту прихода следующего импульса. Иначе говоря, разрешающая способность такого регистратора около 120 имп/сек. Наконец, для нормальной работы регистратора требуется, чтобы мощность в импульсах была бы по меньшей мере порядка нескольких единиц или десятых долей ватта (ее величина зависит от необходимой скорости счета).

Характеристики других механических регистраторов в той или иной мере отличаются от приведенных здесь, но пока нет простых и надежно работающих регистраторов с разрешающей способностью большей чем 100—120 имп/сек.

Для управления работой регистратора с помощью относительно маломощных импульсных сигналов может быть использован тиратрон. Отмеченный схемой импульс зажигает тиратрон, что приводит в дей-

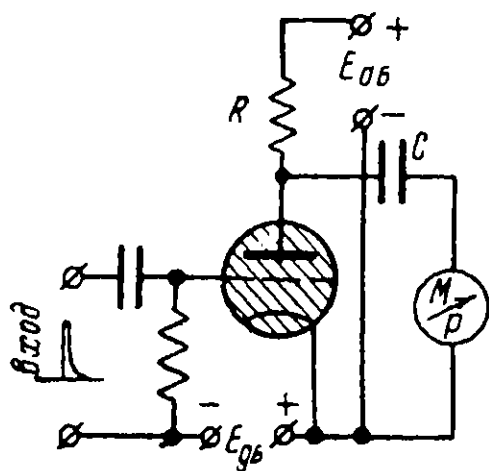


Рис. 327. Схема управления работой механического регистратора с помощью тиратрона.

ствие механический регистратор, включенный в анодную цепь лампы. При этом необходимо предусмотреть метод гашения тиратрона. Как известно, для этого надо на некоторое время значительно понизить или вовсе снять напряжение с его анода. Эта задача может быть решена несколькими путями. Один из возможных вариантов схемы управления механического регистратора с применением тиратрона приведен на рис. 327. Пока в цепи сетки не действует импульс, тиратрон не горит, напряжение на его аноде равно величине $E_{ав}$ и до такого же напряжения заряжена емкость C . Положительный импульс

зажигает тиратрон, и емкость разряжается через тиратрон и механический регистратор. Показания последнего увеличиваются на единицу. Величина сопротивления R выбрана такой, что при разряде конденсатора тиратрон гаснет. Затем, по мере того как конденсатор заряжается от источника питания через сопротивление R , напряжение на аноде лампы восстанавливается. Величина емкости конденсатора выбирается такой, что запасенная в нем энергия достаточна для работы механического регистратора. Кроме того, постоянная времени заряда конденсатора от источника питания должна быть больше времени деионизации в тиратроне. В противном случае напряжение на аноде лампы может восстановиться слишком быстро и тиратрон вновь вспыхнет. Это приведет к появлению ложных отсчетов регистратора.

Регистратор может быть включен в анодную цепь достаточно мощной вакуумной лампы (6П6Б (6Ф6), 6П3 и т. п.), на сетку которой подаются регистрируемые импульсы положительной полярности. Смещение на сетке лампы таково, что лампа практически заперта до

прихода импульса. Амплитуда последнего должна быть настолько велика, чтобы при его действии в анодной цепи протекал ток, достаточный для работы регистратора.

При построении схем управления работой регистратора на вакуумных лампах следует иметь в виду, что импульсы, даваемые камерами и пропорциональными счетчиками, после их усиления недостаточно продолжительны для того, чтобы они могли привести в действие регистратор. Поэтому импульсы до их подачи на сетку лампы выходного каскада схемы приходится „затягивать“, т. е. увеличивать их длительность.

Затягивание импульсов может быть сделано в каскаде обычного усилителя на сопротивлениях. Как известно, если выполняется неравенство $R_a \ll R_t$, то при действии в цепи сетки прямоугольного импульса с амплитудой U_{m1} , напряжение на аноде лампы возрастает по закону $u_2 = U_{m1} S R_a (1 - e^{-t/\tau_a})$ и, достигнув величины $U_{m2} = U_{m1} S R_a (1 - e^{-t'/\tau_a})$, где t' — длительность импульса, уменьшается по закону $u_2 = U_{m2} e^{-t/\tau_a}$ (рис. 328).

Если прибор, включенный на выход, работает при напряжении, соответствующем 25—30% максимального значения напряжения u_2 , то длительность импульса на выходе следует считать приблизительно равной τ_a .

Путем включения специального конденсатора в анодную цепь лампы можно выбрать такое значение постоянной времени τ_a , при котором длительность импульса на выходе каскада будет достаточной для работы регистратора (конденсатор C^* на рис. 328).

Так как при усилении сигналов заданной длительности, амплитуда импульса в анодной цепи тем меньше, чем больше постоянная времени τ_a , то затягивание сопровождается уменьшением коэффициента усиления каскада. При прохождении сигналов через каскад, рассчитанный на большое затягивание, амплитуда импульсов либо вовсе не увеличивается, либо даже уменьшается. Это не препятствует нормальной работе схемы, если коэффициент усиления всех прочих каскадов выбран достаточно большим.

Затягивание импульсов в каскаде усилителя на сопротивлениях может осуществляться и несколько другим путем. Режим каскада

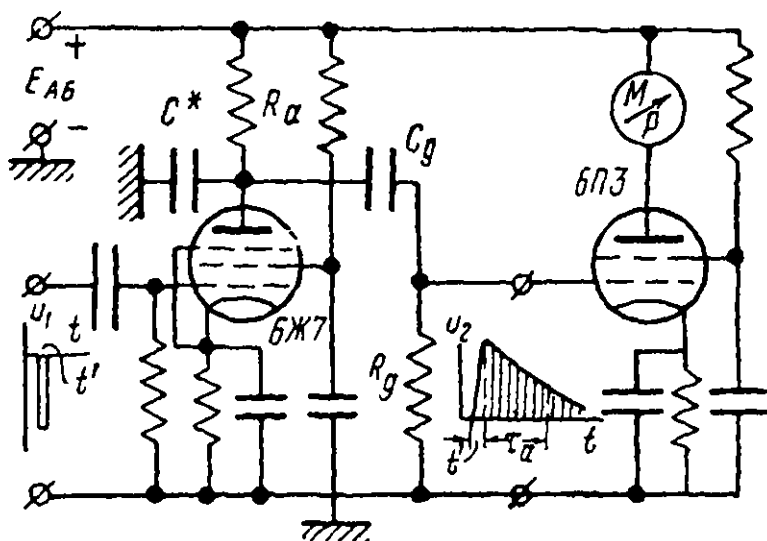


Рис. 328. Затягивание импульсов до подачи их на вход каскада, управляющего работой механического регистратора.

выбирается таким, что при действии на входе импульса положительной полярности в лампе протекает сеточный ток. В результате этого разделительная емкость цепи связи входа каскада с выходом предыдущего заряжается за время действия импульса таким образом, что после окончания импульса сетка лампы оказывается под отрицательным потенциалом, и лампа запирается.

Поэтому при действии на входе схемы положительного импульса на выходе появляется импульс напряжения, меняющий свою поляр-

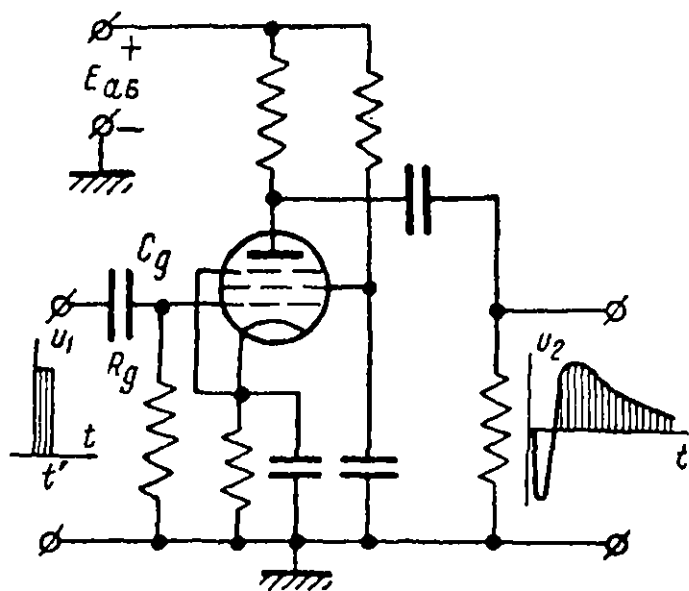


Рис. 329. Схема затягивания импульсов с использованием сеточного тока лампы.

ность (рис. 329). Продолжительность той его части, которая соответствует времени, пока лампа заперта (т. е. части положительной полярности), определяется постоянной времени переходной цепи C_g, R_g и может во много раз превосходить длительность импульса, действующего на входе схемы. Значение начального сеточного смещения лампы, необходимое для получения нужного расширения импульсов, можно подобрать при регулировке схемы.

Иногда применяются схемы затягивания, содержащие выпрямительный элемент или апериодический контур LCR . Для затягивания импульсов в схему вводят специальный каскад или затягивание производится в одном из каскадов усилительной схемы (обычно близком к ее выходу).

Хорошие результаты дает применение для затягивания импульсов триггерных схем. Для этой цели, вообще говоря, может быть использована любая из приведенных в § 2 шестой главы триггерная схема с одним положением равновесия. В результате расчета схемы можно оценить длительность и амплитуду импульсов на выходе, а также выбрать такой режим, при котором амплитуда импульсов, управляющих триггером, имеет удобную величину. Если для работы регистратора не требуется очень большой мощности, то при выборе соответствующей лампы его можно включить прямо в анодную цепь той лампы триггера, которая остается запертой до прихода на вход стартового сигнала. Практически наиболее удобны схемы, у которых импульс тока в анодной цепи, отпираемой импульсом лампы, имеет прямоугольную форму. При использовании такой схемы регистратор работает надежнее и разрешающая способность его вместе с управляющим каскадом определяется только конструкцией самого регистратора.

2. Счет большого числа импульсов в единицу времени. Если необходимо отмечать число импульсов в секунду, превышающее разрешающую способность регистратора, между ним и источником импульсов (скажем, выходом усилителя) включаются пересчетные цепи. Необходимый коэффициент пересчета легко определяется, если известна разрешающая способность регистратора и максимальное число импульсов, которое должно быть зарегистрировано в течение одной секунды. Так как пересчетные схемы были описаны выше (см. § 3 шестой главы), а построение схем с их применением очевидно, то на их рассмотрении мы останавливаться не будем.

Скажем несколько слов об интегральном методе регистрации большого числа импульсов. Этим методом пользуются при работе с интенсивными потоками частиц для измерения среднего числа частиц, проходящих через счетчик в единицу времени.

Принцип построения интегральных схем иллюстрирует схема, изображенная на рис. 330. Положим, что на сетку лампы поступают в единицу времени N совершенно идентичных по форме и амплитуде импульсов положительной полярности, имеющих продолжительность t' . В отсутствии импульса на входе лампа заперта, а действие импульса вызывает появление анодного тока.

Если сопротивление R и емкость C выбраны такими, что постоянная времени $\tau = RC$ много больше величины $\frac{1}{N}$, то практически весь импульсный анодный ток протекает через емкость C , заряжая ее. Наряду с процессом зарядки емкости, происходит ее разряд через сопротивление R . В стационарном режиме количество электричества, получаемого емкостью в течение некоторого интервала времени, равно количеству электричества, теряемого ею за это же время. Поэтому,

$$i_R = \bar{i}_a t' N,$$

где \bar{i}_a — среднее значение анодного тока в импульсе.

Следовательно, ток, измеряемый микроамперметром, в схеме, изображенной на рис. 330, прямо пропорционален числу импульсов, действующих на входе схемы (при их стандартности).

Если, например, схема построена на лампе 6Ж7Б, причем $U_{aB} = 400$ в, $R = 160$ ком, $U_{g3} = 100$ в, $U_{g0} = -7$ в и среднее значение напряжения в каждом импульсе, действующем на входе схемы, 4 в, то $\bar{i}_a = 2$ ма. Поэтому при $N = 1000$ имп./сек. и $t' = 10^{-4}$ сек. $i_R = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-4} \cdot 10^3 = 200$ мка.

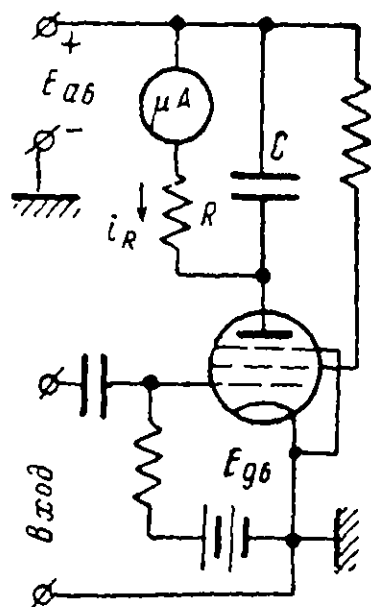


Рис. 330. Схема регистрации числа импульсов по зарядке емкости.

Для того чтобы на самом деле импульсный анодный ток практически целиком протекал через конденсатор C и сделанный подсчет был бы верен, достаточно взять величину емкости порядка $0,1 \text{ мкф}$. Измерить ток силой 200 мка не представляет никакого труда. Практически не требуется специальных приемов для того, чтобы заметить изменение его величины на 5 мка , что соответствует изменению числа приходящих на вход схемы импульсов на 25 в секунду.

Таким образом, схема оказывается довольно чувствительной.

Для того чтобы по току разрядки конденсатора-накопителя (или по величине напряжения на нем) можно было бы судить о числе импульсов на входе схемы, необходимо, чтобы импульсы были стандартными, т. е. имели бы одинаковую форму, амплитуду и продолжительность. Поэтому в общем случае приведенную на рис. 330 схему следует дополнить цепью стандартизации импульсов. Эта цепь должна быть построена так, чтобы в результате действия на ее входе

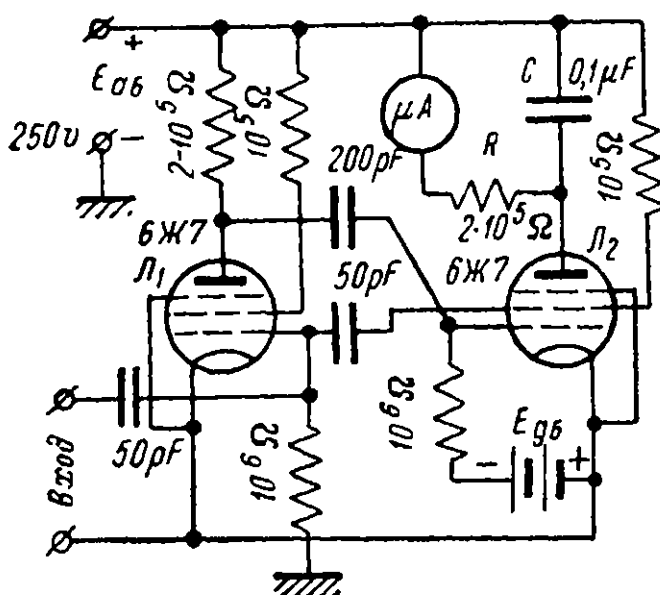


Рис. 331. Схема для счета числа импульсов по зарядке емкости, в которой предусмотрена стандартизация импульсов.

импульсов различной амплитуды и формы, на ее выходе получались бы импульсы, идентичные во всех отношениях. Такая цепь стандартизации может быть объединена с каскадом, содержащим конденсатор-накопитель. Примером этого служит схема, представленная на рис. 331. В этой схеме на пентоде L_1 и управляющей и экранной сетках пентода L_2 собран триггер с одним устойчивым состоянием (запертый мультивибратор). Устойчивое состояние схемы соответствует открытой первой и закрытой второй лампе. При действии на входе импульса отрицательной полярности в анодной цепи пентода L_2 протекает импульс тока, заряжающий конденсатор C . Разрядный ток последнего измеряется совершенно так же, как в схеме, изображенной на рис. 330. Форма импульсов анодного тока пентода L_2 близка к прямоугольной и не зависит от формы импульсов, действующих на входе в широких пределах изменения их амплитуды и продолжительности (см. § 2 шестой главы). Такая схема может быть применена при работе с пропорциональными счетчиками или ионизационными камерами, используемыми не для определения ионизирующей способности частиц, а для регистрации их числа.

Следует отметить, что введение в схему накопителя цепи стандартизации импульсов не исключает возможности ошибок, связанных

с разнотипностью сигналов. Дело в том, что любая триггерная схема с одним устойчивым состоянием, используемая в качестве импульсного стандартизатора, требует известного времени после прохождения сигнала для того, чтобы ее состояние вернулось к исходному (в гл. VI это время обозначали T_1). Очевидно, что если после прохождения одного сигнала на вход стандартизатора приходит следующий сигнал через интервал времени, меньший значения времени T_1 , характерного для выбранной схемы триггера, то на выходе каскада стандартизации либо появится импульс нестандартной формы, либо триггер не сработает вовсе. Это обстоятельство приводит к тому, что при статистическом распределении сигналов во времени известная доля их целиком или частично теряется для счета. Ясно, что потери при счете будут тем меньшими, чем с меньшим значением времени T_1 выбран триггер-стандартизатор.

Регистрация заряда конденсатора, служащего накопителем заряда, может быть осуществлена с помощью механического регистратора. Принцип построения схем такого типа иллюстрирует рис. 332. На вход схемы поступают импульсы, даваемые счетчиком и прошедшие

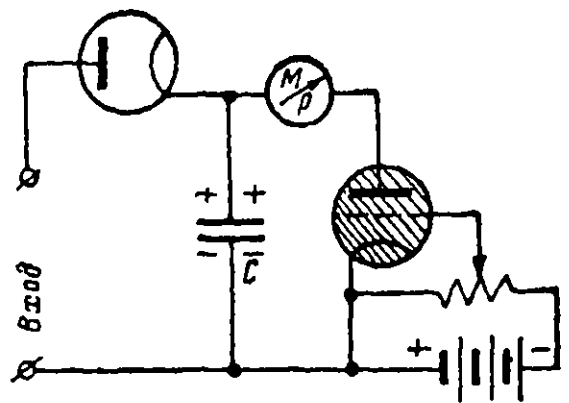


Рис. 332. Схема для счета числа импульсов по зарядке емкости с применением механического регистратора.

через блок стандартизации. В результате действия каждого импульса конденсатор C заряжается текущим через диод импульсом тока (импульсы напряжения на входе должны иметь положительную полярность). Он сохраняет свой заряд до тех пор, пока разность потенциалов на его обкладках, играющая роль разности потенциалов между анодом и катодом тиратрона, не возрастет настолько, что последний вспыхивает. Ток разрядки конденсатора приводит в действие механический регистратор. После того как напряжение на конденсаторе уменьшится, тиратрон гаснет, и схема возвращается в исходное состояние.

Величина емкости C выбирается настолько большой, чтобы в ней было запасено достаточно энергии для приведения в действие регистратора. Амплитуда импульсов на входе схемы должна быть больше анодного напряжения тиратрона, достаточного для его зажигания.

Легко видеть, что механический регистратор в этой схеме считает число серий импульсов, т. е. схема по существу является пересчетной. Коэффициент пересчета определяется, с одной стороны, тем количеством электричества, которое должен получить конденсатор для зажигания тиратрона, а с другой стороны, тем количеством электричества, которое получает конденсатор при действии на входе одного импульса. В улучшенном виде такие схемы иногда применяются при работе с интенсивными потоками частиц [71, 72, 73].

§ 3. СХЕМЫ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЕ ДЛЯ РАБОТЫ СО СЧЕТЧИКАМИ ЧАСТИЦ

1. Измерительные схемы для работы с ионизационными камерами. Построение измерительных схем и требования, предъявляемые к ним, зависят от задач экспериментов и характеристик камеры, для работы с которой они предназначаются. Поэтому можно лишь в общих чертах изложить основные соображения, лежащие в основе построения измерительных схем, сразу же оговорившись, что значимость тех или иных характеристик этих схем не может быть оценена, пока неизвестны условия опыта. Наоборот, при изложении результатов измерений с помощью ионизационной камеры необходимо указывать, каковы характеристики использованной измерительной схемы.

Ионизационные камеры используются либо для определения суммарной ионизации, производимой потоком проходящих через нее частиц или радиации, либо для регистрации числа проходящих частиц, либо, наконец, для измерения не только числа частиц, но также и заряда ионов газа, наполняющего камеру, которые оставляет на своем пути каждая ионизирующая частица.

При исследовании суммарной ионизации камера снабжается схемой для измерения слабого тока, стационарная величина которого пропорциональна числу ионов, образующихся в камере за единицу времени. Такие схемы были приведены в предыдущей главе.

При регистрации числа проходящих через камеру частиц измерительная схема должна содержать усилитель, который усиливал бы импульсы, даваемые камерой, до величины, необходимой для работы регистрирующего устройства. Для работы с камерами обычно используются усилители на сопротивлениях. Наиболее сложна постройка усилителя, если ставится задача определения величины заряда, оставляемого каждой частицей на своем пути в камере.

В этом случае амплитуда усиливаемых импульсов должна быть пропорциональна величине заряда Q . Применяя камеру без сетки, для этого нужно выбрать постоянную времени входной цепи большей, чем время движения положительных ионов между электродами. В случае введения в камеру сетки и присоединения сборного электрода к положительному полюсу источника питания, величина постоянной времени τ_0 должна быть больше времени движения электронов между электродами. Другой путь получения пропорциональности между амплитудой усиливаемых импульсов и величиной заряда Q при использовании камеры без сетки заключается в постройке схемы, напряжение на выходе которой пропорционально крутизне начального участка переднего фронта даваемых ею сигналов.

Если камера наполнена воздухом при атмосферном давлении и расстояние между электродами несколько сантиметров, а напряженность поля $100\text{--}200$ в/см, то время движения в ней положительных

ионов $T_{(+)}$ — порядка нескольких сотых секунды. Величина $T_{(+)}$ может быть снижена до нескольких десятых миллисекунды выбором газа, в котором подвижность положительных ионов много больше, чем в воздухе (например, водорода), уменьшением расстояния между электродами до пределов, допустимых по условиям эксперимента, и увеличением напряженности поля. Время движения электронов между электродами камеры $T_{(-)}$ при тех же условиях много меньше, чем время движения положительных ионов, и может быть порядка долей микросекунды. В соответствии с этим условие $\tau_0 \gg T$ может быть удовлетворено в одних случаях, начиная со значений τ_0 порядка десяти микросекунд, а в других случаях, лишь если величина τ_0 превосходит десятую секунды.

Выбирая сопротивление и емкость входной цепи и лампу первого каскада схемы, надо иметь в виду, что при малых амплитудах усиливаемых сигналов измерения может существенно затруднить флюктуационное напряжение. В измерительных схемах часто используются пентоды, хорошо работающие при пониженном напряжении питания, что дает возможность понизить величину сеточного тока. Амплитуда сигнала на входе при заданном значении величины варяда, возникающего в камере, обратно пропорциональна величине емкости C_0 . Поэтому последняя должна быть выбрана возможно меньшей. Практически ее удается сделать равной 10—20 пф. Для того, чтобы при этом постоянная времени τ_0 была бы равна нескольким десятым долям секунды, на вход схемы надо включить сопротивление порядка 10^9 — 10^{10} ом и порядка 10^5 — 10^6 ом для того, чтобы величина τ_0 была бы около 10^{-5} сек. При сопротивлениях порядка 10^5 — 10^6 ом и практически имеющих место величинах сеточного тока первой лампы схемы, эффективное значение флюктуационного напряжения входной цепи во много раз превосходит флюктуационное напряжение, обусловленное непостоянством величины сеточного тока (см. § 5 третьей главы).

При сопротивлениях порядка 10^9 — 10^{10} ом основную роль в создании флюктуационного напряжения при постройке входного каскада на обычной усилительной лампе играют флюктуации величины сеточного тока. Наконец, при значениях сопротивления R_0 порядка 10^7 — 10^8 ом эффективное значение флюктуационного напряжения обычно превосходит то, которое наблюдается как при малом, так и при большом сопротивлении входной цепи измерительной схемы. Причины этого были изложены в § 5 третьей главы.

Для вычисления величины шумового напряжения и отношении напряжения от полезного сигнала к напряжению шума, должны быть известны соотношения между постоянной времени входной цепи измерительной схемы и частотами, ограничивающими полосу ее пропускания. Вообще же, в измерительной схеме, предназначенной для работы с камерой, желательна возможно меньшая входная емкость, возможно меньший сеточный ток первой лампы и, наконец, ограни-

чение полосы пропускания со стороны низких частот значением f_1 , превышающим величину $\frac{1}{2\pi\tau_0}$, где τ_0 — постоянная времени входной цепи (см. § 5 третьей главы).

Величину необходимого коэффициента усиления измерительной схемы определяют, исходя из амплитуды импульсов на входе (т. е. конструкции камеры, рода регистрируемых частиц, их энергии и т. д.) и чувствительности прибора, включенного на выход схемы. Если это трубка Брауна или струнный электромметр, то при прохождении частицы через камеру напряжение на выходе усилителя должно быть порядка нескольких десятков вольт. При этом последний каскад строится на маломощной лампе, поскольку ни струнный электромметр, ни трубка Брауна не потребляют тока. Коэффициент усиления схемы в зависимости от условий эксперимента колеблется в пределах от 10^4 до 10^6 . Струнный гальванометр и шлейфный осциллограф требуют для своей работы определенного тока, величина которого зависит от чувствительности используемого прибора и может доходить до сотен миллиампер. В этом случае к усилителю напряжения добавляется каскад, построенный на относительно мощной лампе, и все устройство в целом обладает крутизной порядка сотен или тысяч ампер на вольт. Приведенные цифры показывают порядок тех величин, с которыми можно встретиться при постройке измерительных схем для камер.

Как уже упоминалось, обычно для работы с камерой применяется схема усилителя на сопротивлениях. Но иногда при работе с камерой без сетки, у которой величина времени $T_{(+)}$ порядка сотой секунды, для измерения суммарной ионизации частицы по максимуму импульсов на входе измерительной схемы используются усилители постоянного тока. В этом случае усилитель на сопротивлениях непригоден вследствие слишком медленного нарастания величины усиленного напряжения. Так как усилители постоянного напряжения обладают малой стабильностью, то число каскадов желательно сделать небольшим.

Пример простой схемы такого типа с постоянной времени входной цепи порядка 0,2—0,4 сек. приведен на рис. 333. Первая лампа в этой схеме электромметрическая. Если чувствительность электрометра, включенного на выход схемы, порядка 50 дел./вольт, то при коэффициенте усиления схемы 10^4 и величине емкости $C_0 = 20$ пф, отклонение нити на 15 делений соответствует возникновению в камере 1000 ионов. Таким образом, казалось бы, что схема обладает большой чувствительностью. Однако это не совсем так. Замечая, что для рассматриваемой схемы $f_1 = 0$ и $2\pi R_0 C_0 f_2 \gg 1$ (величина $\frac{1}{2\pi R_0 C_0}$ при $C_0 = 20$ пф и $R_0 = 2 \cdot 10^{10}$ ом порядка 0,3 1/сек., а частота f_2 имеет величину по меньшей мере несколько десятков или сотен герц), найдем, что эффективное значение флюктуационного напряжения выра-

жается соотношением $V \overline{u_{mT}^2} = \sqrt{\frac{kT}{C}}$ (см. § 5 третьей главы). Так как лампа в первом каскаде электрометрическая, то шумовое напряжение, обусловленное непостоянством сеточного тока, при указанном выше значении сопротивления R_0 можно не принимать во внимание.

Подставляя в написанное выражение для $V \overline{u_{mT}^2}$ цифры, найдем, что напряжение шума первого каскада схемы около 14 мкв. Для того чтобы

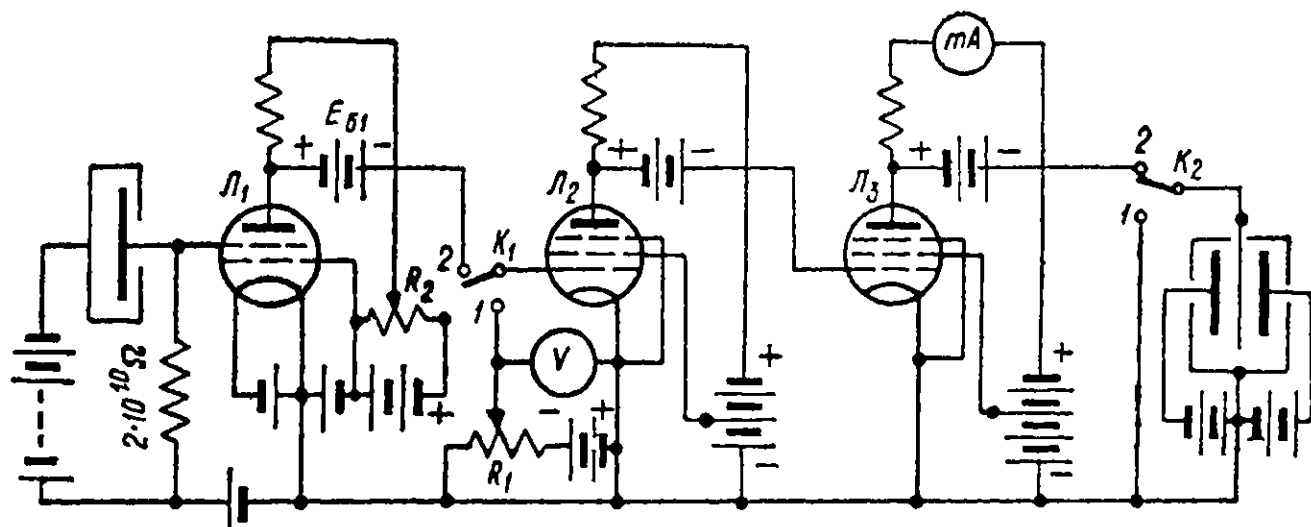


Рис. 333. Измерительная схема к ионизационной камере с использованием усилителя постоянного тока.

напряжение, создаваемое на входе ионами, возникающими в камере, в 10—20 раз превосходило эту величину и флюктуационное напряжение не мешало измерениям, в камере должно образоваться 10^4 — 10^5 ионов. Отсюда следует, что рабочая чувствительность схемы лимитируется величиной флюктуационного напряжения и что включать на выход схемы электромметр с большой чувствительностью нет смысла.

Для того чтобы перед началом измерений поставить схему в правильный режим, служат переключатели K_1 и K_2 и миллиамперметр в анодной цепи лампы L_3 . До начала измерений переключатели ставятся в положения 1 и перемещением движка потенциометра R_1 устанавливается анодный ток лампы L_3 , соответствующий нормальному режиму работы последних двух каскадов схемы. После этого переключатель K_1 переводится в положение 2 и с помощью потенциометра R_2 устанавливается прежнее отклонение стрелки миллиамперметра. Это свидетельствует о том, что смещение на сетке лампы L_2 равно установленному в первом положении переключателя K_1 , т. е. последние два каскада находятся в правильном режиме. Кроме того, так как напряжение на аноде лампы L_1 отличается от напряжения

на сетке второй лампы на величину напряжения батареи E_{B1} , то таким путем сразу устанавливается определенное анодное напряжение электрометрической лампы.

После этого переключатель K_2 переводится в положение 2, т. е. нить электрометра отземляется. Напряжение батареи E_{B2} выбрано таким, что при отсутствии тока в камере нить электрометра находится в середине шкалы.

Если вместо электрометра желательно включить струнный гальванометр, то к схеме должен быть добавлен по меньшей мере один каскад, представляющий собой усилитель тока. Регистрация отбросов нити электрометра (или струнного гальванометра) большей частью

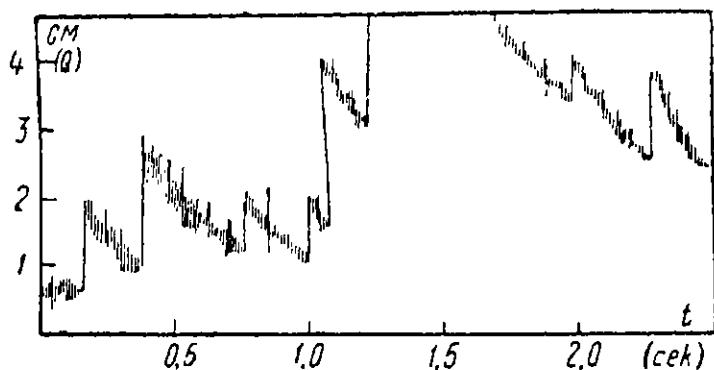


Рис. 334. Пример записи импульсов, даваемых ионизационной камерой, при использовании в измерительной схеме усилителя постоянного тока.

ведется с помощью фотозаписи. Для этого нить проектируется на движущуюся ленту фоточувствительной бумаги или пленки. Скорость движения ленты выбирается такой, чтобы можно было отделить отбросы, соответствующие появлению двух последовательных частиц в камере. Очевидно, что чем интенсивнее поток частиц, тем с большей скоростью должна двигаться лента. Предел возможной интенсивности

потока частиц, регистрируемого с помощью установки, кладет не только время ухода ионов из объема камеры после прохождения частицы и время успокоения электрометра. Дело в том, что если несколько частиц приходят следом одна за другой через малые интервалы времени, то нить прибора выходит за пределы шкалы. Это иллюстрирует рис. 334, на котором изображен участок ленты с фотозаписью отклонения нити. Легко видеть, что появление группы быстро следующих друг за другом частиц привело к тому, что проекция нити оказалась вне ленты. Практически с помощью установки, подобной описанной, можно регистрировать прохождение через камеру не больше чем 100—200 сильно ионизирующих частиц в минуту. Их число оказывается еще меньшим, если имеется фон в виде большого потока слабо ионизирующих частиц. Наличие последних приводит к накоплению показаний выходного прибора и опять-таки может вызвать уход нити за пределы ее регистрации. Этот недостаток измерительной схемы является прямым следствием применения усилителя постоянного напряжения.

Измерительные схемы, предназначенные для работы с камерами без сетки, но с относительно малым значением времени $T_{(+)}$, либо для работы с камерами, снабженными сеткой, свободны от недостат-

ков, свойственных описанной схеме. В них применяются усилители, содержащие переходные емкости.

Длительность возрастания напряжения на входе схемы, присоединенной к камере, зависит от траектории ионизирующей частицы. Для того чтобы напряжение на выходе усилителя нарастало до максимального значения вне зависимости от траектории частицы в камере, постоянные времени анодных цепей $\tau_a = C_a R_a$ должны быть порядка длительности возрастания импульса входного напряжения. Поэтому в усилителях должны применяться лампы с большой крутизной (см. гл. IV). Последние особенно необходимы при работе с камерой, имеющей сетку.

При выборе параметров переходных цепей следует принять во внимание, что импульсы напряжения на входе схемы имеют сравнительно длинные „хвосты“, соответствующие уменьшению величины напряжения постоянной времени τ_0 . Если за время, отделяющее прохождение через камеру одной частицы от прохождения предыдущей, напряжение на входе не успеет уменьшиться практически до нуля, то второй импульс наложится на первый и амплитуда второго будет измерена неверно. Поэтому в усилителе должно быть предусмотрено уменьшение длительности импульсов. Это может быть сделано выбором соответствующих параметров переходных цепей. Для того чтобы убедиться в этом, положим, что импульс напряжения, имеющий крутой передний фронт и экспоненциальный „хвост“ после усиления в анодной цепи лампы, действует на входе цепи $C_g R_g$, представляющей собой переходную цепь первого каскада схемы (такое рассмотрение возможно, поскольку справедливо неравенство $\tau_g \gg \tau_a$). Если постоянная времени τ_g значительно больше времени нарастания напряжения в импульсе, то пока напряжение на входе переходной цепи увеличивается, емкость C_g практически не успевает зарядиться. Поэтому максимальное напряжение на выходе цепи $C_g R_g$ (т. е. на сетке лампы следующего каскада) равно максимальному напряжению в импульсе на аноде лампы. Во время уменьшения входного напряжения, емкость C_g заряжается, вследствие чего напряжение на выходе переходной цепи падает быстрее, чем уменьшается напряжение на ее входе. В некоторый момент времени напряжение на емкости становится равным мгновенному значению напряжения на входе цепи $C_g R_g$. Тогда напряжение на выходе цепи, т. е. на сетке второй лампы, становится равным нулю, затем меняет свою полярность, проходит через максимум и в дальнейшем стремится к нулю. Эти процессы иллюстрируют кривые, приведенные на рис. 335a и 335b, для разных соотношений между постоянной времени переходной цепи и постоянной времени τ_0 . Из рассмотрения графиков видно, что при выборе $\tau_g \ll \tau_0$ можно значительно ускорить уменьшение величины напряжения в импульсе и сильно сократить возможность ошибок в определении амплитуд импульсов из-за наложения одного на хвост другого. При этом величина постоянной времени τ_g должна быть выбрана такой, чтобы

за время нарастания напряжения на входе разделительной цепи емкость C_g не успела бы заметно зарядиться. В противном случае амплитуда напряжения в импульсе окажется меньшей, чем при пропорциональном усилении. Поэтому нежелательно выбирать постоянную времени τ_g меньшей величины порядка $10 T$.

На выходе каскада с относительно малой постоянной времени практически совершенно разделяются все импульсы, которые соответ-

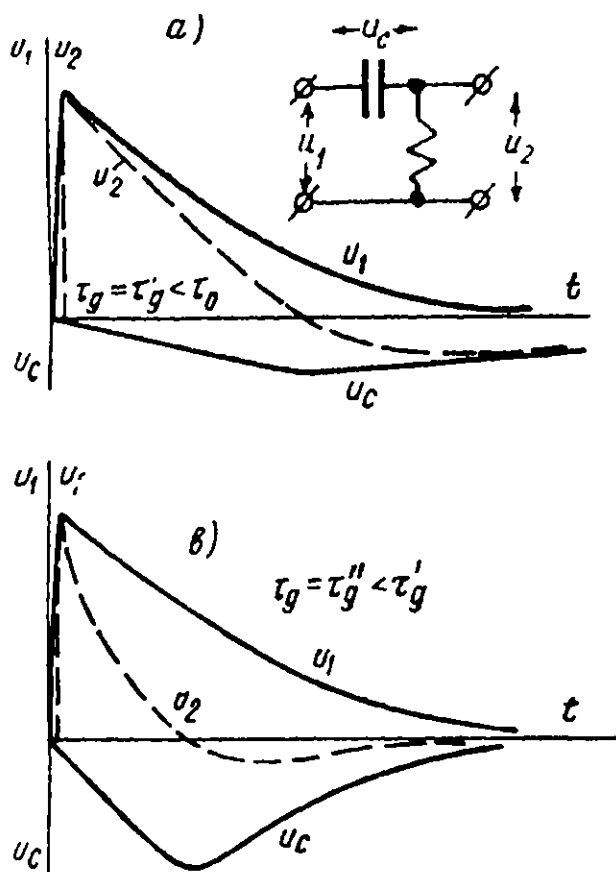


Рис. 335. К выбору постоянной времени цепи связи каскада усилителя для ионизационной камеры с целью разделения импульсов.

Приведенные соображения позволяют указать примерные параметры входной цепи и переходной цепи первого каскада измерительной схемы.

Действительно, пусть, например, камера не имеет сетки и максимальное время нарастания напряжения, равное времени движения положительных ионов в ней, $T_{(+)} = 10^{-4}$ сек. Для получения пропорциональности амплитуды импульсов заряду ионов в камере достаточно выбрать величину постоянной времени τ_0 равной нескольким миллисекундам. Но для того, чтобы получить малый уровень флюктуационного напряжения на выходе, рационально выбрать значение τ_0 порядка 0,1 сек. Если схема предназначена для работы с камерой, имеющей сетку и максимальное время возрастания напряжения, $T_{(-)}$ около 10^{-6} сек., то величину постоянной времени τ_g можно выбрать

соответствующим прохождению через камеру частиц через интервалы времени большие, чем $(2 \div 3)\tau_g$.

Чаще всего такое разделение импульсов делается в первом каскаде усилителя. Постоянные времени переходных цепей всех остальных каскадов выбираются большими (часто порядка 0,1 сек.) с тем, чтобы не было бы потерь в пропорциональности усиления вследствие зарядки емкостей C_g .

При условии $\tau_g \ll \tau_0$ выполняется соотношение $\omega_H \gg \frac{1}{\tau_0}$,

это, как было отмечено, существенно снижает флюктуационное напряжение на выходе измерительной схемы. Таким образом, уменьшение постоянной времени переходной цепи первого каскада сопровождается не только сокращением длительности импульсов и уменьшением величины флюктуационного напряжения, мешающего изменениям на выходе схемы.

равной, приблизительно, 10^{-5} сек., а значение τ_0 рационально сохранить равным величине порядка 0,1 сек. Очевидно, что во втором случае, при меньшем времени возрастания напряжения и той же величине постоянной времени τ_0 флюктуационное напряжение на выходе будет меньше, чем в первом случае.

Кроме того, что весьма существенно, при значении τ_d порядка 10^{-5} сек. разделенные импульсы на выходе схемы получают при минимальном интервале времени между прохождением двух частиц через камеру примерно в 100 раз меньшем, чем в случае, если величина τ_d имеет порядок 10^{-8} сек. Поэтому, если на вход схемы включен прибор с достаточно малым временем успокоения, то разрешающая способность второй установки больше, чем первой.

На рис. 336 приведена схема одного из усилителей, специально предназначенных для работы с камерой [74]. В этой схеме постоянная времени переходной цепи первого каскада 10^{-5} сек., а постоянные времени переходных цепей остальных каскадов 10^{-1} сек. Постоянная времени входной цепи порядка 10^{-2} — 10^{-1} сек.

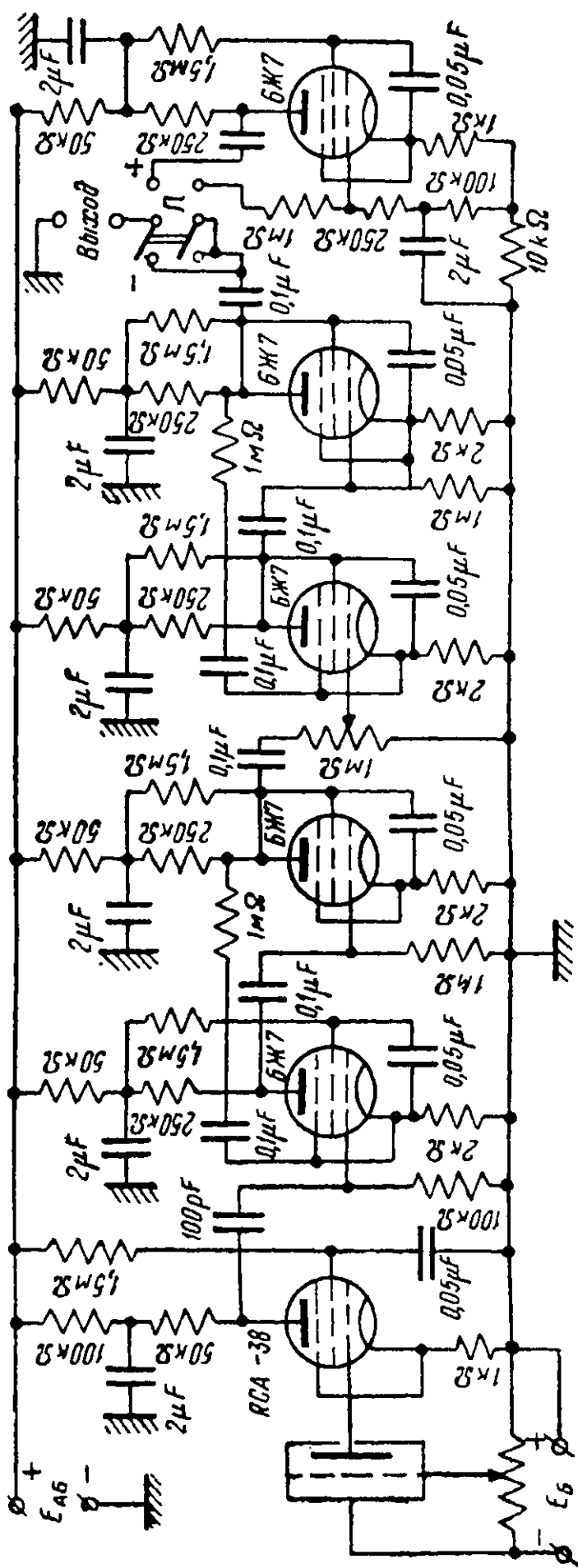


Рис. 336. Схема усилителя, предназначенного для работы с ионизационной камерой.

Необходимый коэффициент усиления измерительной схемы, как уж отмечалось, определяется чувствительностью прибора, включенного на выходе, и величиной заряда, который предполагается регистрировать. Если установка предназначена для работы в интенсивных потоках частиц и необходимо регистрировать импульсы длительностью 10^{-5} — 10^{-6} сек., то на выход чаще всего включается высокочастотный шлейфный осциллограф. Чувствительность таких осциллографов колеблется от 1 до 20 *мв* на 1 *мм* отклонения светового пятна на ленте. Поэтому последний каскад измерительной схемы для камеры с малым временем собирания ионов обычно строится на мощной выходной лампе. Иногда несколько таких ламп включаются в параллель. В схеме, приведенной на рис. 336, мощный каскад не указан. Напряжение на его вход может быть снято с выхода приведенной схемы, причем в последней предусмотрена возможность получения на выходе импульсов как положительной, так и отрицательной полярности (изменение полярности осуществляется включением дополнительного каскада). Для управления величиной тока в пределах, нужных для большого отклонения пятна на ленте осциллографа, импульсы напряжения на входе мощного выходного каскада должны иметь амплитуду в несколько вольт. Поэтому коэффициент усиления всех каскадов схемы до последнего должен быть большим. Для схемы на рис. 336 он порядка 10^6 . Постройка импульсного линейного усилителя с таким коэффициентом усиления представляет серьезную задачу. Для уменьшения амплитудных искажений и стабилизации работы в таких усилителях широко применяется отрицательная обратная связь. В приведенной схеме имеется как внутрикаскадная, так и междукаскадная отрицательная обратная связь (первая — по току, а вторая — по напряжению). Внутрикаскадная обратная связь осуществляется за счет введения активных сопротивлений в цепи катодов ламп. Междукаскадная отрицательная связь дается цепями, связывающими анод третьей и пятой лампы с катодами второй и четвертой ламп.

Весьма существенен выбор правильного смещения на сетках ламп. Оно должно быть таким, чтобы при действии импульса на входе рабочая точка каждой лампы перемещалась в области прямолинейных участков ее анодных характеристик. Если импульсы на входе схемы имеют отрицательную полярность, то схему собирают так, чтобы она содержала четное число каскадов (считая и выходной каскад), и на сетку последней, наиболее мощной лампы подают большое отрицательное смещение. В противном случае выходная лампа длительное время работает при большом анодном токе, что для нее вредно. Совершенно так же при положительной полярности импульсов на входе схема должна содержать нечетное число каскадов. При этом последняя лампа попрежнему работает при большом отрицательном смещении. В схеме, изображенной на рис. 336, переход от четного к нечетному числу каскадов осуществляется переключением рубильника *П*.

Отклонение светового пятна, даваемого шлейфным осциллографом, обычно записывается на светочувствительную ленту. Импульсы, прошедшие через измерительную схему, имеют кроме основной части одной полярности, также участок обратной полярности. Если скорость движения ленты осциллографа невелика, то положительные и отрицательные отклонения светового пятна, соответствующие одному импульсу, на входе схемы сливаются вместе. Это не мешает измерениям, но для определения амплитуды импульсов на выходе схемы необходимо вести отсчет от нулевой линии.

На рис. 337 приведен пример записи ионизации, производимой сильно ионизирующими частицами на фоне большого числа слабо ионизирующих.

В более сложных измерительных схемах предусматривается возможность перехода от одних постоянных времени переходной цепи одного из каскадов к другим постоянным времени, используются каскады с катодной нагрузкой, делается несколько отдельных выходов для работы с разными регистрирующими приборами и т. д. [15].

В основе построения этих схем лежат изложенные выше соображения о тех условиях, которым должен удовлетворять усилитель. Следует отметить, что в настоящее время все более и более широкое применение находит метод сокращения длительности импульсов с помощью электрических линий. Для этого используется короткозамкнутая искусственная линия, которая присоединяется к концам анодного сопротивления лампы (рис. 338) или к концам сопротивления утечки сетки (например, второго каскада схемы).

Положим, что в результате прохождения через камеру частицы, на сопротивлении появляется импульс напряжения с крутым передним и пологим задним фронтами. Этот импульс распространяется вдоль линии, отражается от ее закороченного конца и, изменив полярность на обратную, возвращается к началу линии. Величина сопротивления, к концам которого присоединена линия, выбирается равной ее характеристическому сопротивлению. Поэтому импульс, отразившись от закороченного конца и возвратившись к началу линии, больше отражений не претерпевает. На-

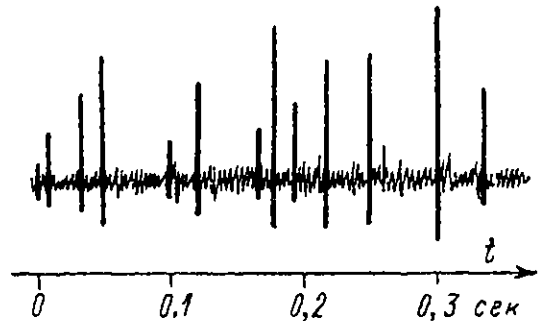


Рис. 337. Пример записи импульсов, даваемых ионизационной камерой, при использовании в измерительной схеме усилителя на сопротивлениях.

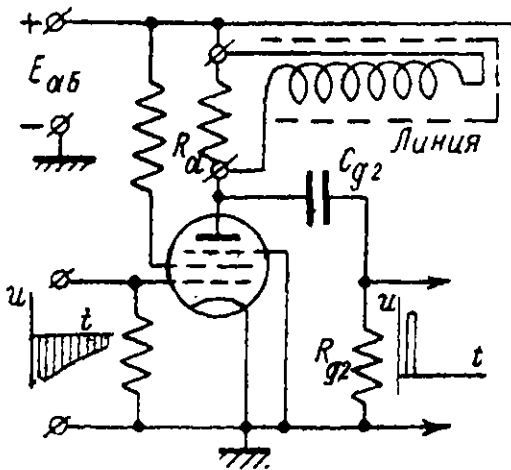


Рис. 338. Применение короткозамкнутой линии для сокращения длительности импульсов.

пряжение на сопротивлении, к которому присоединена линия, складывается из двух: одного, соответствующего импульсу, пришедшему со стороны камеры, и второго, отраженного от короткозамкнутого конца линии. Если потери в линии малы и ими можно пренебречь, то второе напряжение приблизительно соответствует по форме первому, но имеет обратную полярность и сдвинуто относительно первого на время $2t_{\text{л}}$, где $t_{\text{л}}$ — время прохождения фронта импульса в одну сторону (рис. 339). В результате сложения этих напряжений получается импульс с крутыми передним и задним фронтами. Длительность импульса определяется параметрами линии (величиной времени $t_{\text{л}}$). Очевидно, что величина времени $t_{\text{л}}$ должна быть несколько больше времени возрастания напряжения в импульсе до максимального значения.

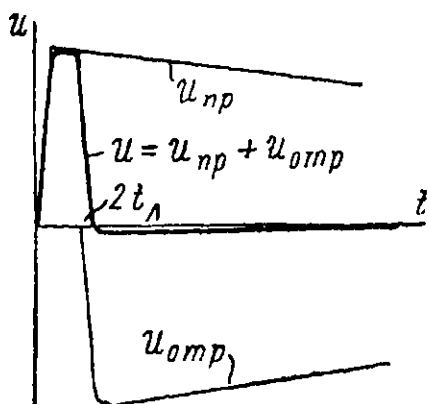


Рис. 339. Иллюстрация сокращения длительности импульсов с помощью короткозамкнутой линии.

Этот метод сокращения длительности импульсов позволяет придать им форму, весьма близкую к прямоугольной, и благодаря этому увеличить разрешающую способность установки. Размеры искусственных линий (см. § 6 первой главы) получаются вполне приемлемыми и их введение в установку практически не увеличивает ее габаритов.

Для пропорционального усиления кратковременных импульсов, полученных после дифференцирования или иного сокращения их длительности, а также импульсов, даваемых камерой с сеткой, необходимо расширение полосы пропускания усилителя в сторону высоких частот. Для этого, кроме постройки схемы на специальных лампах [6Ж14Б (6АС7), 6Ж5П (6АС5) и др.], могут быть применены методы коррекции, рассмотренные в гл. IV. Особое внимание должно быть обращено на то, чтобы введение корректирующих цепей не привело к возрастанию напряжения до мгновенной величины, превосходящей его стационарное значение. Расчеты усилителей обычно делаются в предположении прямоугольной формы импульсов. Получаемые при этом результаты практически оказываются вполне удовлетворительными.

Градуировка измерительной схемы может быть произведена методом индуцирования известного заряда в цепи сетки первой лампы. Для этого цепь сетки связывается через конденсатор небольшой емкости с источником импульсов напряжения, амплитуду которых можно по желанию изменять. Конденсатор с небольшой и хорошо известной величиной емкости может быть выполнен в виде короткого отрезка металлического цилиндра диаметром 2—3 мм и коаксиальной металлической трубочки, разделенных хорошим изолятором.

Импульсы напряжения небольшой амплитуды в простейшем случае можно получить, например, замыканием и размыканием рубильника, закорачивающего часть потенциометра, к которому приключен один электрод конденсатора (рис. 340).

При градуировке схемы, рассчитанной на усиление кратковременных импульсов, желательно, чтобы градуировочные импульсы были бы приблизительно такой же длительности, как измеряемые. Одна из схем, специально предназначенных для получения кратковременных градуировочных импульсов, приведена на рис. 341.

Замыканием рубильника Π зажигают тиратрон. В его анодной цепи в течение времени порядка 10^{-6} сек. развивается ток, и на сетке первой лампы измерительной схемы индуцируется импульсный заряд. Для вычисления сообщенного сетке заряда нужно знать величину изменения потенциала индукционного кольца (внешнего электрода конденсатора $C_{изм}$).

Эту величину определяют как произведение из тока, текущего в анодной цепи тиратрона, на значение сопротивления R' .

Нередко градуировка измерительных схем с присоединенной ко входу камерой производится путем измерения амплитуд импульсов на выходе схемы при прохождении через камеру частиц с известной ионизирующей способностью.

Выражение (337) показывает, что крутизна начального участка фронта импульса напряжения, даваемого камерой, пропорциональна суммарному заряду электронов, оставляемых частицей на своем пути в камере, и не зависит от ее траектории. Поэтому, как уже отмечалось, для измерения этого заряда можно построить схему таким образом, чтобы показания прибора на ее выходе были бы пропорциональны крутизне этого участка фронта, а не амплитуде импульсов на входе. Для этого сигналы, даваемые камерой, должны

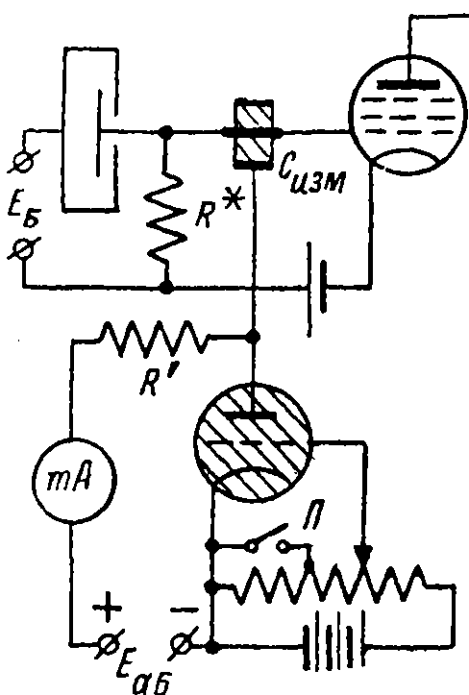


Рис. 341. Схема для получения кратковременных градуировочных импульсов на входе измерительного устройства.

быть продифференцированы, полученные импульсы усилены с сохранением соотношений между их амплитудами и амплитуды импульсов на выходе измерены с помощью того или иного прибора. Для дифференцирования сигналов можно воспользоваться RC -цепью

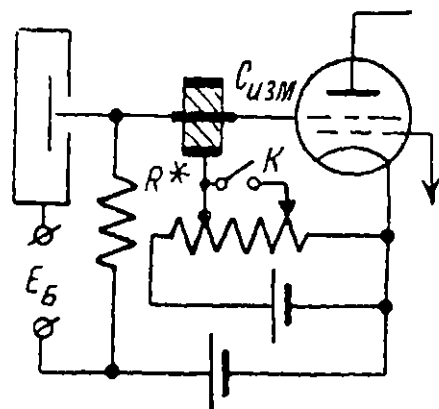


Рис. 340. Цепь градуировки измерительных схем.

с активным выходом, выбрав достаточно малой постоянную времени этой цепи. Протяженности крутых участков фронтов импульсов должны быть достаточно велики для того, чтобы напряжение на выходе дифференцирующей цепи успело бы достигнуть величины, пропорциональной производной du'/dt . Поэтому необходимо, чтобы ионизирующие частицы проходили в камере вблизи от электрода, присоединенного к отрицательному полюсу источника питания. Тогда основная часть возрастания напряжения на входе схемы будет обязана движению в камере электронов и участок фронта с небольшо-

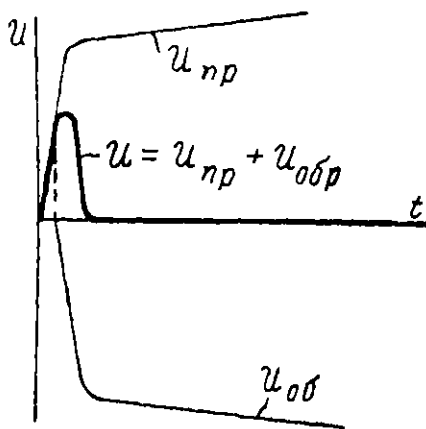


Рис. 342. Иллюстрация процессов при дифференцировании переднего фронта импульса с помощью линии.

й крутизной будет относительно невелик. Практически приходится выбирать постоянную времени дифференцирующей RC -цепи порядка 10^{-7} сек. или даже меньше. Импульсы на выходе дифференцирующей цепи имеют очень маленькую амплитуду и их усиление представляет трудную задачу.

Хорошие результаты для дифференцирования переднего фронта импульсов дает применение искусственной линии. Она включается в схему так же, как и линия укорочения импульсов, но ее параметры выбирают такими, чтобы величина времени $2t_d$ была бы меньше длительности крутого участка переднего фронта импульсов, даваемых камерой. Рисунок 342 иллюстрирует, каким образом при этом сложение прямого и обратного импульсов дает импульс, амплитуда которого пропорциональна крутизне фронта (на рисунке изображены только передние фронты прямого и обратного импульсов). Очевидно, что амплитуда полученного таким образом импульса, оставаясь пропорциональной крутизне фронта, будет тем больше, чем ближе величина времени $2t_d$ к продолжительности фронта. Если область прохождения частиц через камеру ограничена объемом вблизи отрицательного электрода, то минимальная длительность крутого участка фронта соответствует движению электронов от границ этой области до положительного электрода. Величина времени $2t_d$ должна быть выбрана несколько меньшей этого времени.

Применение линии, дифференцирующей передний фронт, позволяет получить импульсы большей амплитуды и более удобные по форме для усиления и регистрации, чем при применении дифференцирующей RC -цепи. Если не считать звена дифференцирования сигналов, то постройка измерительной схемы для определения величины заряда в камере по крутизне начальных участков фронтов импульсов вполне аналогична постройке схемы для измерения величины заряда Q по амплитуде импульсов,

Описывая построение измерительных схем, применяемых при работе с ионизационными камерами, мы до сих пор имели в виду определение величины заряда ионов, оставленных частицей на своем пути. Если камера используется для регистрации только числа частиц, проходящих через нее, то измерительная схема должна содержать прибор, отмечающий число импульсов, и усилитель, который усиливает импульсы, даваемые камерой, до величины, необходимой для работы регистрирующего прибора. При этом совершенно не требуется, чтобы усилитель был бы пропорциональным, т. е. чтобы амплитуда импульсов на его выходе была бы линейной функцией амплитуды импульсов на входе. Для фиксирования числа импульсов может служить, например, механический регистратор. При счете большого числа частиц в секунду между выходом усилителя и каскадом, управляющим работой механического регистратора, вклю-

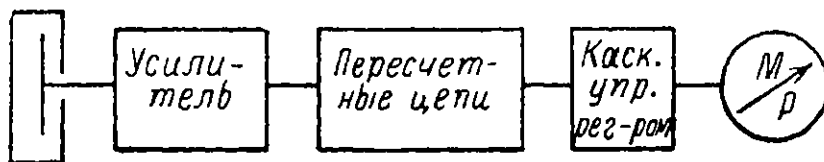


Рис. 343. Блок-схема установки для регистрации числа частиц с помощью ионизационной камеры.

чают пересчетное устройство. Поэтому блок-схема установки с ионизационной камерой, предназначенной для регистрации числа частиц, имеет вид, указанный на рис. 343. В усилительном устройстве должно быть предусмотрено разделение импульсов, даваемых камерой. Для этого может быть применен один из методов, описанных выше, причем так как усилитель не должен быть пропорциональным, параметры дифференцирующего звена могут быть выбраны, исходя из менее жестких условий, чем те, которые были указаны. Величина необходимого усиления определяется, с одной стороны, амплитудой импульсов, нужных для работы регистрирующего устройства (например, пересчетной схемы или каскада, управляющего регистратором), а с другой стороны, амплитудой импульсов, действующих на входе. Обычно необходимый коэффициент усиления оказывается такого же порядка, как при измерении величины заряда ионов, оставляемых частицей в камере. Для постройки усилителя используются пентоды с большой крутизной и в их схемах применяются корректирующие цепи для расширения полосы пропускания в высокочастотную часть спектра.

Для измерения заряда, освобождаемого частицей на своем пути (а также и для счета числа частиц), могут быть использованы кристаллические счетчики. Необходимые для этого измерительные схемы строятся таким же образом, как схемы для камер, и в основе их построения лежат изложенные выше соображения.

Для „пропорционального счета“, т. е. для измерения заряда, освобождаемого каждой частицей в счетчике, повидимому, наиболее рационально воспользоваться тем, что крутизна начального участка переднего фронта импульса, даваемого кристаллическим счетчиком, пропорциональна величине этого заряда [выражение (350)]. Поэтому соответствующая измерительная схема строится с расчетом на дифференцирование переднего фронта импульса. Как уже отмечалось, для этого с успехом может быть применена искусственная линия.

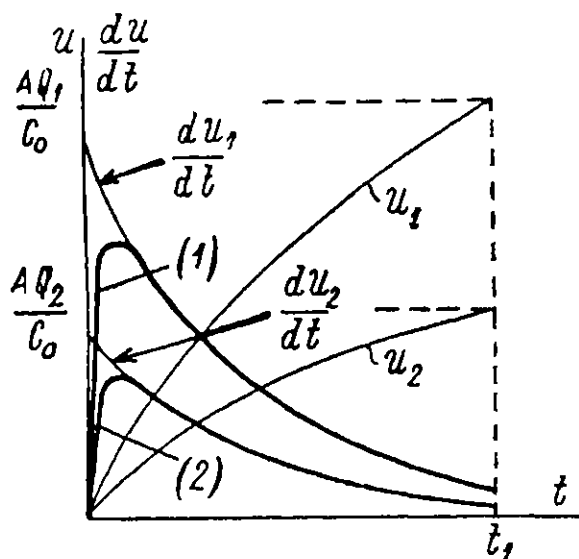


Рис. 344. Изменение с течением времени величины напряжения, даваемого пропорциональным счетчиком, и скорости нарастания этого напряжения.

времени после начала возрастания напряжения. Это наглядно иллюстрируют приведенные на рис. 344 две серии графиков.

Графики $u_1 = f_1(t)$, $\frac{du_1}{dt} = f_3(t)$ и график 1 показывают изменение напряжения в импульсе, даваемом счетчиком, изменение крутизны фронта импульса и, наконец, напряжение, наблюдаемое на выходе дифференцирующей RC-цепи. Эти три графика соответствуют прохождению через счетчик частицы, оставляющей на своем пути заряд одного знака, равный Q_1 .

Вторая серия графиков относится к другой частице, оставившей на своем пути вдвое меньший заряд. Отношение ординат кривых $\frac{du_1}{dt} = f_3(t)$ и $\frac{du_2}{dt} = f_4(t)$ равно двум для любого момента времени в интервале от $t=0$ до $t=t_1$. Максимальное значение напряжения на выходе дифференцирующей цепи также приблизительно равно двум.

Если постоянная времени дифференцирующей цепи $\tau_{\text{диф}}$ выбрана порядка $5t_0 - 10t_0$ (выражение для времени t_0 приведено в § 1 настоящей главы), то отношение амплитуд импульсов после диффе-

2. Построение схем для работы с пропорциональными счетчиками. Изменение с течением времени величины напряжения на сопротивлении в цепи питания пропорционального счетчика и изменение скорости нарастания этого напряжения описывают выражения (341) и (344). Из рассмотрения этих выражений видно, что при использовании счетчика для пропорционального счета нужно либо измерять максимальную амплитуду импульсов напряжения на сопротивлении, либо измерять крутизну их переднего фронта через одинаковый для всех импульсов промежуток

ренцирования практически равно отношению величин зарядов Q_1/Q_2 , но потеря в амплитудах импульсов, связанная с дифференцированием, оказывается приблизительно такой же, как если уменьшить коэффициент газового усиления счетчика, примерно, в 10 раз. Эта цифра является совершенно условной и более точную указать трудно, так как она определяется геометрией счетчика, распределенными емкостями монтажа и т. д.

Несмотря на заметный проигрыш в величине амплитуды измеряемых импульсов, построение измерительных схем с дифференцированием импульсов предпочтительно, так как измерение максимального напряжения в импульсе, даваемом счетчиком, связано с малой разрешающей способностью установки.

Импульсы, даваемые пропорциональным счетчиком, прошедшие через дифференцирующую цепь, имеют очень малую продолжительность. Так, например, при значениях r_1 , r_2 , p и E_B , приведенных в п. 2 § 1 настоящей главы, величина времени t_0 имеет значение около 0,015 мксек. При выборе $\tau_{\text{диф}} \approx 0,1$ мксек продолжительность импульсов после дифференцирования будет меньше микросекунды. Малая продолжительность импульсов позволяет построить установку с большой разрешающей способностью, причем коэффициент усиления схемы может быть в 100—1000 раз меньшим, чем при работе с ионизационной камерой. Это сильно упрощает постройку усилителя, который в остальном должен удовлетворять таким же требованиям, как усилитель, предназначенный для измерительной установки, работающей с ионизационной камерой.

Пропорциональные счетчики, так же как и ионизационные камеры, могут быть использованы для регистрации числа проходящих через них частиц без измерения количества ионов, оставляемых каждой частицей на своем пути, или для того, чтобы отличать сильно ионизирующие частицы от слабо ионизирующих. И в том и в другом случае пропорциональность между амплитудой импульса на входе и на выходе усилителя не нужна и его постройка упрощается.

Блок-схема устройства с применением пропорционального счетчика для регистрации числа частиц совпадает с блок-схемой, изображенной на рис. 343.

При работе с ионизационными камерами и пропорциональными счетчиками часто применяются схемы, построенные на электронных лампах, позволяющие легко определять распределение импульсов по их амплитудам. Такие схемы будут приведены в следующем параграфе.

Для своей работы амплитудные анализаторы требуют усиления в 10^6 — 10^7 раз импульсов напряжения, получаемых от ионизационной камеры, и усиления импульсов пропорциональных счетчиков в 10^4 — 10^5 раз.

Еще раз подчеркнем, что приведенные здесь и выше цифры иллюстрируют порядок значений коэффициента усиления измерительной

схемы, работающей с камерой или счетчиком. Более точные данные о величине коэффициента усиления и необходимых характеристиках усилителя могут быть указаны, лишь если известна экспериментальная задача, для решения которой строится установка, а также выбрана конструкция счетчика или камеры и метод регистрации импульсов на выходе устройства.

3. Схемы гашения для счетчиков Гайгера — Мюллера. В простейшем случае для регистрации импульсов, даваемых счетчиком Гайгера — Мюллера, можно воспользоваться струнным электрометром. Схема его включения представлена на рис. 345 и не нуждается в пояснениях.

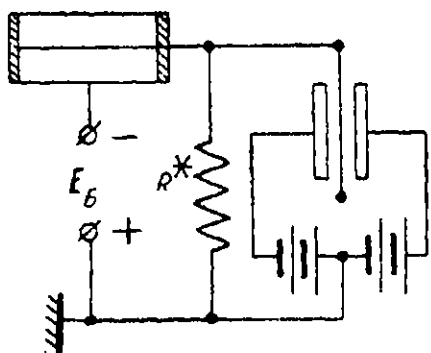


Рис. 345. Включение электрометра для регистрации числа импульсов, даваемых счетчиком.

Для несамогасящихся счетчиков величина сопротивления R^* выбирается порядка 10^9 ом.

С помощью этой схемы можно считать лишь 30 — 40 импульсов в минуту, так как трудно визуально регистрировать частые отбросы нити электрометра. Практически схемы с электрометрами используются только для налаживания установок. Для проведения наблюдений вместо электрометра включается механический регистратор.

Амплитуда импульсов, даваемых счетчиком Гайгера — Мюллера, имеющая величину порядка нескольких десятков вольт, вполне достаточна для того, чтобы сигналы можно было бы непосредственно, без предварительного усиления напряжения, подать на вход каскада управления работой регистратора. Но на самом деле непосредственно связать счетчик с лампой управляющего каскада не представляется возможным. Если лампа не заперта, то сопротивление r_g между сеткой и катодом намного порядков меньше, чем 10^9 ом, и поэтому счетчик, с сопротивления которого напряжение прямо снимается на сетку лампы, либо вовсе не работает, либо работает плохо. Отделение счетчика с гасящим сопротивлением от сетки лампы небольшой емкостью сопровождается большим уменьшением величины импульса, действующего на сетке. Поэтому в качестве промежуточного звена между входом каскада, управляющего работой механического регистратора, и счетчиком включается каскад усиления напряжения, построенный на лампе с малой входной емкостью. Пример такой схемы с использованием вакуумной лампы в управляющем каскаде приведен на рис. 346. На этом же рисунке показана форма импульсов напряжения в разных точках схемы. Так как искажения формы импульсов в первом каскаде не существенны, то величина сопротивления R_a выбирается порядка нескольких десятков или даже сотен тысяч ом, а постоянная времени переходной цепи $C_g R_g$ — порядка 10^{-3} сек.

Очевидно, что в приведенной схеме нет необходимости включать большое сопротивление R^* в цепь счетчика и поэтому время восстановления режима счетчика после прекращения в нем разряда зависит от времени восстановления напряжения на аноде тиратрона. Разрешающее время этой схемы в основном лимитирует механический регистратор.

Другая схема гашения [77], построенная на тиратроне, разрешающее время которой не связано с работой механического регистратора, приведена на рис. 348.

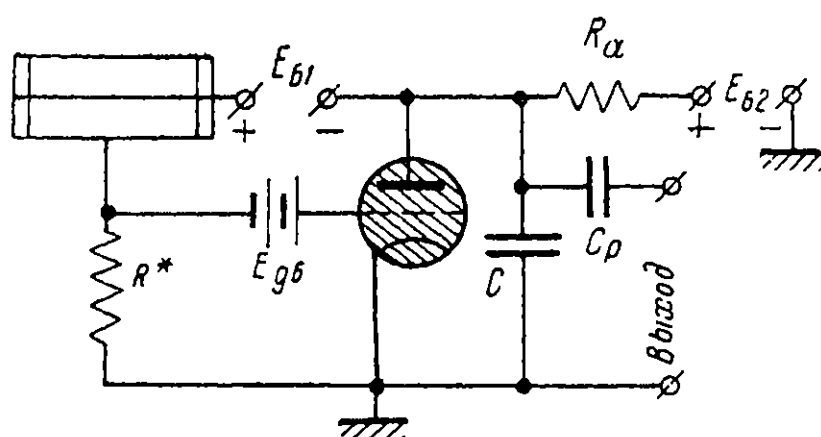


Рис. 348. Вариант схемы гашения с применением тиратрона.

Действие схемы вполне подобно действию предыдущей схемы. Пока в счетчике нет разряда, тиратрон не проводит, и емкость C заряжена до напряжения, равного величине E_{B2} . При этом напряжение на счетчике $u_{сч} = E_{B1} + E_{B2}$ превосходит по величине U_{min} . При возникновении разряда в счетчике тиратрон

вспыхивает и напряжение на счетчике падает до величины, близкой к E_{B1} и более низкой, чем U_0 . Емкость C быстро разряжается через тиратрон, и он гаснет. Время восстановления напряжения на счетчике и на аноде тиратрона определяется временем зарядки емкости C через сопротивление R_{α} . Оно ограничивается временем деионизации в тиратроне. Разрешающее время схемы может быть доведено до величины, близкой к 10^{-4} сек., т. е. приблизительно к величине времени, необходимого для ухода ионов из объема счетчика. Разумеется, импульсы с выхода схемы не могут быть непосредственно поданы на вход каскада, управляющего работой механического регистратора, разрешающее время которого порядка 10^{-2} сек. Поэтому при большой скорости счета необходимо применение пересчетной цепи с соответствующим коэффициентом пересчета.

Большое распространение получили схемы гашения, построенные на вакуумных лампах. Они характеризуются большой устойчивостью и надежностью работы и позволяют получить разрешающее время порядка 10^{-4} сек.

На рис. 349 приведена такая схема, получившая название схемы гашения Ниера — Харпера [78]. Сеточное смещение лампы схемы выбирается таким, что при отсутствии разряда в счетчике лампа заперта. При развитии разряда в счетчике по сопротивлению R_g течет ток $i_{сч}$, и лампа отпирается. Появившийся в ее анодной цепи ток создает на

сопротивлении R_a падение напряжения, и потенциал нити счетчика понижается на величину, приблизительно равную $i_a R_a$. Поэтому условие прекращения образования в счетчике серий лавин будет не (345), а

$$R_a \geq \frac{E_B - U_0}{i_a}. \quad (351)$$

Так как $i_a \gg i_{\min}$, то величина сопротивления R_a может быть взята много меньшей, чем в схеме с гасящим сопротивлением. Время восстановления напряжения на счетчике определяется временем снижения напряжения на сетке лампы после прекращения протекания тока $i_{сч}$ и временем нарастания напряжения на аноде лампы после того как она запирается. Легко видеть, что если величина сопротивления R_g порядка $5 \cdot 10^6$ ом, $R_a = 10^6$ ом, а емкость цепи сетки и анода 20 пф, то время восстановления напряжения на счетчике — около 10^{-4} сек. Схема Ниера — Харпера проста и работает вполне устойчиво. Известным недостатком схемы является то, что высокое напряжение, питающее счетчик, приложено к аноду лампы. Хотя обычно усилительные лампы (например, 6Ж7Б) и выдерживают такое напряжение, не пробиваясь, но рабочее время лампы сокращается.

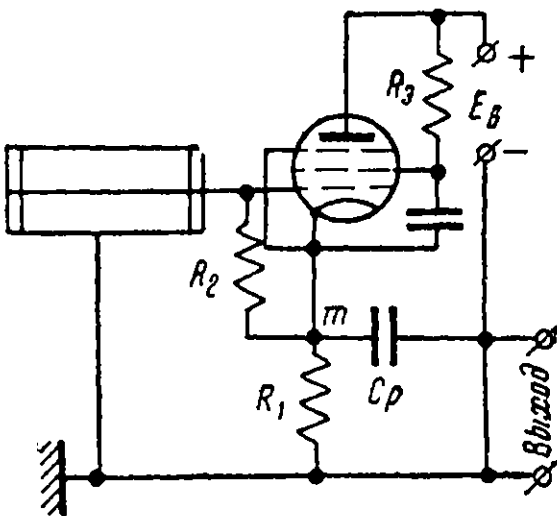


Рис. 350. Схема гашения Ниер — Пикеринга.

довольно сложно. Усиление этого импульса в анодной цепи лампы приводит к уменьшению падения напряжения на сопротивлении R_1 и, следовательно, к возрастанию разности потенциалов между анодом и катодом лампы. Если постоянная времени сеточной цепи много

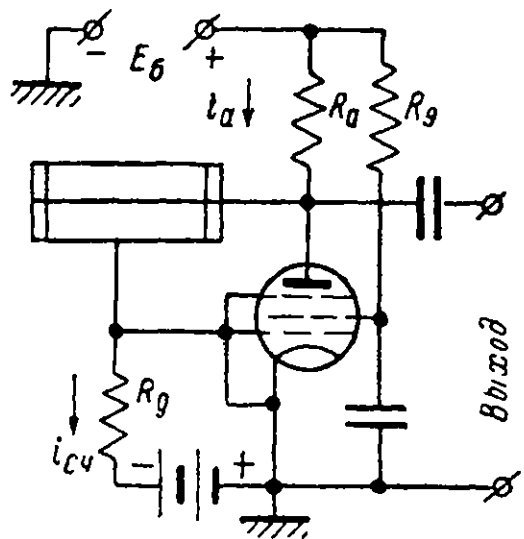


Рис. 349. Схема гашения Ниер — Харпера.

В этом отношении имеет преимущество схема Ниер — Пикеринга [19], изображенная на рис. 350. При отсутствии разряда в счетчике лампа этой схемы открыта. Величина сопротивления R_1 выбирается равной нескольким мегомам. Поэтому практически все напряжение батарей питания падает на нем, и напряжение на счетчике близко к величине E_B . При разряде в последнем, на сетке лампы действует импульс отрицательной полярности. Поведение лампы при этом, вообще говоря,

довольно сложно. Усиление этого импульса в анодной цепи лампы приводит к уменьшению падения напряжения на сопротивлении R_1 и, следовательно, к возрастанию разности потенциалов между анодом и катодом лампы. Если постоянная времени сеточной цепи много

меньше, чем катодной, то изменение напряжения катод — анод лампы протекает медленнее, чем изменение потенциала сетки, и лампа запирается. При этом потенциал точки m схемы падает, разность потенциалов между нитью и цилиндром счетчика снижается до величины более низкой, чем U_0 , и разряд в счетчике прекращается. После этого потенциал сетки лампы возрастает, лампа отпирается, и потенциал точки m схемы относительно быстро восстанавливается, так как эта точка оказывается связанной с положительным полюсом источника питания через сравнительно небольшое сопротивление анод — катод открытой лампы. Величина сопротивления R_1 берется обычно порядка 5 Мом, а величина сопротивления R_2 — порядка 1—2 Мом. При этом

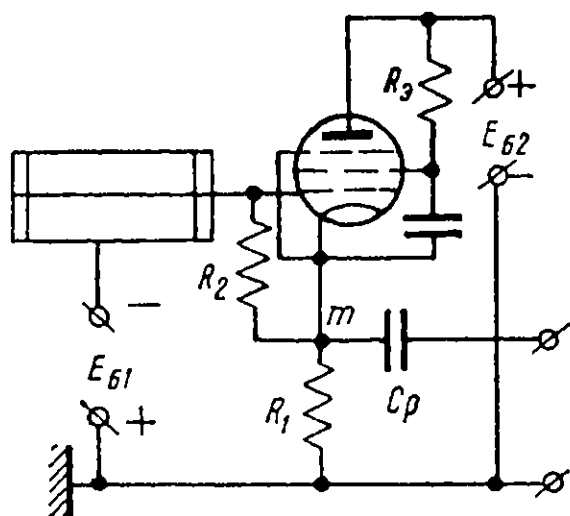


Рис. 351. Схема гашения Ниер — Пикеринга с разделением питания счетчика на две части.

постоянная сеточной цепи оказывается около 10^{-5} сек, а постоянная времени катодной цепи — порядка 10^{-4} сек. Иногда схему Ниер — Пикеринга строят с двумя источниками питания, разделив напряжение питания счетчика на два: одно постоянное и несколько меньшее по величине U_0 , а второе, подаваемое дополнительно с катодного сопротивления лампы, когда последняя открыта (рис. 351). М. С. Козодаев, исследовавший работу такой схемы, нашел, что она не дает выигрыша разрешающей способности по сравнению с применением гасящего сопротивления [80]. Этот вывод отно-

сится к случаю, когда постоянная времени катодной цепи лампы меньше постоянной времени ее сеточной цепи. В случае же если постоянная времени сеточной цепи меньше, чем катодной, разрешающее время счетчика с описываемой схемой гашения определяется в основном постоянной времени катодной цепи лампы и может быть сделано порядка 10^{-4} сек.¹

В схеме Ниер — Пикеринга между катодом и анодом лампы приложено невысокое напряжение и для своей работы схема не требует батареи смещения. На выходе схемы можно легко получить импульсы как отрицательной, так и положительной полярности. Последние снимаются с анода лампы, если в ее анодную цепь включено дополнительное сопротивление (порядка 10^5 ом). Наконец, еще одним положительным качеством схемы является то, что цилиндр счетчика все время находится при постоянном потенциале и служит экраном

¹ Насколько известно автору, впервые обратил внимание на значение соотношения между постоянными времени сеточной и катодной цепей схемы Ниер — Пикеринга Д. С. Андреев.

для нити, присоединенной к сетке лампы. Это уменьшает возможность наводок на вход схемы. К недостаткам схемы с одним источником питания относится постоянный расход батареи питания счетчика.

Приведенные схемы гашения, построенные на вакуумных лампах, позволяют значительно повысить разрешающую способность несамогасящихся счетчиков Гейгера — Мюллера, укорачивая время восстановления напряжения. Но при этом длительность импульсов, снимаемых с выхода схемы гашения, оказывается меньше той, которая нужна для приведения в действие механического регистратора. Поэтому в целях управления работой последнего предусматривается затягивание импульсов.

Большое распространение получило применение в качестве гасящих триггерных схем с одним положением устойчивого состояния.

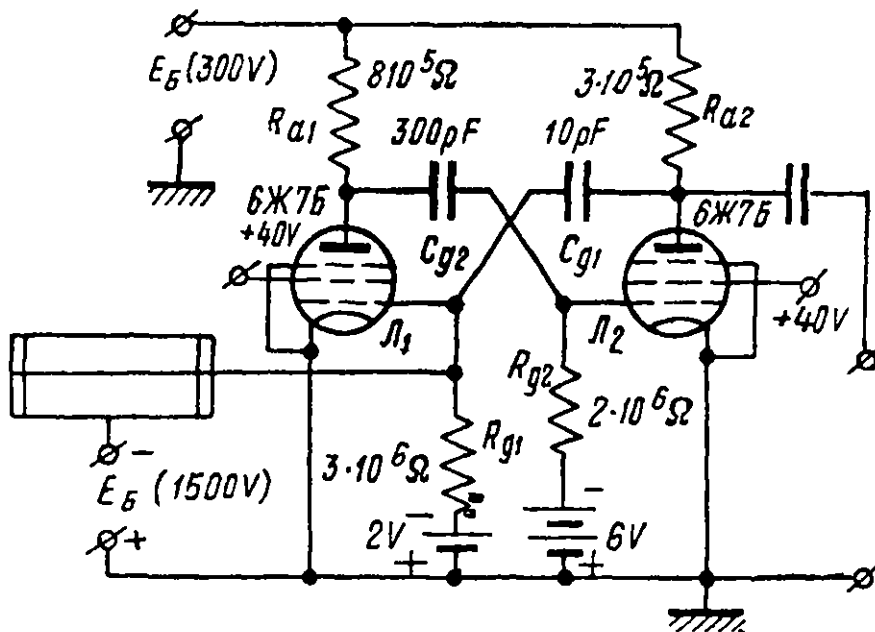


Рис. 352. Мультивибраторная схема гашения Козодаева и Латышева.

Такие схемы предложили М. С. Козодаев и Г. Д. Латышев [81], Геттинг [82] и ряд других исследователей. Схема Козодаева и Латышева, в которой использован запертый мультивибратор, приведена на рис. 352.

В этой схеме величина сопротивления в цепи питания счетчика ($3 \cdot 10^6$ ом) недостаточна для уменьшения на нем напряжения до величины более низкой, чем U_0 . В устойчивом состоянии схемы лампа L_1 открыта, а L_2 заперта. При развитии разряда в счетчике, на сопротивлении R_{g1} появляется импульс напряжения отрицательной полярности и когда напряжение в импульсе достигает нескольких вольт, лампа L_1 запирается, а L_2 открывается. В результате этого напряжение на аноде второй лампы резко уменьшается на величину порядка 150—200 в (см. § 2 главы шестой). Этот импульс отрицательной полярности через цепь связи C_{g1} , R_{g1} передается

на нить счетчика, и напряжение между его электродами понижается до величины более низкой, чем U_0 . Длительность действия импульса определяется уменьшением напряжения на емкости C_{g1} и увеличением напряжения на емкости C_{g2} . Первое ведет к возрастанию потенциала на сетке лампы L_1 , а второе — к понижению потенциала на сетке лампы L_2 . Поэтому причиной возвращения схемы в устойчивое состояние может быть либо запирающее отпирание лампы (первый режим работы), либо отпирающее запертие лампы (второй режим работы). Для установления напряжений на всех элементах схемы после того, как первая лампа вновь оказалась открытой, а вторая закрытой, напряжение на конденсаторе C_{g1} должно достигнуть величины, близкой к напряжению источника питания, а конденсатор C_{g2} должен отдать тот заряд, который он получил, пока лампа L_1 была заперта. Графики, иллюстрирующие изменение с течением времени потенциалов в разных точках схемы запертого мультивибратора, были приведены на рис. 266 и 267. (Эти графики нарисованы для случая, когда в устойчивом состоянии заперта лампа L_1 и открыта L_2 . Поэтому для того, чтобы воспользоваться ими в применении к схеме на рис. 352, следует поменять индексы у напряжений.) Постоянные времени τ_{g1} и τ_{g2} в приведенной схеме должны быть такими, чтобы при выбранном режиме ее работы напряжение на счетчике поддерживалось ниже U_0 в течение времени порядка 10^{-4} сек. Далее, величина емкости C_{g1} должна быть достаточно мала для того, чтобы цепь $C_{g1} R_{a2}$ не шунтировала бы заметно сопротивление R_{g1} . В противном случае время уменьшения потенциала сетки лампы L_1 до ее запирающего будет увеличено. С другой стороны, величина емкости C_{g1} должна быть достаточно велика для того, чтобы значительная часть импульса напряжения оказалась бы приложенной к счетчику.

Преимущество приведенной схемы гашения по сравнению с рассмотренными выше заключается в том, что форма и амплитуда импульса на ее выходе (выходное напряжение снимается с анода одной из ламп) практически определяется только процессами в самой схеме. Поэтому на вход регистрирующей схемы поступают стандартные импульсы, что облегчает и делает более надежной их регистрацию.

Независимо от режима работы запертого мультивибратора, время восстановления напряжения на электродах ламп после перехода к положению устойчивого состояния в несколько раз превышает длительность возбуждаемых импульсов (см. § 2 шестой главы). Поэтому время восстановления напряжения на счетчике оказывается большим, чем время, необходимое для ухода из его объема положительных ионов.

Очевидно, что от этого недостатка свободны схемы гашения с использованием триггера, в котором восстановление напряжения на электродах ламп происходит за время, много более короткое, чем длительность пребывания схемы в крайнем положении, соот-

ветствующем неустойчивому состоянию. Подобные схемы были описаны в § 2 шестой главы.

Примером схемы гашения с использованием одного из таких триггеров может служить схема, приведенная на рис. 353 [89]. Она построена на основе триггера, у которого одна из цепей связи состоит из активных сопротивлений, а вторая содержит разделительную емкость (см. рис. 268). В приведенной схеме величина напряжения на счетчике равна значению напряжения E_B минус напряжение на аноде первой лампы триггера. В положении устойчивого состояния первая лампа открыта и величина напряжения на ее аноде U_{a0} значительно меньше вели-

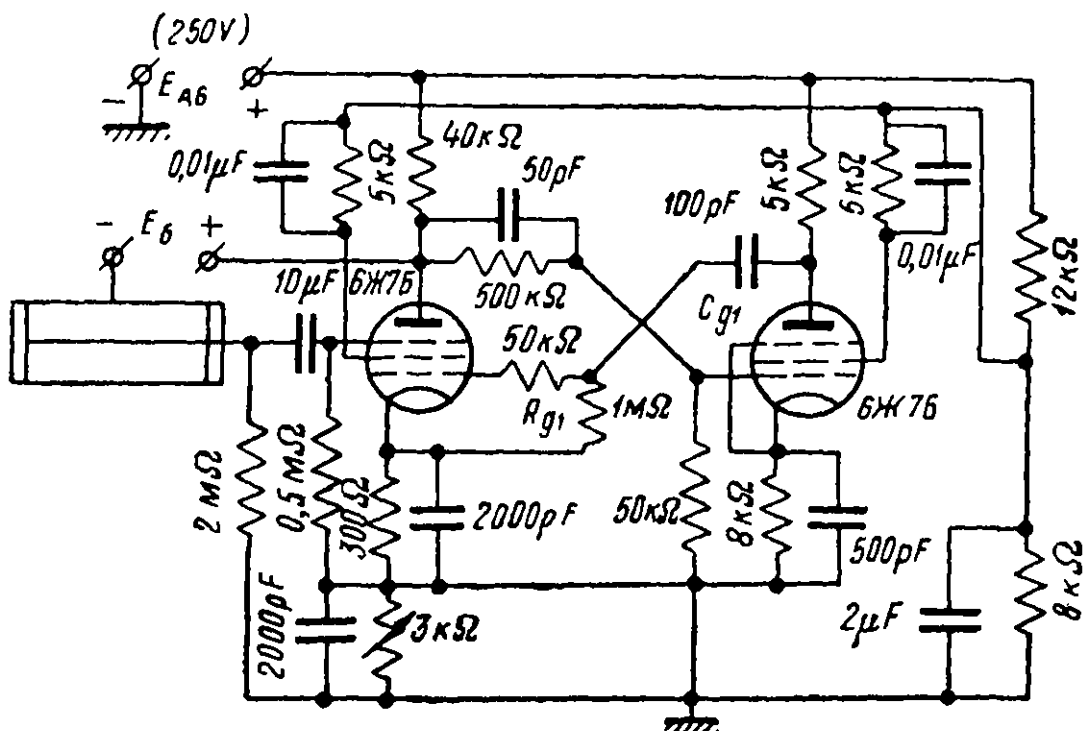


Рис. 353. Триггерная схема гашения.

чины E_{aB} . При развитии разряда в счетчике, отрицательный импульс через разделительную RC -цепь подается на пентодную сетку первой лампы. Эта лампа запирается, а вторая открывается. Напряжение на аноде первой лампы увеличивается до значения, близкого к напряжению источника питания анодных цепей. Поэтому напряжение на счетчике оказывается равным $E_B - E_{aB}$. Если величина $E_B - E_{aB}$ меньше характерного для счетчика значения U_0 , то разряд в нем прекращается. Время, в течение которого лампа L_1 остается закрытой, а напряжение на ее аноде — близким к величине E_{aB} , определяется постоянной времени переходной цепи $C_{g1} R_{g1}$. После того как емкость C_{g1} разрядится настолько, что потенциал сетки первой лампы достигает значения, равного потенциалу запираения, схема возвращается в положение, соответствующее устойчивому состоянию. Длительность гасящего импульса при указанных на рис. 353 значениях параметров схемы около $2 \cdot 10^{-4}$ сек., а восстановление напряжения

на электродах ламп и напряжения на счетчике до величины $E_B - U_{c0}$ происходит за время порядка $2 \cdot 10^{-6}$ сек. Характер изменения с течением времени потенциалов в разных точках схемы иллюстрируют графики, изображенные на рис. 354.

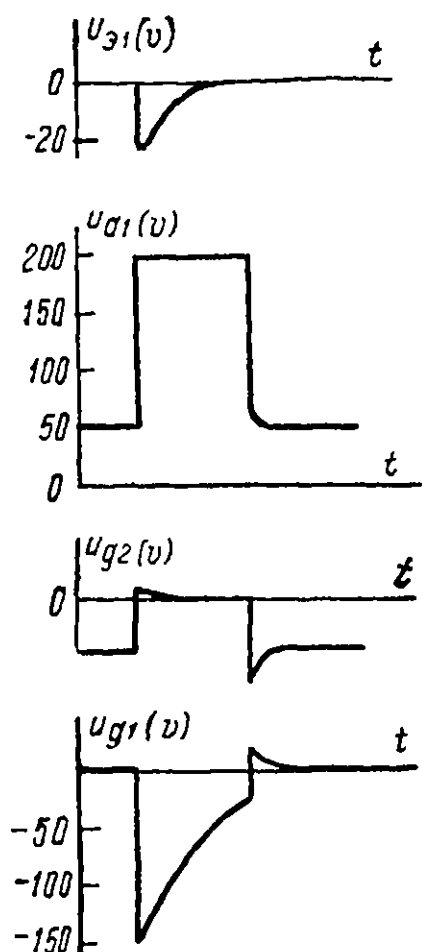


Рис. 354. Характер изменения потенциалов в разных точках триггерной схемы гашения.

Все приведенные схемы позволяют понизить напряжение между электродами счетчика вслед за развитием в нем разряда. Ни одна из этих схем не может уменьшить величину времени, необходимого для ухода положительных ионов из его объема. Существенно уменьшить величину этого времени и, следовательно, увеличить разрешающую способность счетчика можно, построив схему таким образом, чтобы возникновение разряда в счетчике привело бы не к понижению на нем напряжения, а к изменению на короткое время полярности этого напряжения [84]. При этом нить на короткое время окажется отрицательной по отношению к цилиндру, и ионы, которые, как известно, образуются в непосредственной близости к нити, быстро покинут объем счетчика.

Простая схема гашения с обращением полярности напряжения на счетчике приведена на рис. 355 [85]. В этой схеме использован запертый мультивибратор. Величина напряжения на счетчике равна разности напряжений $u_{a1} - E_{B1}$, где u_{a1} — напряжение на аноде первой лампы схемы. В устойчивом состоянии лампа L_1 заперта и $u_{a1} \approx E_{B2}$. Величина напряжения E_{B2} выбирается такой, что она превосходит нормальное рабочее напряжение счетчика $U_{раб}$ на величину E_{B1} . Поэтому, пока первая лампа схемы закрыта, напряжение на счетчике $u_{сч} \approx E_{B2} - E_{B1} \approx U_{раб}$. При развитии разряда в счетчике импульс отрицательной полярности подается на сетку второй лампы схемы (через цепь C_{g2}, R_{g2}). Поэтому вторая лампа запирается, а первая отпирается. Напряжение на аноде первой лампы резко уменьшается и становится равным нескольким десяткам вольт. Если величина напряжения E_{B1} выбрана большей, чем напряжение на аноде открытой лампы, то потенциал цилиндра счетчика оказывается выше потенциала нити. Поэтому положительные ионы собираются на нити (электроны собираются также на нити, но в течение времени меньшего 10^{-6} сек. после начала разряда и поэтому к моменту обраще-

ния полярности напряжения на счетчике они успевают покинуть его объем). Постоянные времени цепей связи выбираются такими, что обращенное напряжение действует на счетчике в течение времени порядка 10^{-5} сек. Этого времени достаточно для того, чтобы все ионы собрались на нить. Применяя эту схему при значениях параметров и напряжений источников питания, указанных на рис. 355 (нормальное рабочее напряжение использованного в работе счетчика было около 1100 в), удалось получить разрешающее время порядка 20—30 мксек.

Можно думать, что применение в схеме обращения напряжения на счетчике вместо запертого мультивибратора триггера с одной активной цепью связи позволит еще более значительно понизить разрешающее время за счет сокращения времени восстановления напряжений в схеме после перехода ее к устойчивому состоянию.

Схемы с обращением полярности рационально применять с самогасящимися счетчиками. Дело в том, что частица, вызывающая в счетчике разряд, оставляет на своем пути то или иное, но обычно большое число ионов в области, далекой от его нити. Поэтому, если изменить полярность на электродах счетчика на время порядка 10^{-5} сек., то к моменту восстановления нормальной полярности его покинут ионы, образованные в лавинах, но останется большинство ионов, образованных регистрируемой частицей. В несогасящемся счетчике Гейгера — Мюллера эти ионы, достигнув цилиндра, могут вызвать появление нового разряда и поэтому одной регистрируемой частице будут соответствовать несколько импульсов напряжения. В самогасящемся счетчике такой опасности нет, так как положительные ионы не могут вызвать появления в нем новой серии лавин.

Таким образом, применение схем гашения позволяет снизить время восстановления напряжения на электродах несогасящегося счетчика Гейгера — Мюллера до величины, близкой к его мертвому времени. Схемы обращения полярности напряжения позволяют уменьшить мертвое время самогасящихся счетчиков. С помощью современных схем его величина может быть доведена до значения, близкого к 10^{-5} сек.

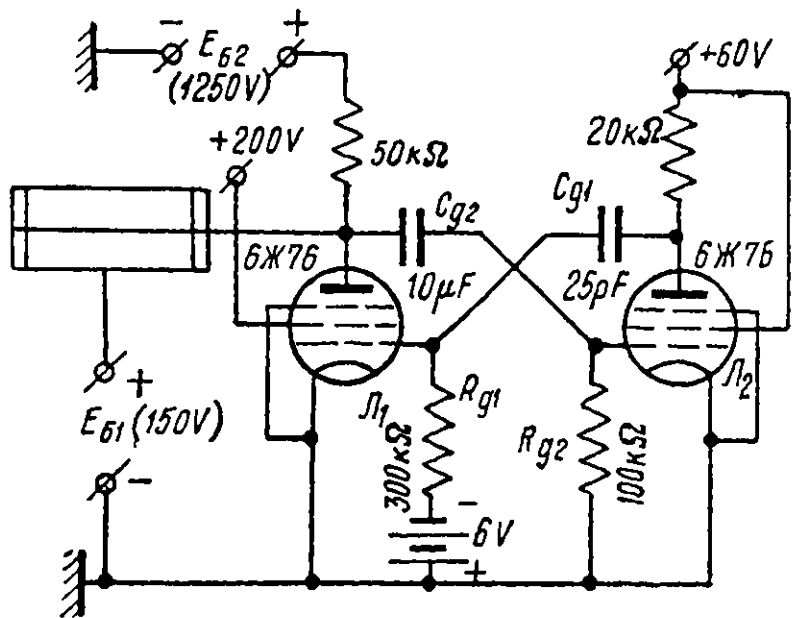


Рис. 355. Схема гашения с обращением полярности питания счетчика.

Разрешающая способность несамогасящихся счетчиков с гасящей схемой так же, как и разрешающая способность самогасящихся счетчиков, может на несколько порядков превосходить разрешающую способность механических регистраторов. Поэтому между регистратором и гасящей схемой включаются пересчетные цепи. Блок-схема такой установки приведена на рис. 356. Она отличается от установки для регистрации числа импульсов, даваемых ионизационной камерой или пропорциональным счетчиком (рис. 343), введением гасящей

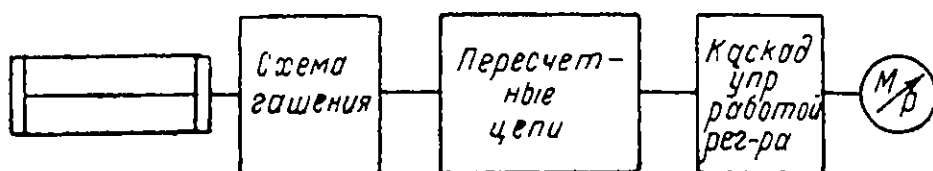


Рис. 356. Блок-схема установки для работы с несамогасящимся счетчиком.

схемы и исключением усилителя. Последний не нужен, так как амплитуда импульсов, снимаемых с выхода гасящей схемы, достаточна для работы пересчетного устройства. В качестве пересчетной схемы может быть использована любая из схем, приведенных в § 3 шестой главы. Необходимый коэффициент пересчета легко определяется, если известны разрешающие способности счетчика с гасящей схемой и механического регистратора.

При работе с самогасящимся счетчиком схемы гашения из установки исключаются.

Развернутые схемы установок для работы со счетчиками Гейгера — Мюллера неоднократно приводились в журнальной литературе

§ 4. АНАЛИЗ ИМПУЛЬСОВ ПО ИХ АМПЛИТУДАМ

1. Простые амплитудные анализаторы. В ряде экспериментов необходим анализ импульсов, даваемых камерами и пропорциональными счетчиками, по величине их амплитуд. Такой анализ может быть сделан, если импульсы на выходе усилителя записаны, скажем, с помощью шлейфного осциллографа. Обработывая запись, полученную на светочувствительной ленте, легко построить кривую, дающую зависимость числа импульсов от величины их амплитуд.

Этот метод страдает рядом недостатков и, в частности, требует затраты большого времени. Поэтому желательно располагать устройством, которое автоматически делит импульсы напряжения на группы по величинам их амплитуд и регистрирует число импульсов в каждой группе. Такие устройства носят название амплитудных анализаторов.

Схемы простых амплитудных анализаторов позволяют автоматически отмечать число импульсов, амплитуда которых больше определенной величины (а не лежит в определенных пределах, ограничен-

ных со стороны как больших, так и малых значений). Принцип построения таких схем заключается в следующем. Импульсы, после их усиления, одновременно поступают на вход нескольких ячеек, построенных одинаковым образом, но отличающихся тем, что каждая из них пропускает те импульсы, амплитуда которых превышает некоторое пороговое значение. Такие ячейки носят название импульсных дискриминаторов. После каждого дискриминатора включен механический регистратор, который и отмечает число импульсов, имеющих амплитуду выше известной величины.

Импульсные дискриминаторы могут быть построены как на вакуумных лампах, так и на тиратронах.

На рис. 357 приведена схема, иллюстрирующая построение дискриминатора на диоде. Она представляет собой обыкновенный выпрямитель, в цепи которого, кроме импульсных сигналов положительной полярности, действует постоянное напряжение U_{a0} . Полярность этого напряжения такова, что анод лампы имеет более низкий потенциал, чем катод. Пока амплитуда импульсов остается меньше величины U_{a0} , ток через диод практически не протекает. Если же амплитуда импульса превышает величину напряжения U_{a0} , то на выходе схемы появляется сигнал.

Схема простого дискриминатора, собранного на триоде, показана на рис. 358.

По существу, это усилитель, на сетку лампы которого подано отрицательное смещение, превышающее по абсолютной величине напряжение ее запирающего. Если амплитуда напряжения, действующего на входе, превышает величину $(U_{g0} - U_{gзап})$, где $U_{gзап}$ — потенциал запирающего лампы, то на выходе схемы появляются сигналы. Эти процессы в схеме иллюстрируются на рис. 358, где, кроме схемы дискриминатора, приведена динамическая характеристика лампы и показаны сигналы, действующие на входе и получаемые на выходе. Аналогичные схемы могут быть собраны на многосеточных лампах.

Наконец, на рис. 359 показана схема тиратронного дискриминатора. Работа этой схемы вполне аналогична работе схемы рис. 358,

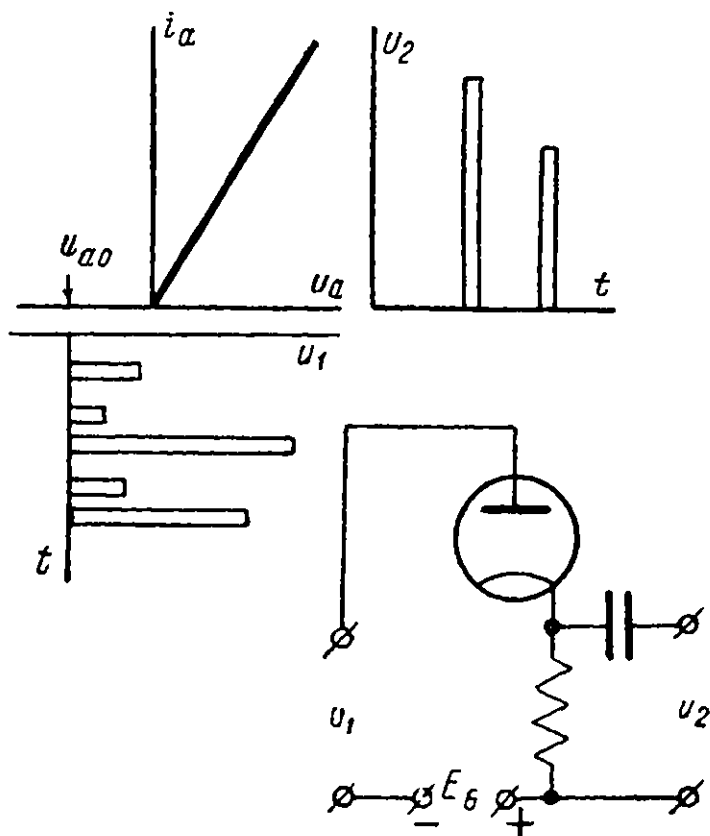


Рис. 357. Схема дискриминатора на диоде.

с той лишь разницей, что при действии на входе импульса, амплитуда которого превышает значение $(U_{g0} - U_{gзак})$, тиратрон вспыхивает; до прихода следующего импульса он должен быть погашен.

При правильном выборе значений сопротивления R и емкости C это делается автоматически (о выборе величин R и C было сказано выше, при рассмотрении работы совершенно аналогичной схемы, используемой для управления механическим регистратором — см. рисунок 327).

В схеме амплитудного анализатора импульсы подаются одновременно на вход нескольких дискриминаторов, собранных, например, по одной из приведенных схем. Сме-

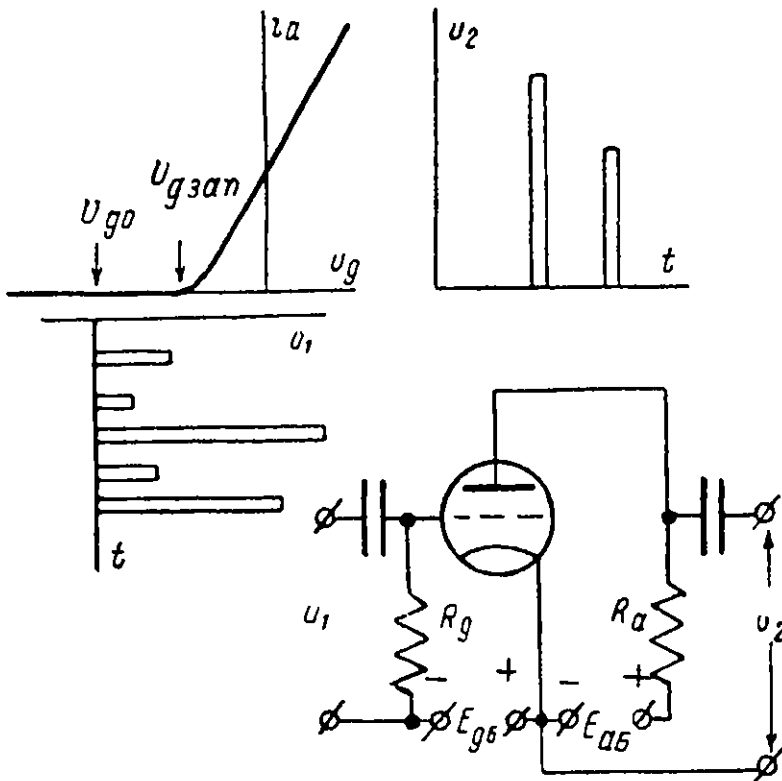


Рис. 358. Схема дискриминатора на триоде.

щения на сетках ламп дискриминаторов (для определенности в дальнейшем будем полагать, что применяются дискриминаторы, собранные на триодах) выбраны разными.

Поэтому нижняя граница амплитуд импульсов, проходящих через дискриминатор, зависит от его номера. Это иллюстрирует рис. 360, на котором изображены импульсы, поступающие одновременно на входы четырех дискриминаторов, и отмечены те минимальные значения амплитуды, которые приводят к появлению сигналов на выходах, связанных (через соответствующие схемы) с регистраторами.

Смещение на сетке лампы первого дискриминатора выбирается таким, что величина напряжения $U_1 = (U_{g0I} - U_{зак})$ превосходит уровень помех и уровень фона, образованного слабо ионизирующими частицами (если таковые имеются). Регистратор на выходе первого дискриминатора отметит все импульсы с амплитудой, большей U_1 . Следующий регистратор отметит все импульсы, амплитуда которых пре-

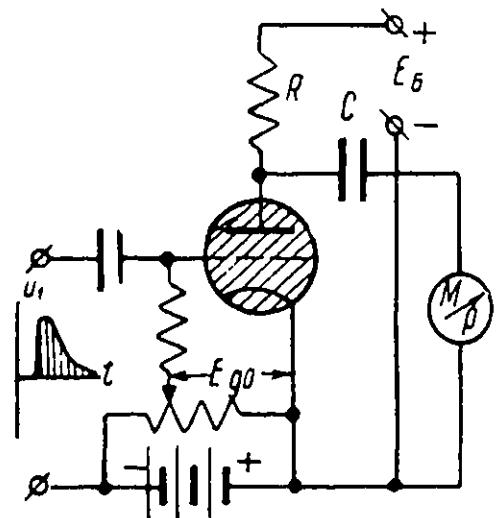


Рис. 359. Схема дискриминатора, построенного на тиратроне.

восходит величину напряжения U_{II} , и т. д. В результате измерений может быть построен график, дающий зависимость числа импульсов от граничного напряжения каждого регистратора (U_I, U_{II} и т. д.). Пример такого графика приведен на рис. 361 (кривая 1).

Продифференцировав найденную кривую (например, графическим способом), легко получить кривую плотности распределения импульсов по их амплитудам (кривая 2 на рис. 361).

Для того чтобы перейти от амплитуд импульсов к энергии частиц, установка градуируется. Для этого с ее помощью снимается энергетический спектр частиц какого-либо радиоактивного препарата, для которого он известен из других экспериментов.

Как уже упоминалось, импульсы, даваемые камерами и пропорциональными счетчиками, после их усиления могут оказаться слишком кратковременными для воздействия на механический регистратор. Кроме того, для надежной работы последнего импульсы после прохождения через дискриминатор должны быть усилены, так как те из них, амплитуда которых незначительно превышает граничное напряжение дискриминатора, недостаточны для приведения в действие управляющего каскада. Поэтому после дискриминаторов должны следовать каскады усиления и затягивания импульсов.

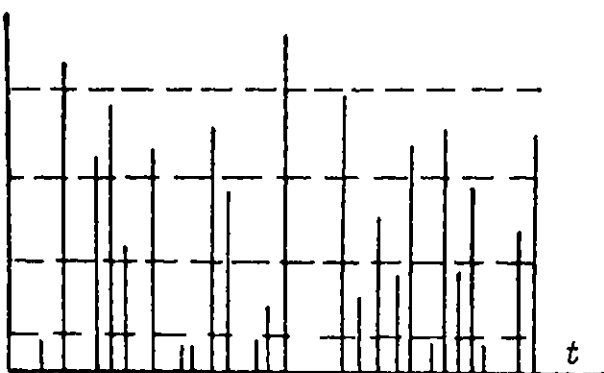


Рис. 360. Распределение импульсов, проходящих через дискриминаторы в разных каналах схемы простого амплитудного анализатора.

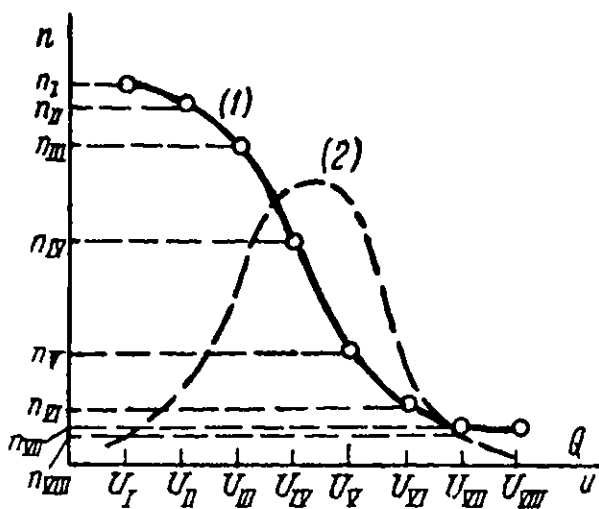


Рис. 361. Пример кривой, дающей зависимость числа импульсов, отмеченных регистраторами в разных каналах простого амплитудного анализатора, от номера канала (кривая 1), и соответствующая кривая плотности распределения импульсов по их амплитудам (кривая 2).

Одна из возможных схем триггера-дискриминатора приведена на рис. 362. Она совпадает с одной из триггерных схем, рассмотренных в гл. VI (см. схему на рис. 268), где были приведены элементы их

В качестве элемента, объединяющего в себе задачи дискриминатора, затягивания и усиления импульсов, после отбора тех, которые имеют амплитуду больше заданной, с успехом может быть использован триггер с одним положением устойчивого состояния.

расчета. Схема имеет одно положение устойчивого состояния, в котором лампа L_1 заперта, а в анодной цепи лампы L_2 течет большой ток. Действие положительного импульса на входе приводит к тому, что в схеме совершается один цикл колебаний. Необходимая для этого минимальная амплитуда сигнала зависит от смещения на сетке

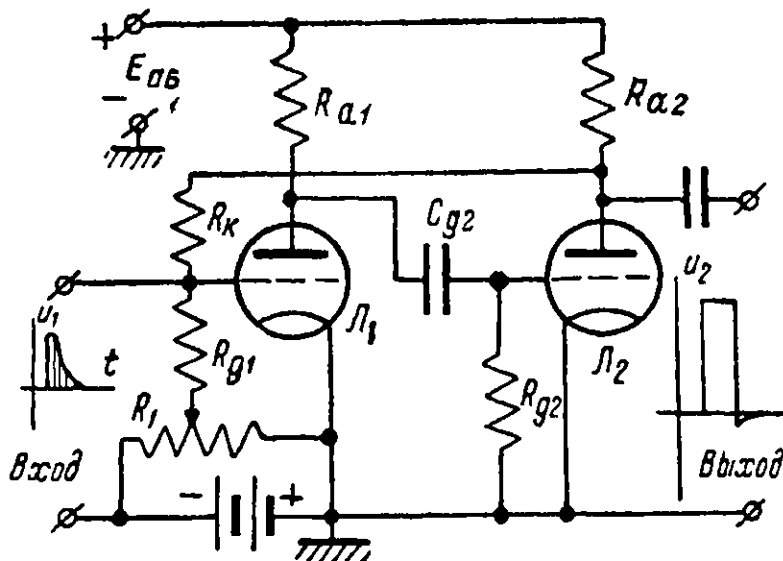


Рис. 362. Схема триггерного дискриминатора.

запертой лампы. Величина последнего легко регулируется перемещением движка потенциометра R_1 . Импульс, амплитуда которого недостаточно велика, на состояние схемы никак не действует. Поэтому схема выполняет функции дискриминатора.

При действии на входе сигнала с амплитудой, превышающей критическую величину, на выходе схемы появляется импульс, амплитуда которого определяется процессами в

схеме. По своей форме этот импульс близок к прямоугольному, а его продолжительность — пропорциональна постоянной времени цепи связи анода первой лампы с сеткой второй (см. гл. VI). Таким образом, схема выполняет функции затягивания и усиления слабых сигналов.

За схемой триггера-дискриминатора может непосредственно следовать каскад управления механическим регистратором.

Обратим внимание на то, что схемы дискриминаторов, построенных по описанному принципу, имеют весьма существенный недостаток, независимо от того, построены ли они на вакуумных лампах или на тиратронах. Заключается он в крайне неравномерном распределении нагрузки между регистраторами. Действительно, чем меньше величина напряжения ($U_{go} - U_{сад}$), тем большее число частиц должен отмечать регистратор. Первый регистратор, включенный в цепь лампы с наименьшим (по абсолютной величине) смещением, должен считать импульсы, отмечаемые всеми остальными регистраторами, вместе взятыми. Для увеличения разрешающей способности установки и уменьшения потерь при счете было бы гораздо выгоднее, чтобы каждый регистратор отмечал лишь ту часть импульсов, амплитуда которых лежит в определенных пределах, а не ограничена лишь снизу.

Наконец, при использовании простых амплитудных анализаторов, результаты опыта оказываются известными только после того, как измерения полностью закончены. В процессе измерений нельзя следить за изменением в распределении частиц по энергиям, хотя это иногда облегчает эксперименты.

2. Дифференциальные амплитудные анализаторы. Каждый регистратор на выходе дифференциального амплитудного анализатора отмечает число импульсов, амплитуда которых лежит в определенных пределах, ограниченных как со стороны больших, так и малых значений. Поэтому зависимость показаний регистраторов от их номера непосредственно дает график, изображающий энергетический спектр частиц, проходящих через ионизационную камеру или пропорциональный счетчик.

Как и простые амплитудные анализаторы, дифференциальные анализаторы строятся из нескольких идентичных ячеек. Исследуемые импульсы с выхода усилителя одновременно поступают на входы всех ячеек, но схемы последних таковы, что проходит сигнал только через одну ячейку — какую именно, зависит от того, в каких пределах лежит амплитуда входного импульса.

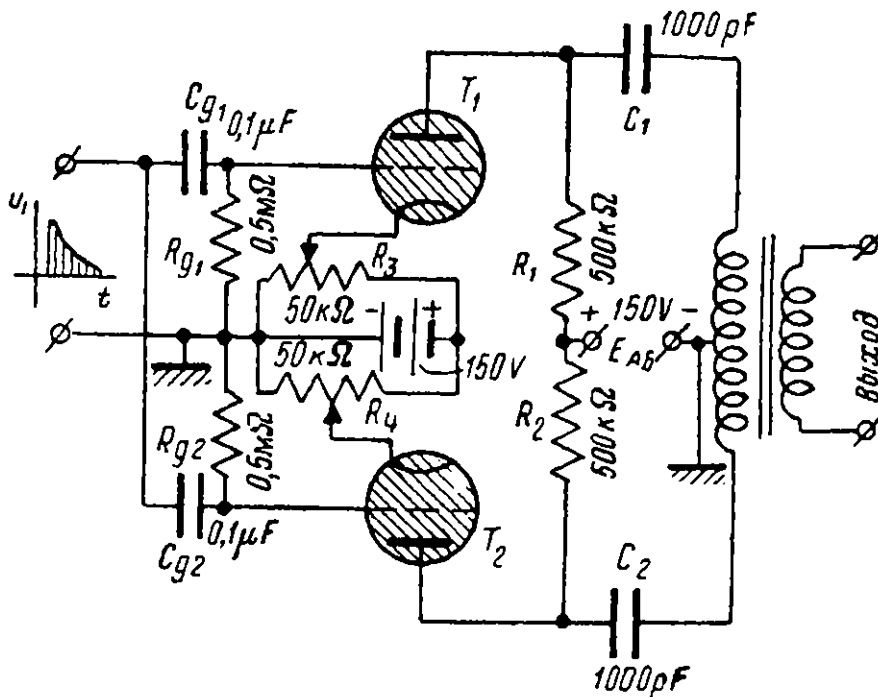


Рис. 363. Схема ячейки дискриминатора дифференциального импульсного анализатора.

Пример [86] простой схемы ячейки дифференциального анализатора, построенного на тиратронах, приведен на рис. 363. Работает она следующим образом. До прихода импульса на вход ячейки оба тиратрона погашены и с помощью потенциометров R_3 и R_4 на их сетках установлены разные по величине отрицательные потенциалы (например, $|U_{g02}| > |U_{g01}|$), превосходящие по абсолютному значению потенциал зажигания тиратрона. Если на входе действует импульс, амплитуда которого слишком мала, чтобы зажечь хотя бы один тиратрон (т. е. $|U_m| < |U_{g01} - U_{зж}| < |U_{g02} - U_{зж}|$), то никакого сигнала на выходе схемы не будет. Если, напротив, амплитуда импульса настолько велика, что вспыхивают оба тиратрона (т. е.

$|U_m| > |U_{g02} - U_{зак}|$), а схема совершенно симметрична, то емкости C_1 и C_2 разряжаются через лампы, и через обе половины первичной обмотки трансформатора протекают равные по величине и обратные по направлению токи. Поэтому и в этом случае напряжение на выходе схемы равно нулю.

После того как оба конденсатора разрядятся, тиратроны гаснут (постоянные времени $\tau_1 = R_1 C_1 \approx \tau_2 = R_2 C_2$ выбраны большими, чем время деионизации в тиратронах).

Наконец, если амплитуда импульса на входе такова, что вспыхивает только один тиратрон (т. е. $|U_{g02} - U_{зак}| > U_m > |U_{g02} - U_{зак}|$).

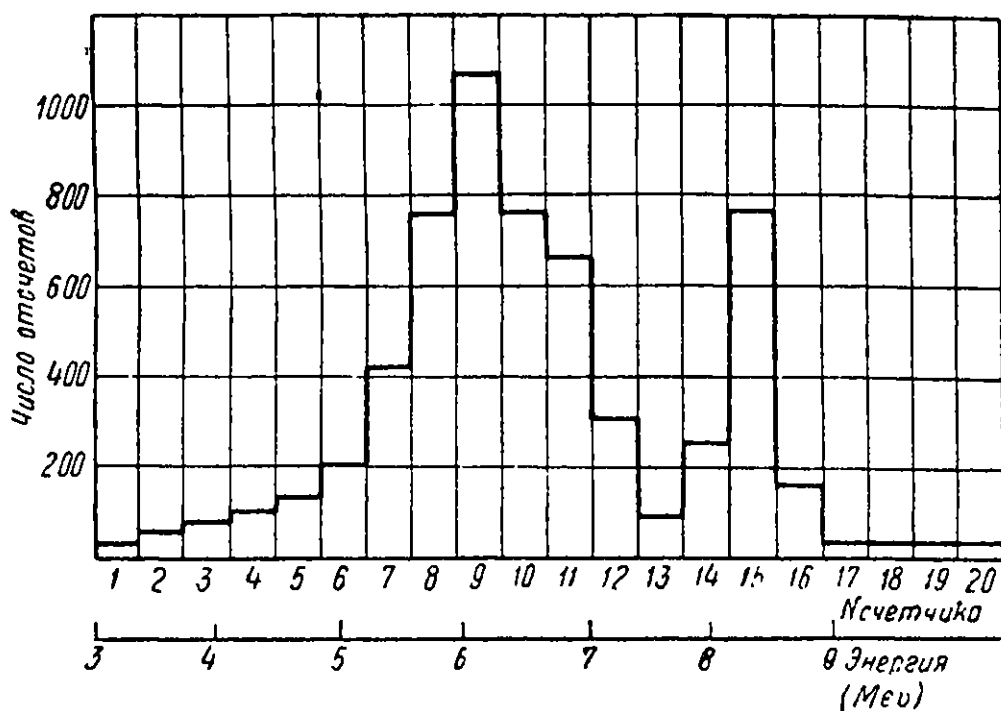


Рис. 364. α -спектр радиоактивных продуктов Ra^{226} , полученный с помощью дифференциального амплитудного анализатора.

то разряжается лишь один из конденсаторов, и на клеммах вторичной обмотки трансформатора появляется сигнал.

Для построения дифференциального амплитудного анализатора используются несколько ячеек. Смещения на сетках входящих в них тиратронов устанавливаются такими, что определенный интервал изменения амплитуды сигналов, без перекрытий и пропусков, делится на несколько (10—20) равных частей. Зависимость показаний регистраторов, каждый из которых связан с выходом одной из ячеек, при одновременном действии на входе всех ячеек усиленных импульсов ионизационной камеры или пропорционального счетчика, имеет вид ломаной линии. Примером может служить приведенный на рис. 364 α -спектр радиоактивных продуктов Ra^{226} , полученный с помощью дифференциального амплитудного анализатора. Для перехода от номера счетчика к энергии частиц, установка градуируется. Для этого

с ее помощью снимают энергетический спектр радиоактивного препарата, для которого он известен из других экспериментов. После этого на оси абсцисс могут быть нанесены значения энергии частиц.

Напряжение зажигания тиратронов в ячейках описанного амплитудного анализатора может несколько изменяться вследствие случайных неконтролируемых причин. Поэтому возможны случаи неверного счета, когда один импульс, амплитуда которого лежит близко к границе напряжения, разделяющей области действия двух

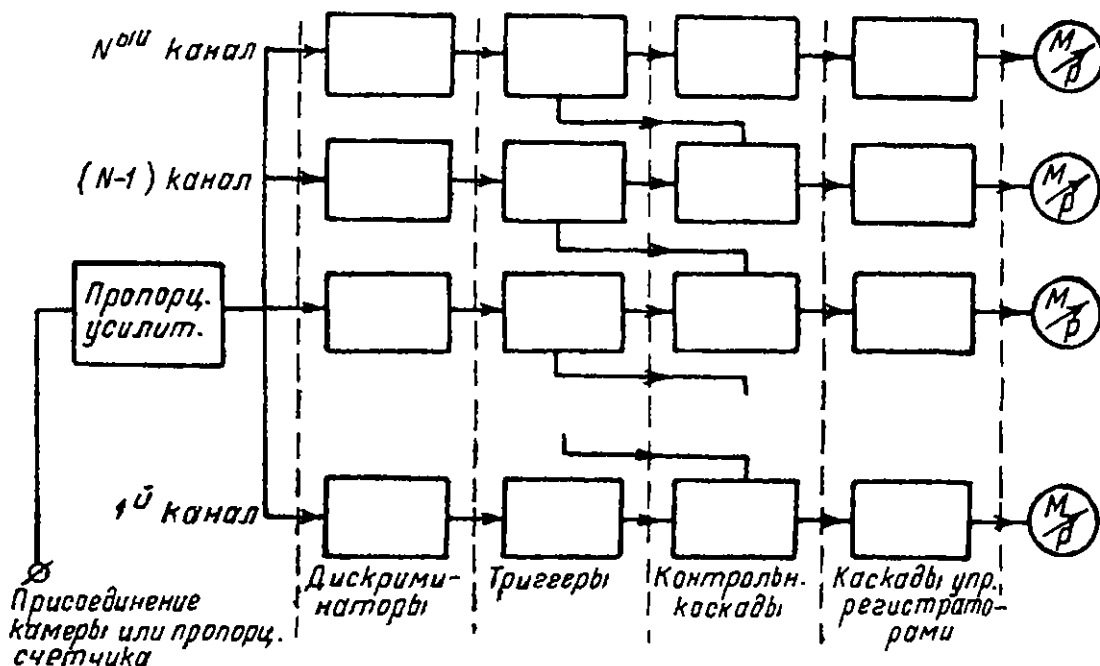


Рис. 365. Блок-схема многоканального дифференциального амплитудного анализатора, построенного на вакуумных лампах.

соседних ячеек, отмечается двумя регистраторами, не отмечается вовсе или, наконец, отмечается не тем регистратором, которым следует.

Имеется несколько более совершенных, но и более сложных схем, построенных на вакуумных лампах. Эти схемы обладают большей разрешающей способностью, чем анализатор, построенный из тиратронных ячеек, подобных изображенной на рис. 363, и дают меньшие ошибки при счете. Одну из таких схем дифференциального амплитудного анализатора мы опишем в общих чертах [87].

Так же, как и схемы, о которых шла речь выше, она имеет несколько идентичных каналов, как это изображено на блок-схеме, представленной на рис. 365. Каждый канал состоит из дискриминатора, триггера с одним положением устойчивого состояния, контрольного каскада и каскадов, управляющих работой механического регистратора. В число последних могут быть отнесены пересчетные цепи, если они введены в установку.

Триггеры отрегулированы таким образом, что все они имеют одно и то же значение порогового напряжения. Поэтому для выведения

каждого из них из положения устойчивого состояния нужны сигналы, амплитуда напряжения которых превышает определенное и не зависящее от номера канала значение $U_{\text{ткр}}$. Каждый дискриминатор пропускает сигналы, имеющие амплитуду, большую известной величины, причем последняя определяется установленным в дискриминаторе смещением. Значения напряжений смещения постепенно возрастают по мере увеличения номера канала, отличаясь в двух соседних каналах на небольшую величину ΔU . Дискриминатор первого канала имеет смещение $U_0 + \Delta U$, второго $U_0 + 2\Delta U$ и т. д.

Если на входе установки действует импульс, амплитуда которого лежит в пределах от $U_0 + n\Delta U + U_{\text{ткр}}$ до $U_0 + (n + 1)\Delta U + U_{\text{ткр}}$, то, пройдя через дискриминаторы, он выводит из положения равновесия триггеры n первых каналов. Каждый из работающих триггеров одновременно посылает в схему два импульса (эти импульсы снимаются с разных участков цепей триггера). Один импульс поступает на вход следующего за триггером контрольного каскада своего канала. Другой импульс обратной полярности поступает на вход контрольного каскада предыдущего канала. В результате этого контрольные каналы в $n - 1$ первых каналах получают два импульса разной полярности, а контрольный каскад n -ного канала — лишь один импульс. Контрольные каналы построены и отрегулированы таким образом, что при действии на их входе двух импульсов разной полярности сигнал на выходе не появляется. При действии же лишь одного импульса сигнал появляется. Если это так, то импульс, действующий на входе схемы и имеющий амплитуду, лежащую в указанных выше пределах, будет отмечен только регистратором, включенным на выходе n -ного канала.

Таким образом, все импульсы, амплитуды которых лежат в пределах от $U_0 + \Delta U + U_{\text{ткр}}$ до $U_0 + N\Delta U + U_{\text{ткр}}$, где N — число каналов в схеме анализатора, будут рассортированы на $N - 1$ групп. Амплитуда импульсов в каждой группе заключена в интервале напряжений, отличающихся на величину ΔU . Канал наибольшего номера, на контрольный каскад которого никогда не подается двух импульсов, отмечает все входные сигналы, амплитуда которых больше $U_0 + N\Delta U + U_{\text{ткр}}$.

Схема одного из каналов описываемого дифференциального анализатора приведена на рис. 366.

В качестве дискриминатора используется диодный каскад, работа которого аналогична работе дискриминатора, приведенного на рис. 357. За ним следует запертый мультивибратор, собранный на двойном триоде.

В отсутствие сигнала правый триод мультивибратора заперт, а в анодной цепи левого протекает большой ток. Величина отрицательного импульса на сетке левой лампы, необходимого для выведения мультивибратора из положения устойчивого состояния, регулируется с помощью переменного сопротивления в катодной цепи двоянного триода.

Снятый с анода правой лампы мультивибратора импульс (отрицательной полярности) поступает на первую управляющую сетку пентагрида, на котором собран контрольный каскад.

Вторая управляющая сетка лампы этого каскада связана с анодом левой лампы мультивибратора следующего канала. Если действующий на входе установки импульс выводит из положения устойчивого состояния мультивибратор в данном канале, а мультивибратор в следующем канале остается в исходном положении, то лампа контрольного каскада запирается и посылает импульс большой амплитуды

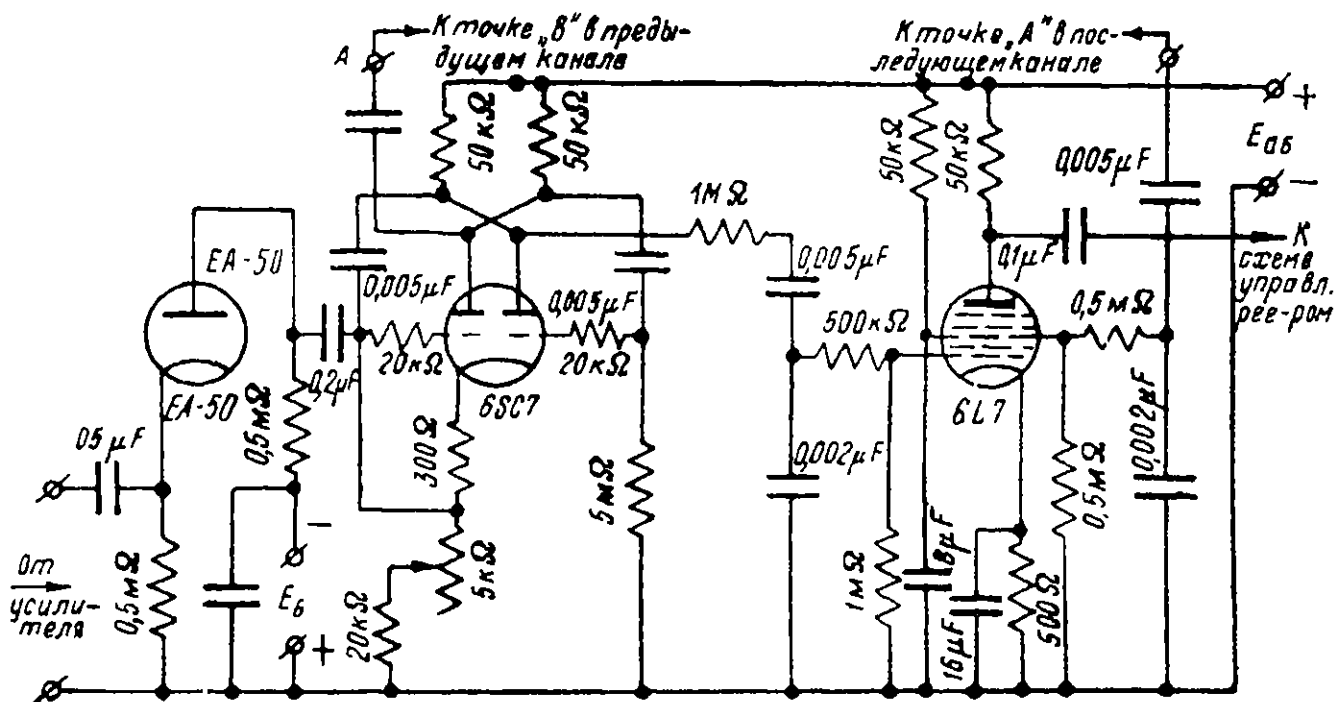


Рис. 366. Принципиальная схема одного из каналов дифференциального анализатора, блок-схема которого представлена на рис. 365.

положительной полярности на вход схемы управления работой механического регистратора (на рис. 366 она не показана). Если же из положения равновесия выводится также и мультивибратор следующего канала, то на вторую управляющую сетку пентагрида подается импульс положительной полярности, который нейтрализует действие импульса на его первой сетке. Поэтому анодный ток лампы остается практически неизменным, и регистратор не получает импульса, заставляющего его изменить показания.

При постройке схемы возникает трудность, связанная с тем, что напряжение в импульсе на входе нарастает до своей максимальной величины не мгновенно, а в течение некоторого конечного интервала времени. Поэтому мультивибратор в каждом последующем каскаде выводится из положения устойчивого состояния несколько позже, чем в предшествующем. Вследствие этого импульсы на сетки лампы контрольного каскада подаются не одновременно — импульс на второй управляющей сетке несколько запаздывает. В результате в анодных

цепях ламп контрольных каскадов появляются короткие импульсы, приводящие к ложным отсчетам регистраторов.

Для преодоления этой трудности импульсы, даваемые мультивибраторами до их поступления на сетки ламп контрольных каскадов,

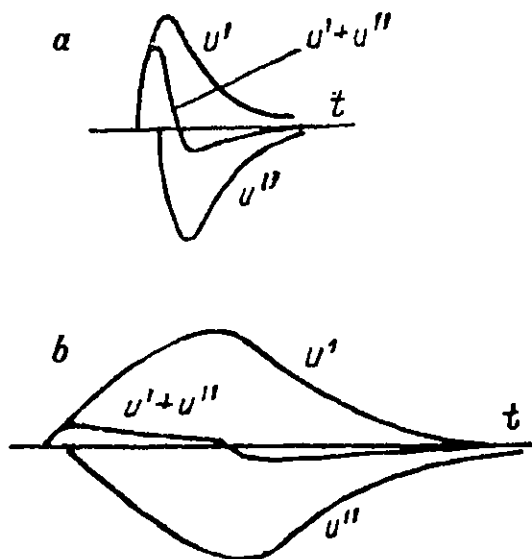


Рис. 367. Уменьшение результирующего напряжения двух кратковременных сдвинутых импульсов путем их расширения.

расширяются в цепях RC , связывающих сетки этих ламп с мультивибраторами. Уменьшение результирующего напряжения двух удлиненных импульсов по сравнению с результирующим напряжением двух кратковременных импульсов, сдвинутых на некоторый интервал времени, иллюстрирует рис. 367. На этом рисунке изображены два сдвинутых кратковременных импульса разной полярности и их сумма (а) и два растянутых импульса разной полярности и их сумма (б).

Дифференциальный амплитудный анализатор, собранный по описываемой схеме, очень сложен и содержит много десятков ламп. Но будучи правильно отрегулированной,

схема работает устойчиво, обладает большой разрешающей способностью и свободна от недостатков, свойственных другим, более простым схемам. Именно с помощью такой схемы был получен α -спектр Ra^{225} , приведенный на рис. 364.

§ 5. РЕГИСТРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ, ДАВАЕМЫХ НЕСКОЛЬКИМИ СЧЕТЧИКАМИ ЧАСТИЦ

1. Регистрация совпадений. Во многих экспериментах, связанных с изучением космических лучей и исследованием взаимодействия частиц с ядрами атомов, необходимо регистрировать прохождение частиц не через один, а через несколько определенным образом расположенных счетчиков. Для этого применяются специальные схемы, получившие название схем совпадений. Весьма удачной оказалась схема совпадений, предложенная Росси. Эта схема позволяет отмечать случаи прохождения частиц, вообще говоря, через любое число счетчиков. Принцип построения схемы Росси иллюстрирует рис. 368. Аноды нескольких идентичных ламп соединены вместе и в общую цепь ламп включено сопротивление R_a . Потенциал сетки каждой лампы таков, что в отсутствии сигнала лампа открыта. На сетку каждой лампы подаются импульсы напряжения от одного из счетчиков прохождение частиц через которые регистрируется (поэтому число параллельно включенных ламп должно быть равно числу счетчиков, работающих в режиме регистра-

ции совпадений). Эти импульсы должны быть отрицательной полярности и иметь амплитуду, достаточную для запираания лампы. Потенциал точки *A* схемы определяется напряжением источника питания анодных цепей и соотношением между величиной сопротивления R_a и значениями сопротивлений интервалов анод — катод ламп (рис. 369). Величина сопротивления R_a выбирается такой, чтобы оно было бы значительно большим, чем сопротивление анод — катод открытой лампы R_p и значительно меньшим сопротивлением анод — катод запертой лампы R_p^* :

$$R_p \ll R_a \ll R_p^*$$

Пока ни один счетчик не дает импульса напряжения, потенциал точки *A* схемы приблизительно равен

$$u_a^{(0)} = E_{aB} \frac{R_p}{NR_a},$$

где N — число параллельно включенных ламп. Очевидно, что $u_a^{(0)} \ll E_{aB}$. Если частица проходит через k счетчиков и соответственно k ламп схемы запираются, то потенциал точки *A* достигает значения

$$u_a^{(k)} = E_{aB} \frac{R_p}{(N-k)R_a},$$

где $k \leq N-1$. Так как $R_a \gg R_p$, то $u_a^{(k)} \ll E_{aB}$. Таким образом, при прохождении частицы через один или несколько счетчиков (но не через все) потенциал точки *A* изменяется в таких пределах, что он остается значительно меньшим, чем напряжение источника питания. Если же частица проходит через все счетчики и все лампы запираются, то потенциал точки *A* достигает величины, близкой к значению E_{aB} , т. е. изменяется на большую величину. Это иллюстрируют графики, приведенные на рис. 370. На этом рисунке изображены зависимости величины тока, текущего в анодной цепи одной, двух, трех и четырех ламп типа

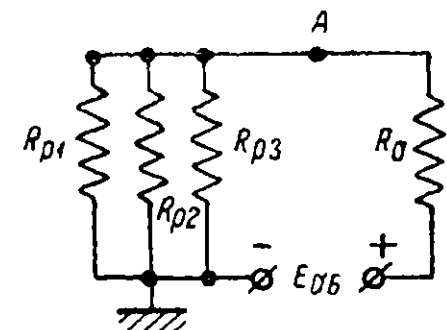


Рис. 369. К рассмотрению работы схемы Росси.

6С5Б, от величины общего напряжения на их анодах. Кривые 2, 3 и 4 построены путем увеличения в 2, 3 и 4 раза ординат

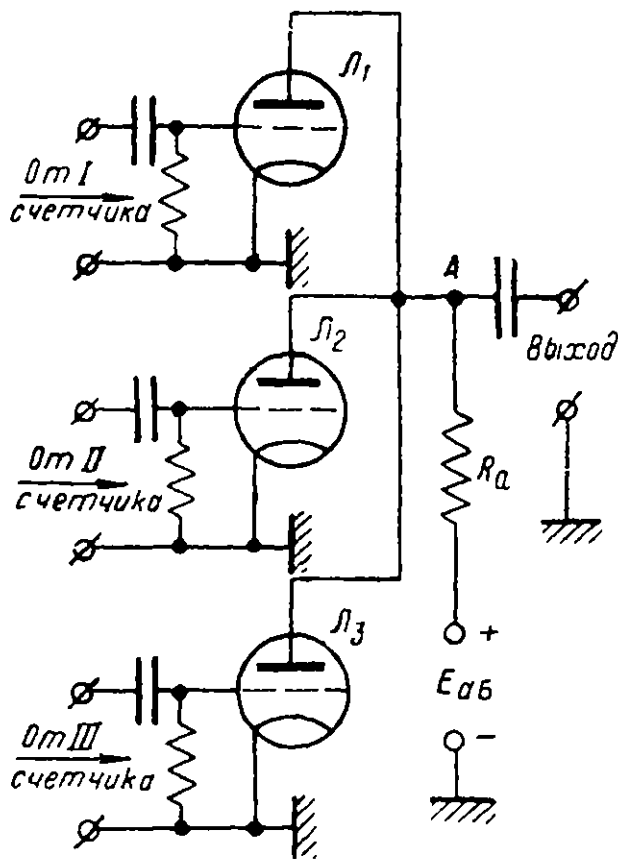


Рис. 368. Принцип построения схемы Росси.

кривой 1. На этом же рисунке нанесена нагрузочная прямая (линия mn), соответствующая включению в общую анодную цепь этих ламп сопротивления $R_a = 3 \cdot 10^4 \text{ ом}$ при напряжении источника питания $E_{aB} = 300 \text{ в}$. Если проводят все четыре лампы, то напряжение в точке A схемы определяется как координата точки пересечения прямой mn с характеристикой 4. Запиранию одной, двух и трех ламп соответствует переход рабочей точки из положения a в положения b , c и d . При этом потенциал точки A схемы меняется на величину, не большую $50-60 \text{ в}$. При запирании всех ламп протекание тока через сопротивление R_a практически прекращается, и рабочая точка переходит в положение, соответствующее $u_a = 300 \text{ в}$.

Таким образом, на выходе схемы Росси получают импульсы напряжения при прохождении частицы через любое число счетчиков,

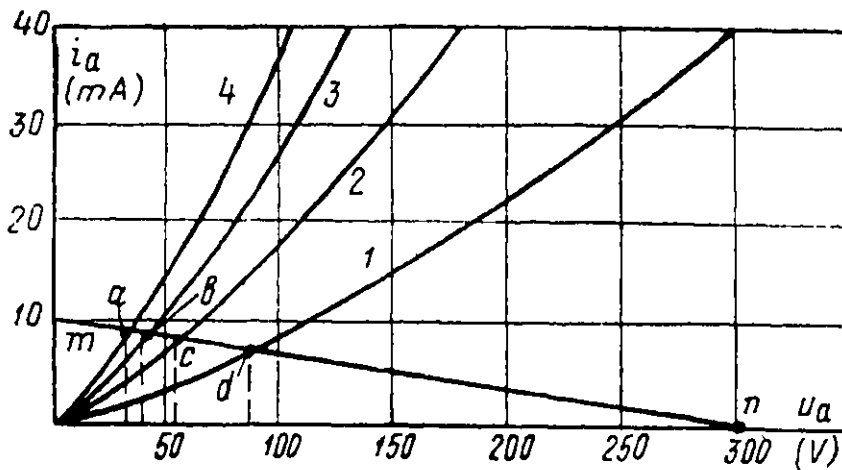


Рис. 370. Определение напряжения на выходе схемы Росси с помощью рассмотрения статических характеристик ламп.

но величина импульсов оказывается исключительно большой лишь при прохождении частицы через все счетчики. Поэтому, если следующие за схемой Росси каскады построены так, что регистратор отмечает появление только тех импульсов, амплитуда которых не меньше определенной величины, то установка позволяет фиксировать случаи одновременного прохождения частиц через все счетчики. Для отбора и регистрации импульсов, амплитуда которых велика, может быть использована любая из схем простых дискриминаторов, описанных выше.

Если схема Росси построена на пентодах, то величина сопротивления R_a и напряжение источника питания могут быть выбраны такими, что нагрузочная прямая пересекает характеристики $i_a = f(u_a)$, соответствующие одной, двум, трем и т. д. открытым лампам, либо в области их „горизонтальных“ участков, либо левее последних. Это иллюстрирует рис. 371, на котором представлены зависимости токов, текущих через один, два и три пентода типа 6Ж7Б, от общего напряжения на их анодах (кривые 2 и 3 построены путем увеличения ординат

кривой I в два и три раза). Нагрузочная прямая mn проведена через „горизонтальные“ участки характеристик. В этом случае при запираании одной, двух или трех ламп потенциал точки A схемы Росси меняется приблизительно на одинаковую величину, близкую к $E_{ав}/N$. Если число счетчиков, работающих в режиме регистрации совпадений, велико и соответственно схема Росси содержит много ламп, то величина $E_{ав}/N$ мала и работа импульсного дискриминатора, следующего за схемой Росси, усложняется.

Если нагрузочная прямая пересекает характеристики $i_a = f(u_a)$ левее их „горизонтальных“ участков (прямая $m'n'$ на рис. 371), то амплитуда импульсов на выходе схемы Росси при запираании всех ламп значительно превышает амплитуду импульсов, соответствующих запираанию только части их.

Во многих случаях схему Росси предпочитают строить на пентодах. Одна из причин этого заключается в том, что для полного запираания пентода нужно значительно меньшее сеточное напряжение, чем для запираания триода. Кроме того, как и при работе импульсных усилителей и других подобных схем, существенно то, что пентоды имеют сравнительно малую входную емкость. Величину сопротивления R_a предпочтительно выбирать возможно меньшей, так как за время действия импульсов на сетках всех ламп потенциал точки A должен успеть достигнуть величины, близкой к стационарной. В этом отношении процессы в схеме вполне аналогичны процессам в схеме усилителя на сопротивлениях и поэтому постоянная времени τ_a должна быть малой.

При работе схемы возможна регистрация „ложных“ совпадений вследствие того, что импульсы напряжения, приходящие от счетчиков частиц на сетки ламп схемы Росси, имеют известную продолжительность. Положим, например, что установка содержит два счетчика Гейгера — Мюллера, работающих в режиме совпадений, причем нити обоих счетчиков через переходные цепи C_g, R_g связаны с сетками ламп схемы Росси. Пусть, далее, прошедшая через один из счетчиков частица вызывает развитие в нем разряда и запираание одной из ламп. Если потенциал сетки этой лампы не успеет восстановиться до значения $|u_g| < |U_{зап}|$ (рис. 372а) к тому моменту, когда поавшая во второй счетчик другая частица вызовет в нем разряд и запираание

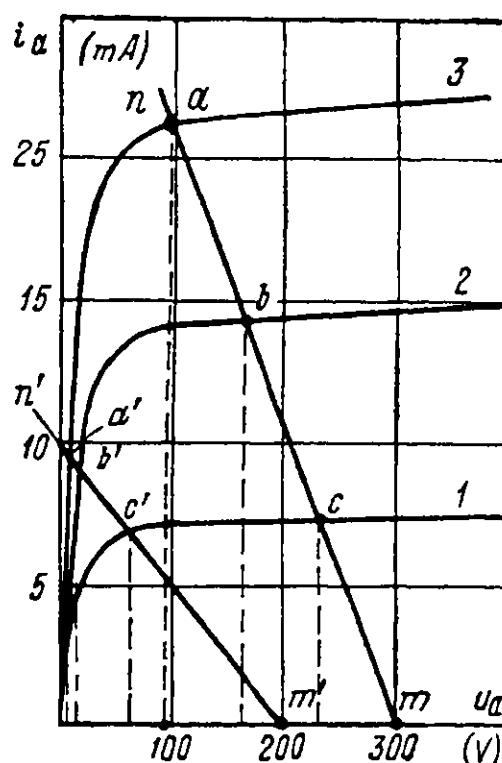


Рис. 371. Определение напряжения на выходе схемы Росси при использовании для ее постройки пентода.

второй лампы, то схема регистрирует „совпадение“. Очевидно, что это „совпадение“ невозможно отличить от совпадения „истинного“, соответствующего тому, что одна частица, проходя через оба счетчика, вызывает появление импульсов напряжения на сетках обеих ламп. Для уменьшения вероятности ложных совпадений в том случае, если сигналы, даваемые счетчиками частиц, работающих в режиме совпадений, имеют длинные „хвосты“, эти сигналы можно продифференцировать. Тогда ко времени значительного уменьшения потенциала сетки второй лампы

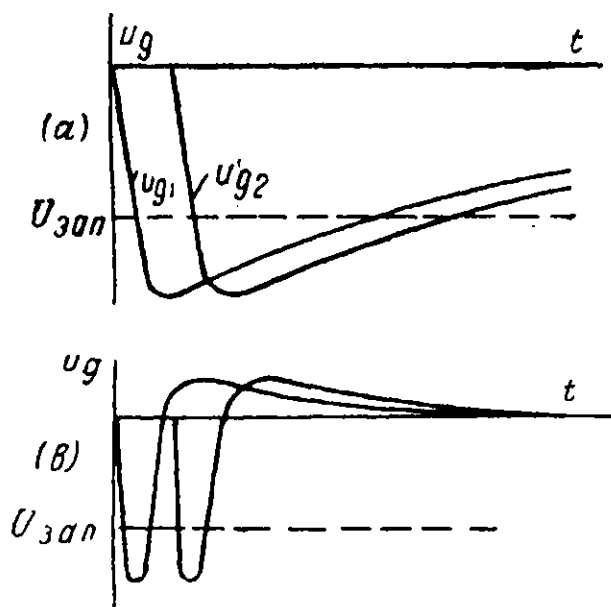


Рис. 372. Увеличение разрешающей способности схемы на совпадения в результате дифференцирования импульсов.

первая лампа успеет отпереться (рис. 372b) и „совпадение“ зарегистрировано не будет.

Дифференцирование сигналов может быть сделано в RC -цепи. Аналогичный результат дает применение короткозамкнутой линии с соответствующим образом выбранным значением времени пробега сигнала вдоль нее (см. выше). Таким путем удастся повысить разрешающую способность схемы „на совпадения“. Под разрешающей способностью на совпадения понимается величина, обратная максимальному интервалу времени, в пределах которого укладываются те импульсы, даваемые всеми счетчиками частиц, которые отмечаются как совпадающие.

При дифференцировании сигналов максимальное напряжение на сетках ламп схемы Росси соответствует участку наибольшей крутизны фронта импульсов, даваемых счетчиками. Форма и максимальная крутизна переднего фронта импульса счетчика Гейгера — Мюллера зависят от траектории частицы, проходящей через счетчик. Это приводит к тому, что частица, прошедшая через счетчики практически одновременно (т. е. в пределах интервала времени, значительно меньшего времени развития разряда), но через разные области счетчиков, вызывает появление импульсов, которые могут не быть отмечены как совпадающие. Это явление носит название пропусков совпадений. Напротив, могут быть зарегистрированы ложные совпадения вследствие запаздывания нарастания напряжения в некоторых импульсах, даваемых счетчиками при прохождении через них разных частиц.

Для уменьшения как ложных совпадений, так и пропусков счета при применении в схемах совпадений несамогасящихся счетчиков Гейгера — Мюллера с успехом используются гасящие схемы триггерного типа. При использовании этих схем разница в скорости нарастания напряжения в импульсе, даваемом счетчиком, тем менее

существенна, чем меньше значение порогового напряжения, соответствующего выведению триггера из положения устойчивого состояния. Поэтому пороговое напряжение гасящих триггеров выбирается значительно меньшим величины максимального напряжения в импульсе, даваемом счетчиком.

Импульсы напряжения на выходе триггерных схем гашения, во-первых, идентичны, а во-вторых имеют весьма крутой фронт. Поэтому в результате их дифференцирования до поступления на сетки ламп схемы Росси получаются очень кратковременные импульсы, имеющие большую амплитуду.

На рис. 373 приведена блок-схема устройства для регистрации совпадений разрядов в несамогасящихся счетчиках Гейгера — Мюллера.

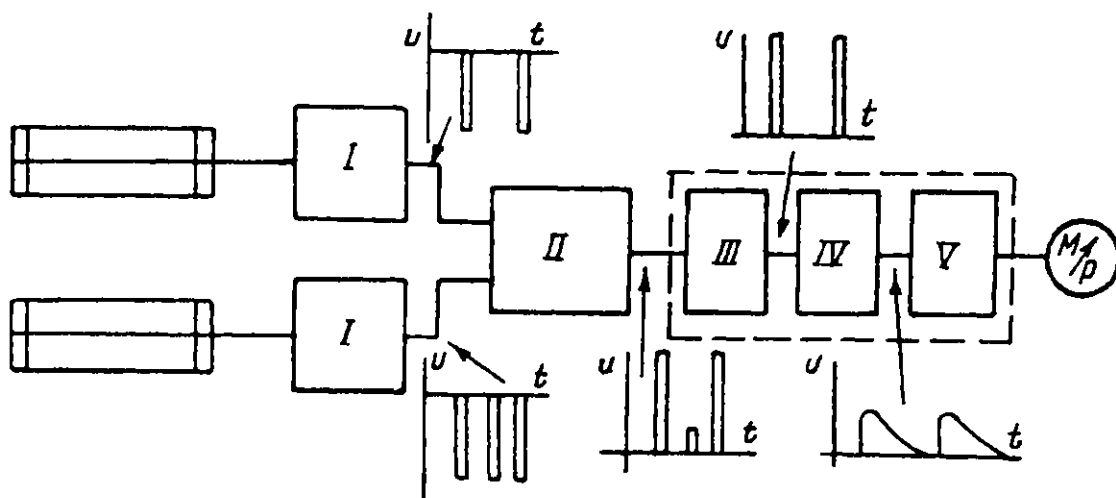


Рис. 373. Блок-схема установки для регистрации совпадений.

лера. На этом же рисунке схематически изображены сигналы, получающиеся на выходе каждого блока схемы. Блоки, отмеченные цифрой 1, выполняют функции гашения разряда в счетчиках выравнивания, дифференцирования и, если это необходимо, усиления импульсов. Второй блок служит для выделения совпадений. Третий, четвертый и пятый блоки представляют собой импульсный дискриминатор и содержат ограничитель, цепь затягивания импульсов и каскад управления механическим регистратором. Схемы установок, соответствующих приведенной блок-схеме, были приведены в работах А. И. Алиханова и М. С. Козодаева, В. И. Калашниковой и других. Построение схемы, разработанной В. И. Калашниковой [88], иллюстрирует рис. 374, где приведена одна из ветвей установки до схемы Росси и показан каскад ограничителя, входящего в состав схемы импульсного дискриминатора, следующего за схемой Росси. Применение запятого мультивибратора для гашения разряда в счетчике с последующим дифференцированием сигналов в цепи C_g^* , R_g^* позволило В. И. Калашниковой получить разрешающее время на совпадения порядка нескольких десятых долей микросекунды. Этот результат

следует считать очень хорошим при регистрации совпадений с помощью счетчиков Гейгера — Мюллера.

Большие возможности в отношении увеличения разрешающей способности установок на совпадения дает применение пропорциональных счетчиков. При этом используется участок фронта импульсов, соответствующий уходу из объема счетчика электронов. Как известно, этот участок занимает лишь малую долю общего возрастания напряжения на сопротивлении, включенном в цепь питания счетчика, так как захватывание электронов нитью счетчика происходит за время порядка десятой или нескольких сотых долей микросекунды. Для передачи этого быстрого нарастания напряжения и регистрации им-

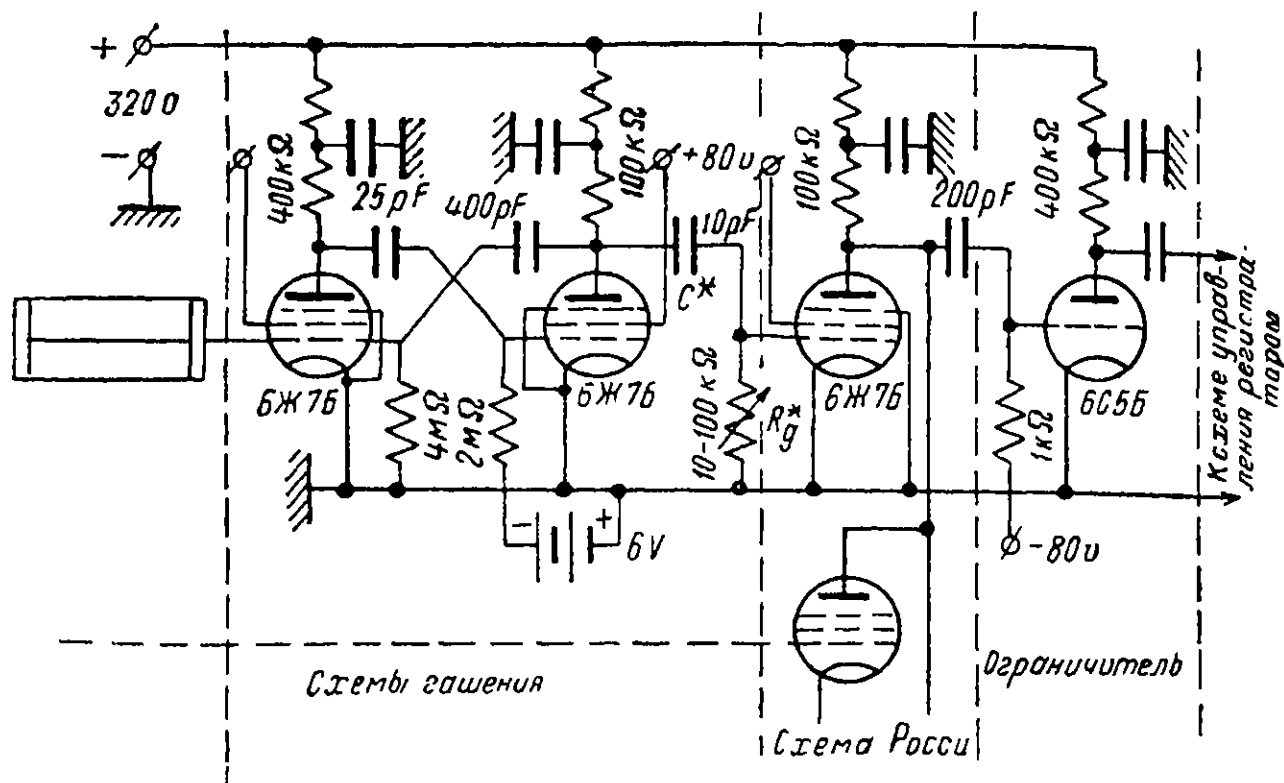


Рис. 374. Схема одной из ветвей схемы совпадений Калашниковой.

пульсов по их быстрой части необходимы широкополосные усилители с большим коэффициентом усиления. При этом речь идет о таких значениях усиливаемого напряжения, что флюктуационные помехи могут представлять существенную трудность при постройке схемы.

В одной из современных схем регистрации совпадений по начальным участкам импульсов [89] сигналы от двух пропорциональных счетчиков после соответствующего усиления в схемах широкополосных усилителей управляют работой двух импульсных генераторов, каждый из которых дает одиночный импульс продолжительностью порядка 10^{-7} сек. Эти импульсы подаются на две управляющие сетки пентагрида. Импульс в анодной цепи пентагрида имеет большую амплитуду, если одновременно приходят импульсы на обе сетки лампы

и относительно малую амплитуду при действии импульса только на одной из сеток. Далее, после пентагрида следует схема импульсного дискриминатора. Установка имеет разрешающее время на совпадения порядка 10^{-7} сек. Одной из ее особенностей является применение линий задержки в трактах, связывающих счетчики частиц с генераторами одиночных импульсов, которые управляются сигналами, даваемыми счетчиками.

Одна из этих линий выполнена таким образом, что можно легко изменять время прохождения по ней сигналов. Благодаря этому удастся свести до минимума пропуски счета или отметки ложных совпадений, если счетчики имеют несколько различные характеристики.

Применение линий задержек особенно полезно в случае, если ставится задача регистрации совпадений при разнотипных счетчиках, например, при применении счетчиков Гейгера — Мюллера и пропорционального счетчика. Схемы регистрации совпадений при разнотипных счетчиках вполне аналогичны схемам, предназначенным для работы с однотипными счетчиками, если не считать того, что импульсы пропорционального счетчика (или другого, дающего сигналы меньшей амплитуды, чем остальные счетчики установки) необходимо усилить до поступления на вход схемы регистрации совпадений. Для того чтобы разрешающая способность на совпадения была бы большой, усилитель должен быть широкополосным и, в случае использования схемы Росси, он должен содержать такое число каскадов, при котором полярность импульса на его выходе была бы отрицательной.

Дополнительные временные сдвиги между импульсами, соответствующими прохождению одной частицы через все счетчики установки, могут быть обусловлены разной формой импульсов, даваемых счетчиками разных типов. Для того чтобы избежать погрешностей, связанных с запаздыванием одних импульсов по отношению к другим, в цепи, связывающие счетчики со входом схемы, отмечающей совпадения вводят линии задержки. Блок-схема устройства такого типа приведена на рис. 375. На рис. 376 показано включение линии задержки в анодную цепь лампы, специально введенной в схему после гасящей триггерной схемы, а на рис. 377 изображены в идеализированном виде изменения со временем напряжения на сетке лампы, на ее аноде и, наконец, на выходе линии задержки. Линия замкнута на сопротивление $R = 10$ ком, равное ее волновому сопротивлению. При указанных на рис. 376 параметрах линии время задержки равно 2 мксек.

Применяя линии задержки, можно построить схемы, имеющие вид, аналогичный схеме на рис. 375 для регистрации событий, соответствующих прохождению частицы через второй счетчик, спустя известное время после ее прохождения через первый. Такие схемы используются, например, при измерении времени полураспада изотопов с малой продолжительностью жизни.

Как отмечалось в § 1 настоящей главы, в течение нескольких последних лет делались успешные попытки применить для регистрации частиц электронные умножители. Они, в частности, могут быть исполь-

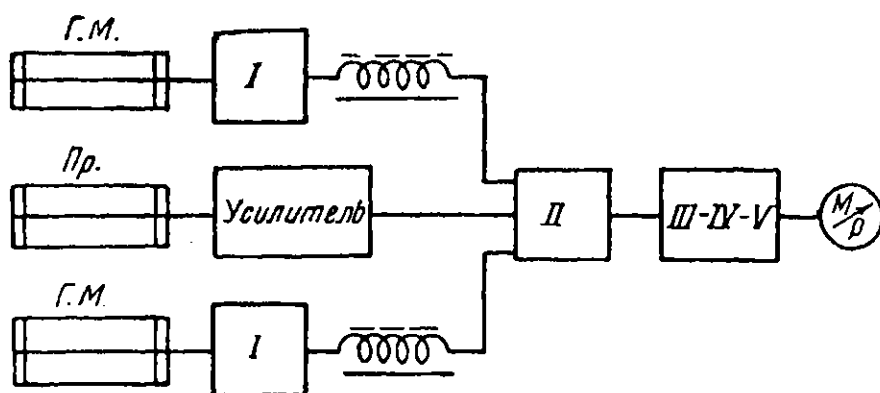


Рис. 375. Блок-схема установки для регистрации совпадений при работе с разнотипными счетчиками с использованием искусственных линий для задержки сигналов.

зованы для постройки установок регистрации совпадений. При этом, благодаря тому, что импульсы, получаемые на сопротивлении, включенном в цепь коллектора умножителя, весьма кратковременны,

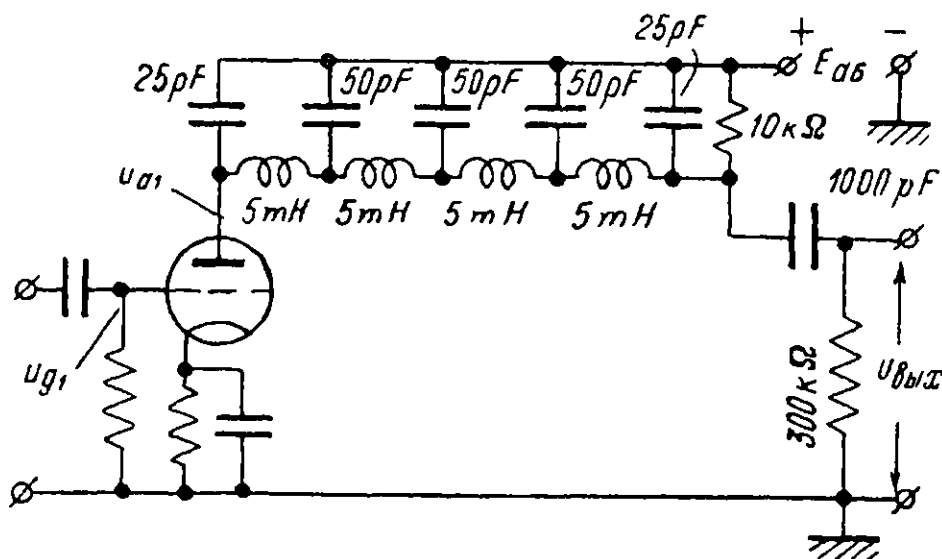


Рис. 376. Пример схемы включения искусственной линии для задержки сигналов.

удается понизить разрешающее время установки на совпадения до величины, меньшей 10^{-8} сек.

Вообще говоря, умножитель может давать импульсы, вполне достаточные по своей амплитуде для запираия лампы. Однако при работе с импульсами продолжительностью 10^{-8} — 10^{-9} сек. необходимо, чтобы постоянные времени цепи нагрузки умножителя и входных цепей схемы были бы очень малы. Поэтому напряжения на сетки ламп схемы Росси приходится снимать с сопротивлений, имеющих

величину порядка 100 ом или даже меньше. Такого же порядка должно быть сопротивление нагрузки в общей анодной цепи ламп. В результате этого амплитуды импульсов, действующих на сетках ламп схемы Росси и на сетке лампы отбора совпадений, не превосходят нескольких вольт. Это усложняет постройку установки. Тем не менее, при использовании специальных ламп с большим значением крутизны и малой входной емкостью [лампы 6Ж14Б (6АС7), 6Ж5П, (6АГ5) и т. п.] и при подборе такого режима, при котором изменения потенциала сетки на 1—2 в достаточно для того, чтобы перейти от заметного анодного тока лампы к практически полному ее запиранию, удается построить вполне надежно работающую схему регистрации совпадений с большой разрешающей способностью [90].

Кроме схемы Росси для регистрации совпадений применяются и другие схемы. Выше уже упоминалась схема с использованием смесительной лампы. Описаны также схемы, построенные на диодах или других выпрямительных элементах [91, 92]. Схема Росси до настоящего времени является наиболее распространенной.

2. Регистрация антисовпадений. Схемы, отмечающие прохождение частицы через счетчики одной группы и вместе с тем фиксирующие, что частица не прошла через другую группу их, носят название схем антисовпадений. Особенно широко схемы антисовпадений применяются при изучении космических лучей.

Схемы антисовпадений могут быть построены вполне подобно схемам совпадений. Простейшая схема такого типа для работы с двумя счетчиками Гейгера—Мюллера приведена на рис. 378. Установка содержит двухламповую схему Росси, причем одна из ламп (L_3 на рис. 378) заперта путем подачи на ее сетку соответствующего смещения. Кроме того, имеется дополнительный усилительный каскад, включенный между запертой лампой схемы Росси и одним из счетчиков. Работа схемы почти не требует пояснений. Так как лампа L_3 заперта, то достаточно импульса от счетчика C_1 для того чтобы обе лампы схемы Росси оказались запертыми. С другой стороны, импульс, даваемый вторым счетчиком, приводит к тому, что лампа L_3 отпирается. Действительно, понижение потенциала нити счетчика C_2 вызывает возрастание потенциала сетки лампы L_3 . При соответствующем выборе параметров схемы этого возрастания напряжения достаточно для отпираания лампы. Таким образом, прохождение частицы через один счетчик C_1 сопровождается появлением на выходе схемы импульса большой амплитуды, а при прохождении

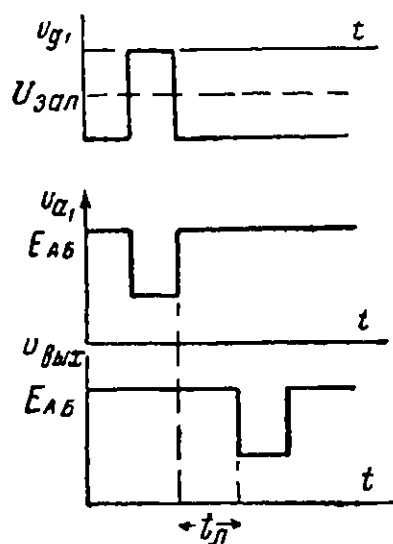


Рис. 377. Иллюстрация прохождения импульсов в схеме, изображенной на рис. 376.

частицы через оба счетчика, потенциал точки A схемы изменяется на относительно небольшую величину.

Счетчики, через которые частица не должна проходить для того, чтобы на выходе схемы получился импульс большой амплитуды, называются счетчиками, работающими в режиме антисовпадений (эти счетчики, в отличие от работающих в режиме совпадений, будем перечеркивать, как это сделано на рис. 378 со счетчиком C_2).

Схема Росси, состоящая из ламп, одна из которых заперта и отпирается импульсом от счетчика, в режиме антисовпадений работает как схема отбора антисовпадений.

Большей частью бывает необходимо включать несколько счетчиков в режиме антисовпадений и несколько в режиме совпадений.

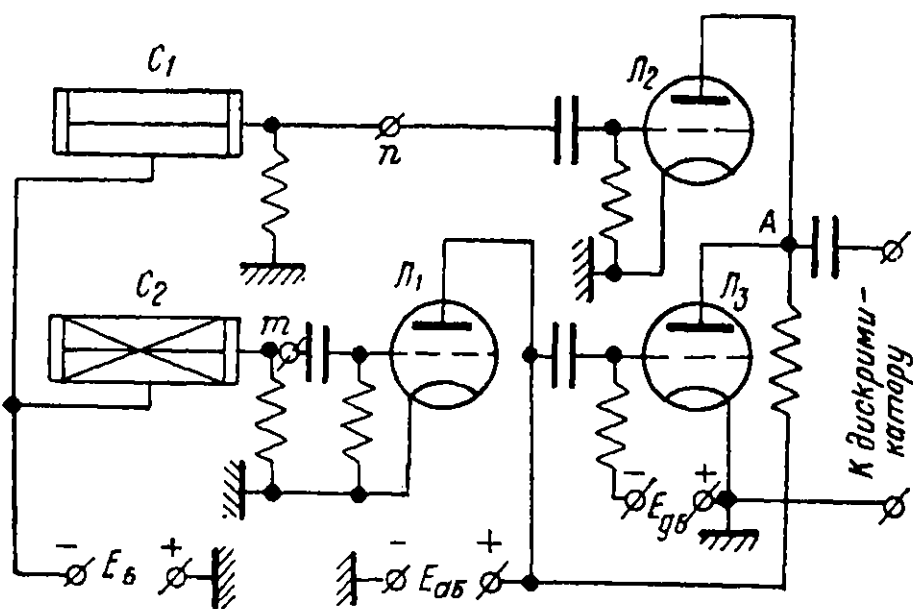


Рис. 378. Построение схемы регистрации антисовпадений.

Схема установки должна быть построена так, чтобы прохождение частицы через любой один или несколько счетчиков первой группы делало бы невозможной отметку прохождения частицы через все счетчики второй группы. Для этого можно нити счетчиков, работающих в режиме антисовпадений, соединить вместе и через однокаскадный усилитель связать с сеткой той лампы в схеме отбора антисовпадений, которая заперта отрицательным смещением. Тогда, в отличие от схемы 378, к точке m окажутся присоединенными нити нескольких счетчиков. Напряжение источника смещения E_{gb} подбирается таким, что для отпираания запертой лампы достаточно прохождения частицы только через один из счетчиков в режиме антисовпадений.

Если почему-либо нити всех счетчиков, работающих в режиме антисовпадений, нельзя соединить вместе (например, счетчики для своей нормальной работы требуют разного напряжения питания), то поступают иначе. В цепь каждого счетчика в режиме антисовпадений включают свою усилительную лампу, и аноды всех этих ламп связы-

вают с сеткой запертой лампы схемы отбора антисовпадений (рис. 379). При этом, очевидно, все лампы в ветви антисовпадений работают на общую анодную нагрузку. Смещение, запирающее лампу в схеме отбора антисовпадений, опять-таки выбирается таким, что для отпирания лампы достаточно прохождения частицы только через один счетчик, работающий в режиме антисовпадений.

Схема позволяет включить несколько счетчиков, работающих в режиме совпадений. Для этого в схему отбора антисовпадений вводится столько ламп, открытых до прихода импульса от соответ-

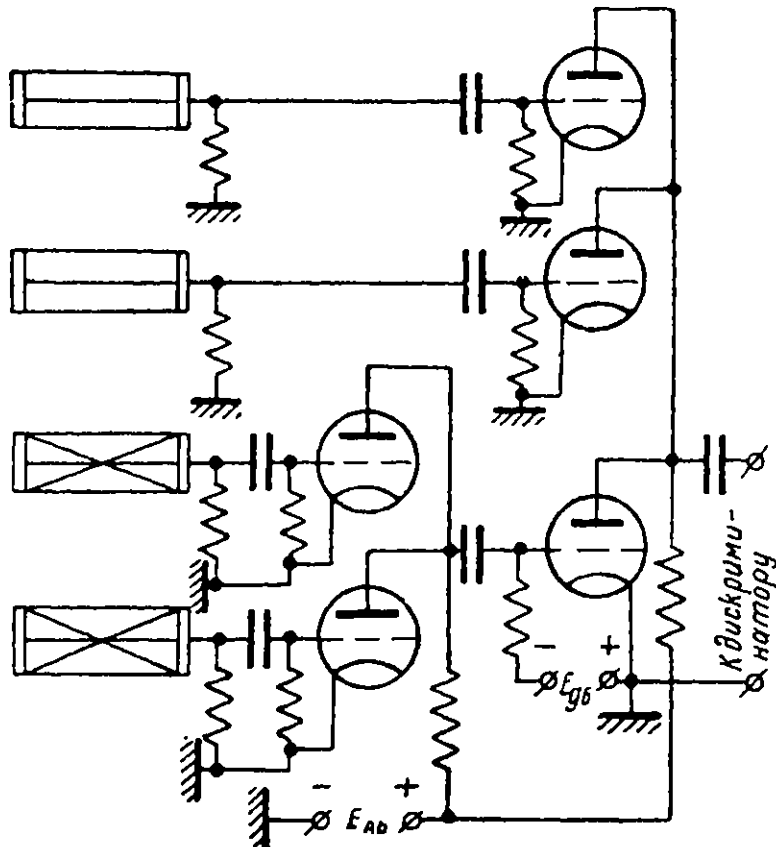


Рис. 379. Построение схемы антисовпадений с раздельным включением нитей всех счетчиков.

ствующего счетчика, сколько желательно иметь последних работающими в режиме совпадений. Если таких счетчиков по условиям эксперимента надо включить много, то предпочитают включать их несколько иначе. Именно, они включаются в обычную схему совпадений Росси, а ее выход (например, через промежуточный каскад) связывается с отпертой лампой в схеме отбора антисовпадений. Режим этой лампы выбирается так, что она запирается только в том случае, если все счетчики, объединенные схемой Росси, одновременно дают импульсы напряжения. Тогда установка регистрации антисовпадений состоит из блока отбора антисовпадений, блока отбора совпадений, с которым связана одна группа счетчиков, и блока связи счетчиков в режиме антисовпадений. Выходы двух последних блоков связаны с сетками ламп блока отбора антисовпадений.

Для нормальной работы описанных схем регистрации антисовпадений необходимо, чтобы импульсы, даваемые всеми счетчиками, имели бы приблизительно одинаковую форму. В противном случае возможно, что импульсы счетчиков антисовпадений будут отпирать управляемую ими лампу схемы отбора антисовпадений раньше, позже или на более короткое время, чем нужно для того, чтобы сделать невозможной отметку частицы, проходящей через все счетчики в режиме совпадений и один или несколько счетчиков в режиме антисовпадений. Если число счетчиков в схеме велико, то выполнение условия полной блокировки импульсов совпадений импульсом любого счетчика в режиме антисовпадений почти невозможно, и работа схемы сопровождается значительными погрешностями.

Значительно лучшие результаты дают схемы регистрации антисовпадений, построенные с применением триггерных каскадов, благодаря чему их работа мало зависит от формы импульсов, даваемых счетчиками. Пример схемы регистрации антисовпадений такого типа приведен на рис. 380 [93]. Эта схема имеет два входа (C и A). С первым связывается выход схемы Росси, объединяющей счетчики в режиме совпадений. Ко второму входу через однокаскадные усилители подводятся сигналы от всех счетчиков, работающих в режиме антисовпадений. Импульсы, поступившие на первый и второй выходы схемы, управляют работой двух триггеров с одним положением устойчивого состояния, построенных на лампах L_1 и L_2 . В положении устойчивого состояния правые триоды триггеров заперты, а через левые протекает большой анодный ток.

Действие на входе A импульса, соответствующего прохождению частицы через один или несколько счетчиков, работающих в режиме антисовпадений, выводит триггер, собранный на лампе L_1 , из положения устойчивого состояния.

В результате через цепь C_1R_1 на сетку лампы L_3 поступает приблизительно прямоугольный импульс положительной полярности и достаточной амплитуды для того, чтобы эта лампа отперлась. Форма импульса, его продолжительность и амплитуда определяются параметрами схемы триггера, а не формой импульса того счетчика, разряд в котором вызвал появление импульса на входе A . Совершенно аналогично импульс, приходящий на вход C , соответствующий прохождению частицы через все счетчики, работающие в режиме совпадений, выводит из положения равновесия триггер, собранный на лампе L_2 . Очевидно, что если продолжительность импульса, поступающего на сетку лампы L_4 от второго триггера, меньше, чем продолжительность импульса, даваемого первым, то совершенно независимо от формы сигналов, одновременно действующих на входах схемы, потенциал точки a схемы практически останется неизменным, и совпадение не будет зарегистрировано. Это соотношение между длительностями сигналов легко выполняется при выборе соответствующих параметров схемы второго триггера.

Кроме того, даваемый им импульс подается на сетку лампы L_4 через дифференцирующую цепь R_2C_2 . Благодаря этой цепи на сетке L_4 действует не положительный импульс, снимаемый с анода левой лампы второго триггера, а два коротких импульса разной полярности. Один из них (отрицательной полярности) запирает лампу и, если ни через один из счетчиков, принадлежащих к группе режима антисовпадений, не проходит частица, приводит к большому изменению потенциала точки A схемы.

После ламп L_3 и L_4 в схеме рис. 380 следует дискриминатор, собранный на лампе L_5 , еще один триггер с одним положением устойчивого состояния для усиления и затягивания импульсов после дискриминатора и, наконец, усилитель мощности, на выходе которого включен механический регистратор. Работа этой части схемы не нуждается в пояснениях.

ГЛАВА IX

СХЕМЫ ПИТАНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ УСТАНОВОК

§ 1. ВЫПРЯМИТЕЛИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

1. Схемы выпрямителей переменного тока. На рис. 381 приведена схема однополупериодного выпрямителя переменного тока. Полезной нагрузкой выпрямителя является сопротивление R_n . При рассмотрении процессов в выпрямительной схеме характеристику диода для

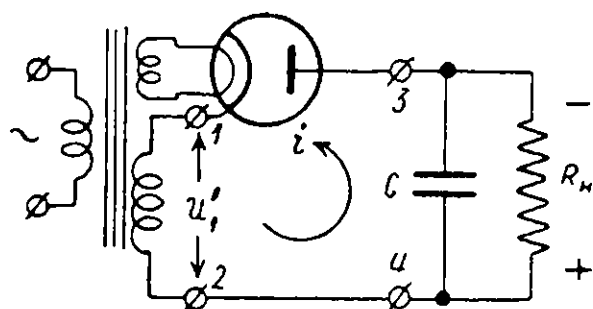


Рис. 381. Простая схема однополупериодного выпрямителя.

простоты будем представлять в виде отрезков прямых (рис. 382). Если конденсатора C , шунтирующего нагрузку, нет, и на клеммах вторичной обмотки трансформатора действует напряжение $u'_1 = U_m \cos \omega t$, то ток в цепи протекает в течение интервалов времени, соответствующих значениям $u'_1 > 0$ (рис. 382). Мгновенное значение протекающего в цепи тока в пределах указанных интервалов времени выражается соотношением

$$i = \frac{U_m \cos \omega t}{R_n + R_i} = I_m \cos \omega t,$$

где R_i — сопротивление лампы, определяемое наклоном ее вольт-амперной характеристики в области $u_a > 0$.

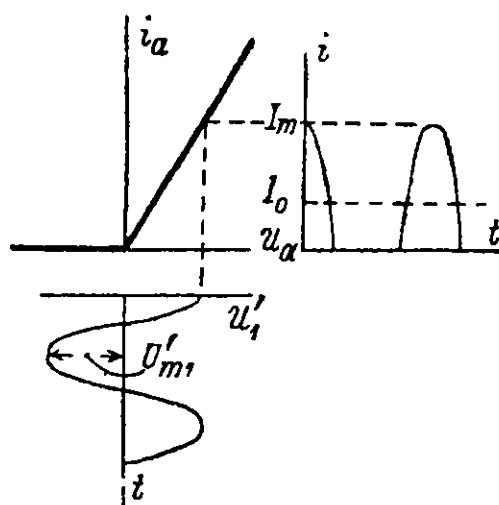


Рис. 382. Зависимость от времени величины тока, протекающего в цепи, содержащей активное сопротивление и кенотрон при действии на входе переменного напряжения. Характеристика кенотрона заменена отрезками прямых.

Таким образом, в цепи протекает пульсирующий ток, причем, как нетрудно убедиться, постоянная составляющая этого тока равна значению I_m/π .

Если в схеме имеется конденсатор, шунтирующий нагрузку, то электрические процессы носят несколько другой характер. В этом

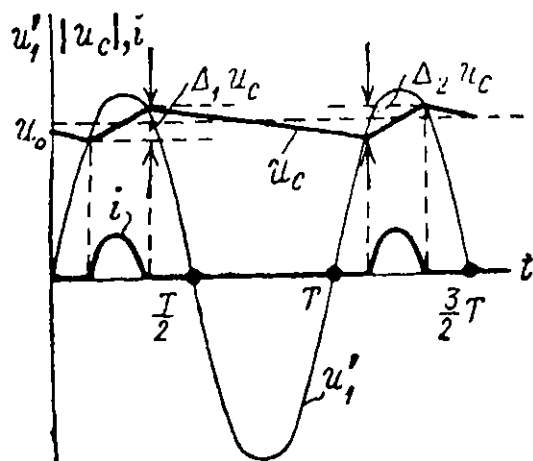


Рис. 383. Графики зависимости от времени напряжения на конденсаторе и тока, текущего через кевотрон в схеме, изображенной на рис. 381.

случае в цепи действует не только переменное напряжение u_1 , но также и напряжение на конденсаторе. За время протекания первого импульса тока после включения первичной обмотки в сеть переменного тока конденсатор получит некоторый заряд и на его клеммах появится разность потенциалов u_c . Поэтому, после протекания первого импульса тока, напряжение на аноде лампы будет не u'_1 , а $u'_1 - u_c$. В течение того

интервала времени, когда это напряжение больше нуля, в анодной цепи вновь течет ток, и конденсатор дополнительно заряжается. Если величина сопротивления R_n бесконечно велика, то зарядка конденсатора будет продолжаться до тех пор, пока разность потенциалов на его обкладках не достигнет величины, равной амплитуде напряжения на вторичной обмотке трансформатора. При конечном значении сопротивления R_n в цепи устанавливается такой режим, при котором количество электричества, получаемое конденсатором в течение периода переменного напряжения, равно количеству электричества, теряемому за период. График зависимости от времени величин напряжения на конденсаторе и тока, текущего в цепи диода в стационарном режиме, схематически изображен на рис. 383. Среднее напряжение на емкости U_0 соответствует выпрямленному напряжению на клеммах сопротивления нагрузки. Величина колебаний выпрямленного напряжения $\Delta U_0 = \Delta_1 U_c = \Delta_2 U_c$ зависит от соотношений между величинами C , R_n и R_i . В частности, чем меньше величина сопротивления R_n , при неизменных прочих параметрах схемы, тем меньше значение выпрямленного напряжения U_0 и тем в более широких пределах это напряжение колеблется.

Обратим внимание на то, что во время действия отрицательного полупериода напряжения U'_1 напряжение на аноде лампы достигает мгновенного максимального значения $U_{am} = U'_m + U_0$, близкого к удвоенной амплитуде напряжения на вторичной обмотке трансформатора. Лампа, используемая в схеме, должна выдерживать без пробоя это „обратное“ напряжение.

Однополупериодная схема выпрямления невыгодна тем, что она не позволяет полностью использовать мощность источника перемен-

ного тока. Кроме того, сглаживание пульсаций напряжения на выходе требует громоздких фильтров и сопровождается сравнительно большой потерей выпрямленного напряжения (см. ниже).

На рис. 384 приведена схема двухполупериодного выпрямления. Для ее постройки необходим трансформатор, имеющий вывод от середины вторичной обмотки. В цепи нагрузки, соединенной одним концом с выводом от середины вторичной обмот-

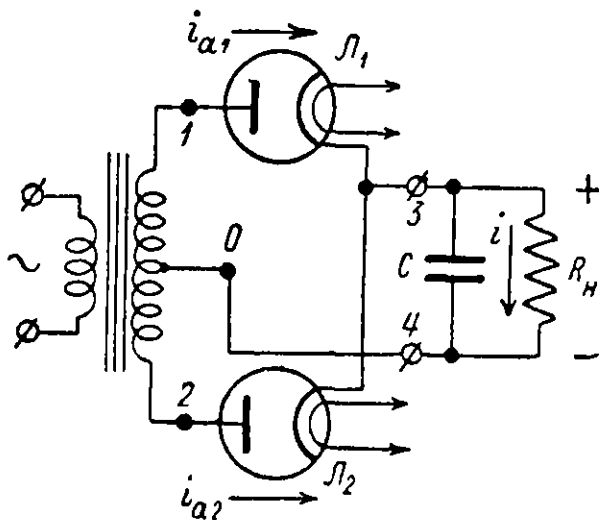


Рис. 384. Схема двухполупериодного выпрямителя.

ки, протекает ток, заряжающий конденсатор C , как при положительных, так и отрицательных полупериодах напряжения на вторичной обмотке трансформатора.

На рис. 385 схематически изображены изменения величины напряжения на конденсаторе C и величины тока, протекающего в общей катодной цепи ламп в стационарном режиме. Так как токи через оба кенотрона протекают в разные интервалы времени, то работа каждой лампы может рассматриваться независимо от работы другой. Колебания напряжения на выходе схемы меньше, а мощность больше, чем в однополупериодном выпрямителе. Максимальное выпрямленное напряжение, которое может быть получено при использовании двухполупериодной схемы, равно $U'_{m1}/2$, где U'_{m1} — амплитуда напряжения на всей вторичной обмотке трансформатора. Кенотроны должны быть рассчитаны на обратное напряжение порядка U'_{m1} .

Специально для использования в схемах двухполупериодных выпрямителей выпускаются сдвоенные кенотроны, имеющие в одном баллоне два анода и общее питание катодов. Примером такой лампы может служить кенотрон 5ВХ1 (5Ц4).

В мощных установках для повышения к. п. д. цепей питания, уменьшения пульсаций выпрямленного напряжения и более эффективного использования выпрямительных ламп, применяются трехфазные выпрямители. На рис. 386 приведена принципиальная схема трехфазного однополупериодного выпрямителя (параллельно начерченные

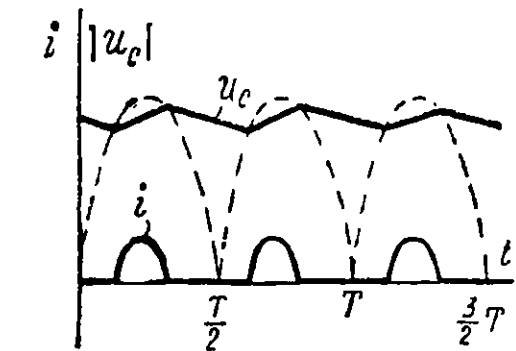


Рис. 385. Графики зависимости от времени напряжения на конденсаторе и тока, протекающего в общей цепи кенотронов в схеме двухполупериодного выпрямителя.

обмотки трансформатора соответствуют первичной и вторичной обмоткам данной фазы). В каждый момент времени ток протекает только через одну лампу схемы — ту, мгновенное значение анодного напряжения которой в этот момент наиболее высокое. Изменение с течением

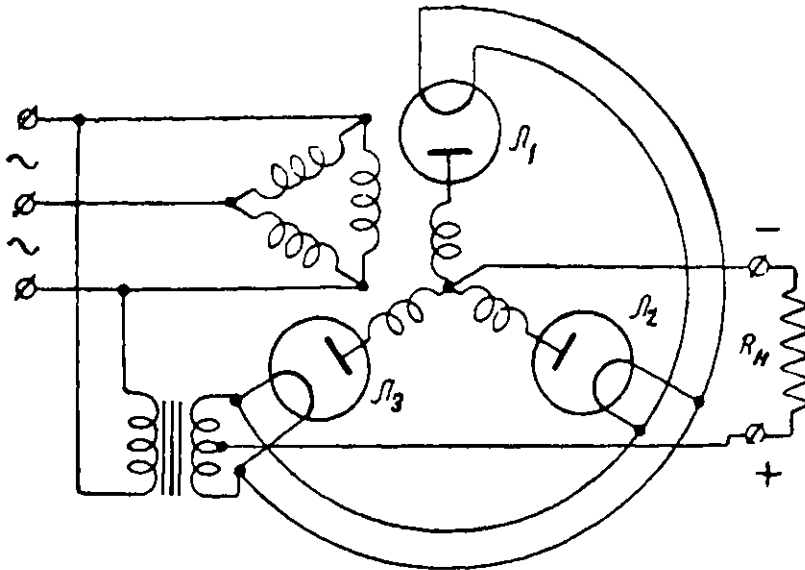


Рис. 386. Схема трехфазного однополупериодного выпрямителя.

времени величин анодных напряжений всех трех ламп изображено пунктирными кривыми на рис. 387. Сплошная кривая на этом рисунке представляет зависимость от времени величины тока, протекающего через сопротивление нагрузки. Очевидно, что пульсации тока в нагрузке, не зашунтированной емкостью, значительно меньше, чем в соответствующей схеме однофазного выпрямителя.

Включение параллельно сопротивлению R_n конденсатора C позволяет получить выпрямленное напряжение с относительно малыми пульсациями его величины. Еще меньшие пульсации получаются на выходе двухполупериодного трехфазного выпрямителя. Пример схемы такого выпрямителя приведен на рис. 388.

Схемы однофазных и трехфазных выпрямителей могут быть построены как на вакуумных, так и на газонаполненных лампах. Выбор типа лампы определяется величинами необходимого выпрямленного напряжения и необходимого выпрямленного тока. При этом принимаются во внимание максимальный ток, на который рассчитана лампа, обратное напряжение, которое она может выдержать без повреждений, потери напряжения на лампе, удобство управления величиной постоянного напряжения (если это необходимо для данного типа выпрямителя) и т. д. Для питания схем лабораторных установок чаще всего строятся однофазные двухполупериодные выпрямители

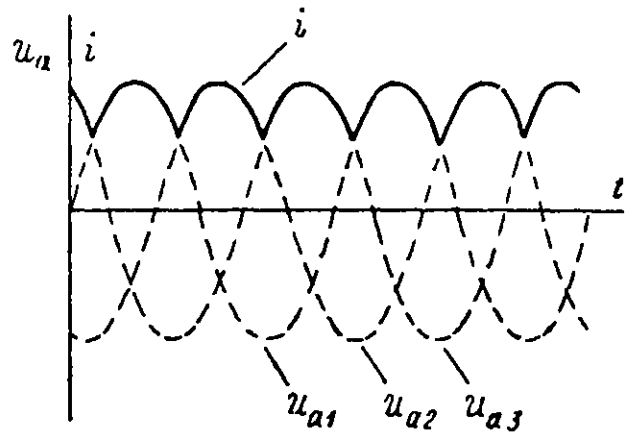


Рис. 387. Зависимость от времени напряжения u_a в анодах кенотрионов и тока, протекающего через сопротивление нагрузки в схеме трехфазного однополупериодного выпрямителя.

на кенотронах. В случае же, если необходимо получить большой выпрямленный ток, используются газотроны.

Широкое распространение в лабораторной практике имеют схемы умножения напряжения, с помощью которых можно получить вы-

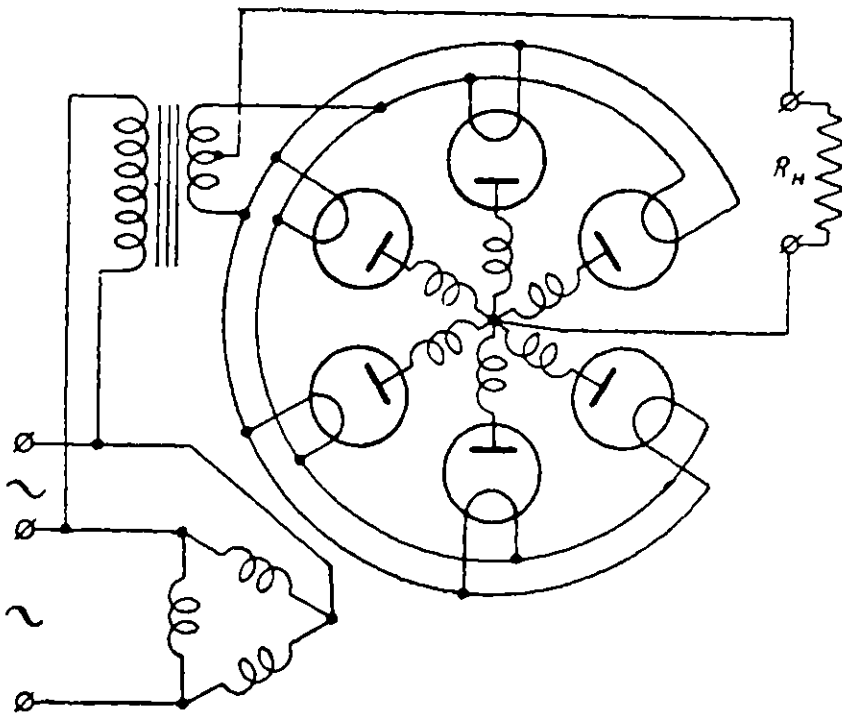


Рис. 388. Схема трехфазного двухполупериодного выпрямителя.

прямленное напряжение в несколько раз более высокое, чем при постройке обычной схемы на том же самом трансформаторе.

Один из вариантов схемы удвоения величины выпрямленного напряжения приведен на рис. 389. В этой схеме конденсатор C_1 заряжается через кенотрон \mathcal{L}_1 до напряжения, равного амплитуде напряжения U'_{m1} . Поэтому напряжение между катодом и анодом второго кенотрона \mathcal{L}_2 колеблется от своего максимального значения, приблизительно равного $2U'_{m1}$, до минимального, равного нулю. В результате протекания через этот кенотрон тока второй конденсатор схемы C_2 заряжается до напряжения, близкого к величине $2U'_{m1}$ (если сопротивление нагрузки не слишком мало).

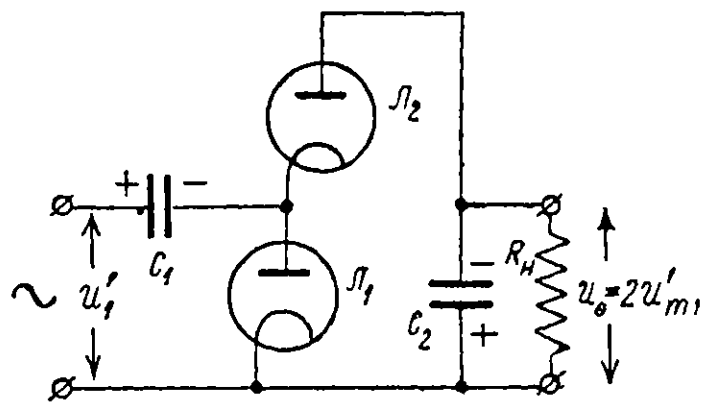


Рис. 389. Схема удвоения величины выпрямленного напряжения.

Другой вариант схемы удвоения напряжения — схема Латура — приведен на рис. 390. В этой схеме используются оба полупериода переменного напряжения. Но в то время, как при действии одного полупериода заряжается один из конденсаторов (например, C_1), при

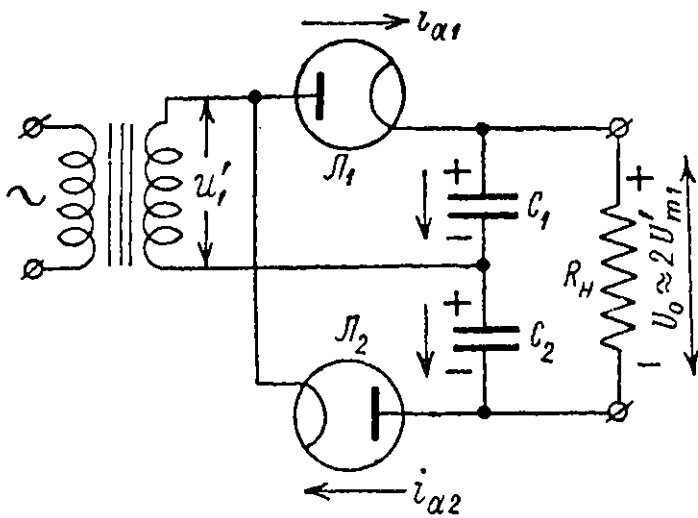


Рис. 390. Схема Латура удвоения величины выпрямленного напряжения.

действии второго полупериода заряжается только второй конденсатор C_2 . Поэтому каждый из включенных на выходе конденсаторов заряжается лишь при действии одного полупериода переменного напряжения и, по существу, эта схема является однополупериодной схемой удвоения напряжения. Она имеет некоторые преимущества перед схемой, изображенной на рис. 389. Основные из них: меньшие пульсации выпрямленного напряжения и

возможность применения конденсаторов, рассчитанных лишь на напряжение, равное половине выходного, тогда как в схеме рис. 389 конденсатор C_2 должен быть рассчитан на напряжение, равное выходному.

Схема двухполупериодного выпрямления с удвоением — схема Грца (рис. 391) — дает на выходе напряжение, пульсирующее еще в меньших пределах, чем на выходе схемы Латура при тех же значениях емкости C и сопротивления R_H . Значение напряжения на выходе этой схемы примерно вдвое превосходит величину напряжения на выходе обычной схемы двухполупериодного выпрямителя (рис. 384) и приближается к амплитуде напряжения на вторичной обмотке трансформатора.

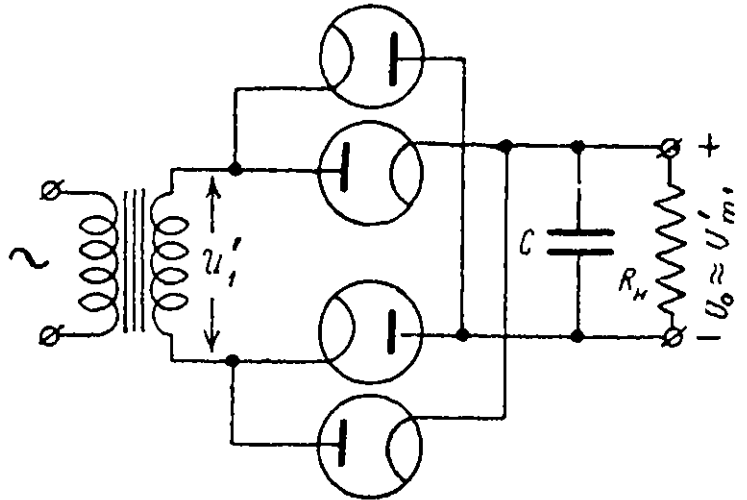


Рис. 391. Схема Грца удвоения величины выпрямленного напряжения.

В схеме Грца ток протекает последовательно через две выпрямительных лампы. Вследствие этого потери выпрямленного напряжения оказываются несколько большими, чем в схеме Латура.

Выпрямительные лампы в схеме Латура должны быть рассчитаны на обратное напряжение $u_{обр} \approx \frac{U_0}{2} + U'_{m1}$, а не на напряжение $U_0 + U'_{m1}$, как в обычной схеме однополупериодного выпрямления. Совершенно аналогично, в схеме Грца $u_{обр} \approx \frac{1}{2}(U_0 + U'_{m1})$, т. е. примерно вдвое меньше, чем в обычной схеме двухполупериодного выпрямления при том же значении выпрямленного напряжения. Поэтому, переходя от обычной двухполупериодной схемы выпрямителя к схеме Грца, можно получить выпрямленное напряжение вдвое большей величины, не меняя трансформатора и используя те же лампы. Нетрудно убедиться, что при этом от выпрямителя можно отбирать приблизительно вдвое меньший ток, чем от схемы без удвоения напряжения.

Кроме схем удвоения, имеются несколько схем, позволяющих получать умножение напряжения в большее число раз. Пример такой схемы приведен на рис. 392. Легко видеть, что она представляет собой комбинацию из двух идентичных звеньев, каждое из которых аналогично схеме удвоения, представленной на рис. 389. Величина выпрямленного напряжения на выходе этой схемы приблизительно равна учетверенной амплитуде переменного напряжения, действующего на ее входе. В этом проще всего убедиться, рассматривая последовательно работу всех ламп в порядке возрастания их нумерации и соответственно зарядку емкостей, включенных в анодные цепи этих ламп. Мгновенная разность потенциалов между катодом лампы L_1 и левой пластиной конденсатора C_1 равна напряжению на входе схемы. Поэтому конденсатор C_1 заряжается до напряжения, равного амплитуде этого напряжения U'_{m1} . Разность потенциалов между катодом лампы L_2 и нижней пластиной конденсатора C_2 равна сумме переменного напряжения на входе и напряжения на емкости C_1 , т. е. меняется в пределах от 0° до $2U'_{m1}$. Поэтому конденсатор C_2 заряжается до напряжения, близкого к $2U'_{m1}$. Разность потенциалов между катодом лампы L_3 и левой пластиной конденсатора C_3 равна сумме напряжений на емкости C_2 и переменного напряжения на входе схемы, т. е. меняется в пределах от U'_{m1} до $3U'_{m1}$. Поэтому конден-

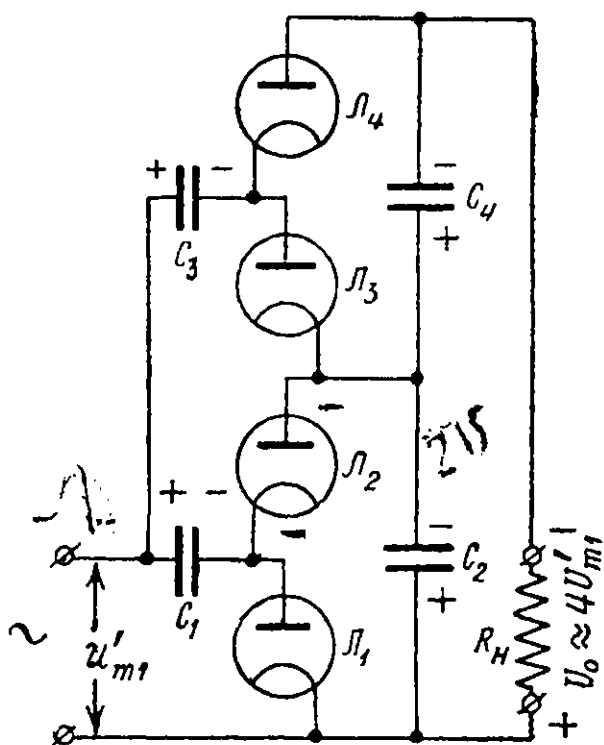


Рис. 392. Схема учетверения величины выпрямленного напряжения.

сатор C_3 заряжается до напряжения, равного $3U'_{m1}$. Наконец, разность потенциалов между катодом L_4 и нулевым проводом схемы лампы меняется в пределах от $3U'_{m1}$ до $4U'_{m1}$ и поэтому конденсатор в ее анодной цепи зарядится до напряжения, равного $4U'_{m1}$. Но конденсатор в анодной цепи лампы L_4 состоит из последовательно включенных конденсаторов C_2 и C_4 . Если емкости их одинаковы, то разность потенциалов на обкладках каждого из них равна $2U'_{m1}$. Напряжение на выходе снимается со всей емкости в анодной цепи лампы L_4 и равно $4U'_{m1}$ (на самом деле оно несколько ниже вследствие падений напряжения на выпрямительных лампах). Добавлением следующих звеньев схемы можно получить выпрямленное напряжение, в любое число раз превосходящее по величине амплитуду напряжения, действующего на входе. При этом приблизительно во столько же раз будет меньше величина выпрямленного тока, который можно отбирать от схемы, по сравнению с величиной выпрямленного тока в простом однополупериодном выпрямителе, собранном на том же трансформаторе и однотипной лампе.

Накалы кенотронов в схемах выпрямителей обычно питаются от отдельного трансформатора или от специальной обмотки, расположенной на общем сердечнике с силовой обмоткой. Один из полюсов выпрямленного напряжения большей частью заземляется. Нетрудно убедиться, что при этом разность потенциалов между катодом и сердечником трансформатора (который обычно заземляется) или другими обмотками может превосходить величину выпрямленного напряжения. Для того чтобы избежать пробоя тонкого слоя изолирующего вещества между эмитером и нитью накала в подогревном кенотроне, катод лампы электрически соединяется с подогревателем. Накальные обмотки трансформаторов хорошо изолируются, а в высоковольтных выпрямителях и в схемах умножения напряжения для питания накалов кенотронов используются специальные высоковольтные трансформаторы.

2. Элементы расчета выпрямительных схем. В подавляющем большинстве случаев при постройке выпрямителей для питания лабораторных установок ограничиваются прикидочной оценкой параметров схемы и выбором подходящей лампы на основании приведенных в справочнике данных.

Для приближенного расчета схемы характеристику кенотрона можно представлять отрезками прямых. На рис. 393-приведены графики, иллюстрирующие установившиеся электрические процессы в схеме однополупериодного выпрямителя, нагруженного на активное сопротивление, зашунтированное емкостью. Мгновенное значение анодного тока лампы в те интервалы времени, когда он отличен от нуля, может быть найдено из соотношения

$$i_a = \frac{u_a}{R_t}.$$

Здесь R_i — внутреннее сопротивление лампы, определяемое наклоном ее характеристики в области $u_a > 0$. Мгновенное значение напряжения на аноде лампы $u_a = U'_{m1} \cos \omega t - U_0$, где U_0 — выпрямленное напряжение. Поэтому, среднее значение анодного тока, равное, очевидно, в стационарном режиме выпрямленному току, протекающему через сопротивление нагрузки R_n , будет равно

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i_a dt = \frac{2}{T} \int_0^{t_1} \frac{(U'_{m1} \cos \omega t - U_0)}{R_i} dt.$$

Интегрируя и замечая, что величина $\omega t_1 = \varphi$ представляет собой угол отсечки тока (см. гл. V), получим:

$$I_0 = \frac{U'_{m1}}{\pi R_i} (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi). \quad (352)$$

Постоянная составляющая напряжения на емкости (т. е. выпрямленное напряжение) связана с углом отсечки очевидным соотношением:

$$U_0 = U'_{m1} \cos \varphi \quad (353)$$

(см. рис. 393).

Обычно при постройке выпрямителя требуется по заданным значениям напряжения U_0 и тока I_0 (или напряжения U_0 и сопротивления R_n), выбрать кенотрон, а затем, зная его внутреннее сопротивление, определить амплитуду напряжения U'_{m1} , необходимого для питания схемы.

Для этого можно воспользоваться соотношениями (352) и (353), при-

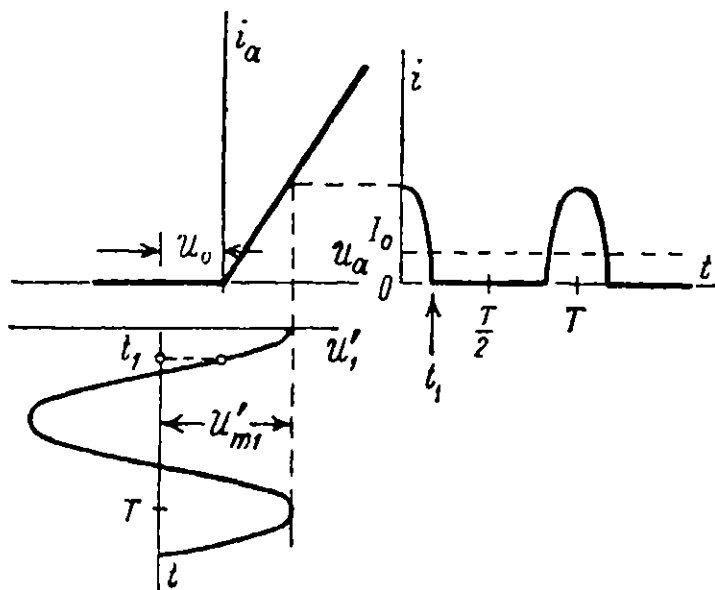


Рис. 393. Графики, иллюстрирующие электрические процессы в установившемся режиме в схеме однополупериодного выпрямителя.

чем удобнее всего построить график зависимости $\frac{U'_{m1}}{U_0} = f\left(\frac{R_i}{R_n}\right)$.

Если кенотрон выбран, то из этого графика легко определить значение амплитуды напряжения U'_{m1} по известным величинам сопротивления R_n и напряжения U_0 . Такой график приведен на рис. 394.

При $\frac{R_i}{R_n} < 0,1$ (что соответствует обычно имеющему место соотно-

шению между сопротивлением нагрузки и внутренним сопротивлением кенотрона) для определения величины U'_{m1} вместо приведенного графика можно воспользоваться прямой, проведенной на рис. 394 пунктиром. Легко видеть, что уравнение этой прямой

$$U'_{m1} = 1,1U_0 + 4,8R_i I_0. \quad (354)$$

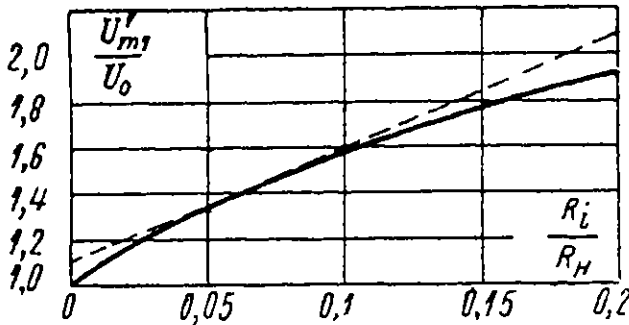


Рис. 394. График к расчету схемы однополупериодного выпрямителя.

Погрешность, связанная с аппроксимацией нелинейной зависимости $\frac{U'_{m1}}{U_0} = f\left(\frac{R_i}{R_H}\right)$ линейным выражением (354), приводит к погрешностям в вычислении величины U'_{m1} при $R_i < 0,1R_H$, не превышающим 10%. При этом расчетные значения U'_{m1} превосходят действительно необходимую

амплитуду переменного напряжения. Так как в написанных выше соотношениях не учтено активное сопротивление вторичной обмотки трансформатора, то преувеличение значений U'_{m1} может быть только полезно.

Выбирая кенотрон для постройки выпрямителя, принимают во внимание величину допустимого обратного напряжения и величину выпрямленного тока, который может протекать через лампу без перегрева ее анода. Величина этого тока обычно приводится в справочниках. Если же вместо этого указана максимальная мощность, рассеивание которой допускается на аноде ($P_{ам}$), то величина максимального выпрямленного тока I_{0m} может быть определена на основании следующего приближенного соотношения:

$$I_{0m} \approx \sqrt{\frac{P_{0m}}{1,3R_i}}. \quad (355)$$

Совершенно аналогичным путем можно найти приближенные соотношения для расчета двухполупериодной схемы выпрямителя. Работа каждого кенотрона в такой схеме может рассматриваться независимо от работы другого. Поэтому соотношения (352) и (353) остаются справедливыми для каждого кенотрона, но под величиной U'_{m1} следует понимать амплитуду напряжения на половине вторичной обмотки трансформатора, а под током I_0 — ток через один кенотрон.

Если же переписать выражения (352) и (353) для напряжения на всей вторичной обмотке и полного выпрямленного тока и вновь построить график $\frac{U'_{m1}}{U_0} = f\left(\frac{R_i}{R_0}\right)$, то он будет совершенно подобен графику, изображенному на рис. 394, но масштаб по осям изменится

вдвое. Такой график приведен на рис. 395. В области $R_i < \sim 0,2R_H$, он с точностью, не меньшей 10%, может быть заменен прямой, описываемой уравнением

$$U'_{m1} = 2,2U_0 + 4,8R_i I_0, \quad (356)$$

где U'_{m1} — амплитуда напряжения на всей вторичной обмотке, а I_0 — полный выпрямленный ток в нагрузке.

При выборе кенотронов для двухполупериодной схемы следует иметь в виду, что в анодной цепи каждой лампы течет выпрямленный ток, равный половине величины постоянного тока в нагрузке. Поэтому, если указана максимальная мощность, рассеивание которой допускается на аноде каждой лампы (или каждом аноде сдвоенного кенотрона $P_{ам1}$), то величина максимального выпрямленного тока в нагрузке I_{0m} может быть найдена на основании приближенного выражения, отличающегося численными коэффициентами от выражения (355):

$$I_{0m} = \sqrt{\frac{P_{ам1}}{2,6R_i}}. \quad (357)$$

В качестве примера положим, что на выходе выпрямителя, нагруженного на сопротивление $R_H = 6 \cdot 10^3 \text{ ом}$, нужно получить выпрямленное напряжение $U_0 = 300 \text{ в}$. Иначе говоря, выпрямленный ток, потребляемый нагрузкой, $I_0 = 50 \text{ ма}$. Остановившись на однополупериодной схеме выпрямителя и обращаясь к справочнику, найдем, что такой ток может обеспечить кенотрон ВО-230 ($I_{0m} = 50 \text{ ма}$, $U_{обр} = 700 \text{ в}$ и для идеализированной характеристики $R_i = 150 \text{ ом}$). Замечая, что в этом случае $\frac{R_i}{R_H} = 0,025$, по графику, изображенному на рис. 394, находим $\frac{U'_{m1}}{U_0} = 1,2$. Следовательно, амплитуда

напряжения на вторичной обмотке трансформатора должна иметь величину $U'_{m1} = 360 \text{ в}$. Если для расчета воспользоваться выражением (354), то легко получить $U'_{m1} = 366 \text{ в}$, т. е. практически тот же результат, что при пользовании графиком, приведенным на рис. 394.

Максимальное обратное напряжение $U_{обр} \approx U_0 + U'_{m1} = 660 \text{ в}$, т. е. меньше допустимого для выбранного типа кенотрона.

Совершенно так же можно найти величину амплитуды напряжения U'_{m1} , если предполагается построить двухполупериодную схему выпрямления.

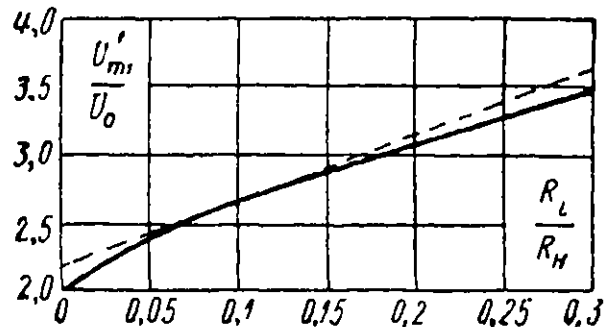


Рис. 395. График к расчету схемы двухполупериодного выпрямителя.

Приведенный способ расчета схемы выпрямителя не претендует на точность и может рассматриваться, как дающий только приближенное значение амплитуды напряжения U'_{m1} . Следует подчеркнуть, что при рассмотрении процессов в схеме предполагалось, что все переменное напряжение, снятое со вторичной обмотки трансформатора, целиком прикладывается к электродам кенотрона.

Далее, при определении величины выпрямленного напряжения не учитывалось активное сопротивление вторичной обмотки трансформатора, через которую протекает выпрямленный ток. Это сопротивление обычно имеет величину порядка нескольких сотен ом, а у трансформаторов с большим коэффициентом трансформации достигает нескольких тысяч ом. Нетрудно убедиться, что выпрямленное напряжение делится пропорционально между активным сопротивлением нагрузки и активным сопротивлением вторичной обмотки трансформатора. Поэтому, определяя значение амплитуды напряжения U'_{m1} , следует иметь в виду величину выпрямленного напряжения несколько большую, чем требуется для питания полезной нагрузки выпрямителя.

С изменением величины сопротивления нагрузки значение напряжения U_0 не остается постоянным, так как потери на внутреннем сопротивлении кенотрона (или кенотронов) и на вторичной обмотке трансформатора возрастают с увеличением выпрямленного тока I_0 . Зависимость величины выпрямленного напряжения от величины постоянного тока в нагрузке носит название нагрузочной характеристики выпрямителя. Она представляет собой падающую кривую и чаще всего дается с учетом потерь напряжения на фильтре, включаемом, как правило, между выпрямителем и полезной нагрузкой.

Для того чтобы поддерживать неизменной величину выпрямленного напряжения U_0 при изменении сопротивления нагрузки, в схеме выпрямителя предусматривается регулировка амплитуды первичного питающего напряжения. При этом, разумеется, схема должна быть построена так, чтобы напряжение питания накалов кенотронов оставалось неизменным. Имеются специальные схемы, которые автоматически регулируют напряжение таким образом, что независимо от величины тока I_0 (конечно, в известных пределах изменения его величины), выходное напряжение остается постоянным (см. § 2 и § 4 настоящей главы).

3. Оценка параметров фильтров выпрямителей. Для уменьшения величины пульсаций выпрямленного напряжения в схему выпрямителя включаются специальные цепи, носящие название сглаживающих фильтров.

Пульсации величины выпрямленного напряжения обусловлены наличием в спектре выпрямленного тока, кроме постоянной составляющей, ряда компонент с частотами, кратными частоте переменного напряжения, питающего схему.

Фильтр должен закрыть доступ этим компонентам тока в полезную нагрузку R_H . Так как при этом необходимо, по возможности, избежать уменьшения постоянной составляющей тока, то желательно, чтобы элементы сглаживающего фильтра представляли собой реактивные сопротивления.

Основными типами фильтров выпрямителей являются Г-образные и П-образные фильтры (рис. 396 и 397). Ясно, что если параметры, например, Г-образного фильтра выбраны таким образом, что

$$\frac{1}{\omega_n C_\phi} \ll R_H \quad (358)$$

$$\omega_n L_\phi \gg \frac{1}{\omega_n C_\phi}, \quad (359)$$

где ω_n — частота n -ной компоненты в спектре пульсирующего тока, текущего в цепи выпрямителя, то амплитуда напряжения этой частоты

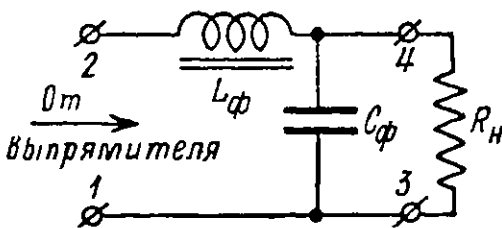


Рис. 396. Схема Г-образного фильтра выпрямителя.

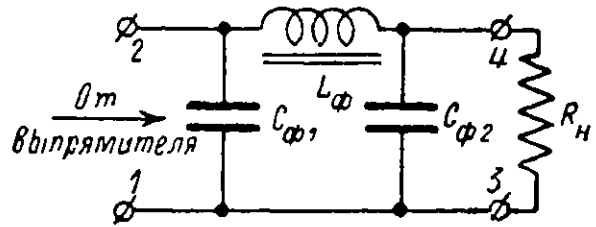


Рис. 397. Схема П-образного фильтра выпрямителя.

на клеммах нагрузки окажется гораздо меньшей, чем она была в отсутствии фильтра. Соответствующим выбором параметров фильтра соотношения (358) и (359) обычно удовлетворяются для низшей частоты в спектре тока. При этом они оказываются тем более выполненными для всех прочих компонент спектра тока и приближенно можно считать, что величина колебаний напряжения на нагрузке

$$\Delta U_0 \approx U_{mн}, \quad (360)$$

где $U_{mн}$ — амплитуда напряжения, выделяемого на нагрузке компонентой низшей частоты тока выпрямителя.

При выполнении соотношений (358) и (359) амплитуда тока низшей частоты, протекающего в цепи выпрямителя при включении Г-образного фильтра:

$$I_{mн} = \frac{U_{m1н}}{\omega_n L_\phi},$$

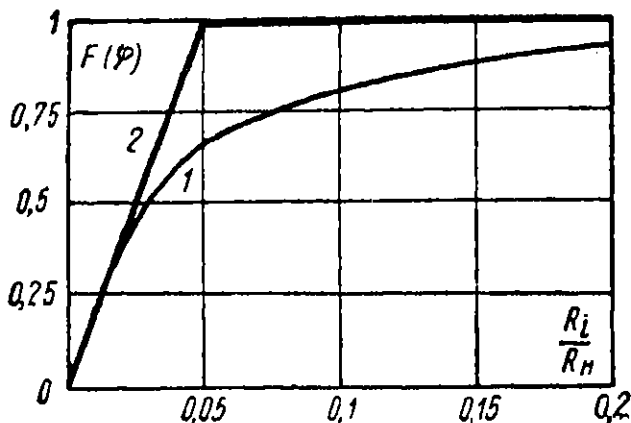
где $U_{m1н}$ — амплитуда первой гармоники напряжения, действующего на входных клеммах фильтра (клеммы 1 и 2 на рис. 396). Поэтому величина пульсаций постоянного напряжения на нагрузке (при выполнении соотношения (358)):

$$\Delta U_0 \approx \frac{I_{mн}}{\omega_n C_\phi} = \frac{U_{m1н}}{\omega_n^2 L_\phi C_\phi}.$$

Амплитуда напряжения $U_{m1\kappa}$ и величина постоянного напряжения на нагрузке — функции значения угла отсечки φ : $U_{m1\kappa} = f_1(\varphi)$ и $U_0 = f_2(\varphi)$. Поэтому

$$U_{m1\kappa} = \frac{f_1(\varphi)}{f_2(\varphi)} U_0 = F(\varphi) U_0$$

и выражение для пульсаций напряжения ΔU_0 можно переписать в виде:



$$\Delta U_0 = \frac{F(\varphi) U_0}{\omega_{\kappa}^2 L_{\phi} C_{\phi}}. \quad (361)$$

Рис. 398. График к выбору параметров Г-образного фильтра.

Обычно при выборе параметров фильтра выпрямителя задается предельно допустимая величина напряжения пульсаций ΔU_0 (или величина допустимых относительных пульсаций $\frac{\Delta U_0}{U_0}$). Для того

чтобы при этом определить необходимые параметры фильтра, соотношение (361) можно переписать в виде следующего неравенства:

$$L_{\phi} C_{\phi} \geq \frac{F(\varphi) U_0}{\omega_{\kappa}^2 \Delta U_0}. \quad (362)$$

Для однополупериодной схемы выпрямления функция $F(\varphi)$ имеет вид:

$$F(\varphi) = \frac{(1 - \cos \varphi)(2\varphi - \sin \varphi)}{2(1 - \cos \varphi)(\sin \varphi - \varphi \cos \varphi) + \frac{R_l}{R_n} \pi \cos \varphi}.$$

Пользоваться при расчете фильтра таким громоздким выражением практически неудобно, тем более, что угол отсечки φ — функция отношения сопротивления нагрузки к внутреннему сопротивлению лампы. Оценка величин элементов фильтра L_{ϕ} и C_{ϕ} упрощается, если воспользоваться графиком $F(\varphi) = F\left(\frac{R_n}{R_l}\right)$. Такой график приведен на рис. 398 (кривая 1). Для приближенных расчетов этот график можно заменить отрезками прямых (ломаная линия 2 на рис. 398). Тогда для оценки параметров Г-образного фильтра в схеме однополупериодного выпрямителя, питаемого от сети технического переменного тока, получаем следующие простые выражения ($\omega_{\kappa} = 2\pi \cdot 50$):

$$L_{\phi} C_{\phi} \geq 2 \cdot 10^{-4} \frac{R_l}{R_n} \frac{U_0}{\Delta U_0} \quad (363)$$

для области значений $\frac{R_i}{R_H} < 0,05$ и

$$L_\phi C_\phi \geq 10^{-5} \frac{U_0}{\Delta U_0} \quad (364)$$

для больших значений величины отношения $\frac{R_i}{R_H}$.

Найдем, например, параметры фильтра к однополупериодному выпрямителю, для которого $R_i = 150$ ом и $R_H = 6 \cdot 10^3$ ом (см. численный пример, приведенный в п. 2 настоящего параграфа). Положим, что на выходе Г-образного фильтра этого выпрямителя пульсации величины выпрямленного напряжения не должны превосходить $0,2\%$ от номинального значения напряжения U_0 . Обращаясь к выражению (363), получим

$$L_\phi C_\phi \geq 25 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{сек}^2}.$$

Полагая, что $C_\phi = 10$ мкф, найдем, что величина индуктивности дросселя фильтра L_ϕ должна быть не меньше 250 гн.

Практически для фильтров выпрямителей, рассчитанных на напряжение до 400 в при токе I_0 до 300 ма, применяются электролитические конденсаторы емкостью 10—20 мкф и дроссели индуктивностью 50—100 гн. Поэтому полученная величина $L_\phi = 250$ гн слишком велика. Основная причина этого лежит в том, что однополупериодное выпрямление связано с большими пульсациями величины выпрямленного тока.

Рассуждения, аналогичные изложенным выше, применительно к работе Г-образного фильтра в схеме двухполупериодного выпрямителя, приводят к следующим выражениям для оценки параметров такого фильтра:

$$L_\phi C_\phi \geq 5 \cdot 10^{-5} \frac{R_i}{R_H} \frac{U_0}{\Delta U_0} \quad (365)$$

для области значений $\frac{R_i}{R_H} < 0,05$ и

$$L_\phi C_\phi \geq 2,5 \cdot 10^{-6} \frac{U_0}{\Delta U_0} \quad (366)$$

для больших значений отношения $\frac{R_i}{R_H}$.

Легко убедиться, что в этой схеме, при $R_i = 150$ ом и $R_H = 6 \cdot 10^3$ ом, достаточно включить Г-образный фильтр, состоящий из конденсатора емкостью $C_\phi = 10$ мкф и дросселя с индуктивностью около 60 гн для того, чтобы величина пульсаций выпрямленного напряжения не превосходила $0,2\%$ от номинального значения выпрямленного напряжения.

Использование П-образного фильтра позволяет получить меньшие пульсации выпрямленного напряжения, чем применение Г-образного фильтра при равных индуктивностях дросселей и одинаковой емкости конденсаторов, включенных в схему. Нетрудно показать, что для эффективной работы П-образного фильтра его параметры должны удовлетворять соотношениям

$$\omega_n C_{\phi 2} \gg \frac{1}{R_n} \quad \text{и} \quad \omega_n L_{\phi} \gg \frac{1}{\omega_n C_{\phi 2}}. \quad (367)$$

Работа П-образного фильтра отличается от работы Г-образного благодаря наличию в его схеме конденсатора $C_{\phi 1}$. Вследствие этого

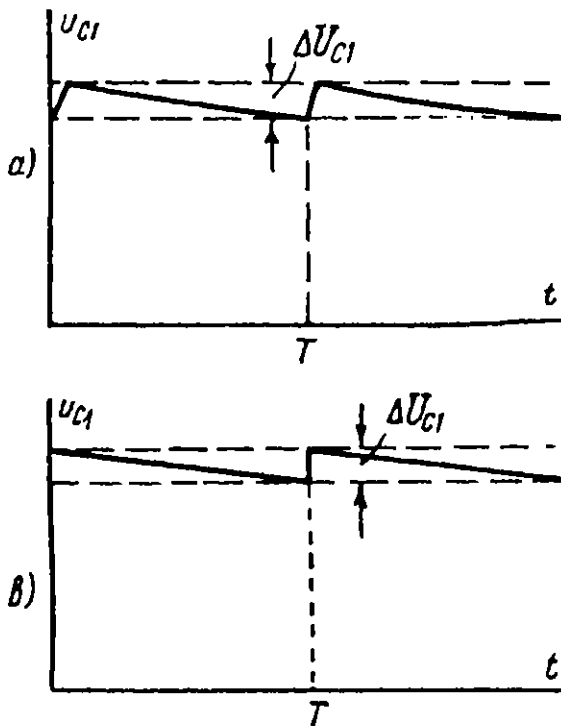


Рис. 399. Графики зависимости от времени напряжения на конденсаторе $C_{\phi 1}$ П-образного фильтра выпрямителя.

на выходе цепи, состоящей из последовательного соединения индуктивности L_{ϕ} и сопротивления R_n , зашунтированного емкостью $C_{\phi 2}$ (точки 1 и 2 на рис. 397), действует напряжение, приблизительно соответствующее зарядке конденсатора $C_{\phi 1}$ через кенотрон и разрядке его через цепь L_{ϕ} , $C_{\phi 2}$, R_n (рис. 399a). Соотношения между параметрами схемы практически всегда таковы, что разрядка конденсатора протекает много медленнее, чем его зарядка, а абсолютная величина изменения напряжения u_{C1} много меньше его среднего значения. Поэтому зависимость $u_{C1} = f(t)$ может быть изображена в виде быстрого возрастания напряжения u_{C1} на величину Δu_{C1} и последующего линейного уменьшения величины напряжения u_{C1} в течение времени, равного периоду T переменного напряжения (рис. 399b; при двухполупериодной схеме выпрямления уменьшение напряжения u_{C1} длится в течение времени $\frac{T}{2}$). При этом величина пульсаций напряжения u_{C1} определяется выражением

$$\Delta u_{C1} = \frac{I_0 T}{C_{\phi 1}}.$$

Амплитуда составляющей низшей частоты спектра напряжения $u_{C1} = f(t)$, будет равна: $U_{m1n} = \frac{\Delta u_{C1}}{\pi}$. Соответственно ампли-

туда напряжения этой частоты на выходе фильтра (т. е. на клеммах 3 и 4 на рис. 397):

$$U_{m2н} \approx \frac{\Delta u_{C1}}{\pi \omega_n^2 L_\phi C_{\phi 1} C_{\phi 2}}.$$

Полагая попрежнему, что величина пульсаций выпрямленного напряжения на полезной нагрузке ΔU_0 близка к амплитуде напряжения $U_{m2н}$, напишем:

$$\Delta U_0 \approx \frac{I_0 T}{\pi \omega_n^2 L_\phi C_{\phi 1} C_{\phi 2}}. \quad (368)$$

Полученное выражение может служить для ориентировочной оценки величины пульсаций напряжения ΔU_0 . При этом можно показать, что сделанные при его выводе приближения приводят к тому, что найденное по формуле (368) значение ΔU_0 превышает истинное.

Перепишем соотношение (368) в виде, удобном для определения значений параметров фильтра, при которых пульсации напряжения на его выходе не превосходят заданной величины ΔU_0 :

$$C_{\phi 1} C_{\phi 2} L_\phi \geq \frac{I_0 T}{\pi \omega_n^2 \Delta U_0}. \quad (369)$$

В случае использования П-образного фильтра в схеме однополупериодного выпрямления $\omega_n = 2\pi \cdot 50 \text{ рад/сек}$, и выражение (369) переписывается так:

$$C_{\phi 1} C_{\phi 2} L_\phi \geq 5 \cdot 10^{-8} \frac{I_0}{\Delta U_0}. \quad (370)$$

Совершенно аналогично для двухполупериодной схемы выпрямления:

$$C_{\phi 1} C_{\phi 2} L_\phi \geq 5 \cdot 10^{-9} \frac{I_0}{\Delta U_0}. \quad (371)$$

Из рассмотрения выражений (370) и (371) видно, что при заданной суммарной емкости конденсаторов, которые могут быть использованы для постройки фильтра, их целесообразнее всего включить таким образом, чтобы выполнялось равенство $C_{\phi 1} = C_{\phi 2}$.

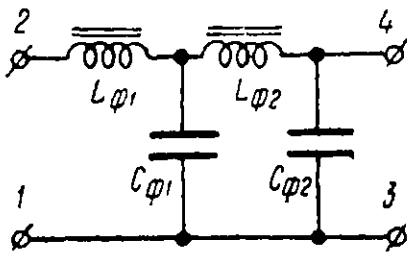
Еще меньшие пульсации выпрямленного напряжения можно получить, применяя цепочки фильтров, составленных из идентичных Г-образных или П-образных звеньев. На рис. 400 приведена схема фильтра, построенного из двух звеньев Г-типа. Комбинируя найденные выше соотношения для выбора параметров фильтров, получим приближенное выражение для оценки величины емкостей конденсаторов и индуктивностей дросселя такого двухзвенного фильтра [при условии, что соотношения (367) выполнены]:

$$L_{\phi 1} L_{\phi 2} C_{\phi 1} C_{\phi 2} \geq \frac{1}{\omega_n^4} \frac{U_0}{\Delta U_0}.$$

Если $L_{\phi 1} = L_{\phi 2} = L_{\phi}$ и $C_{\phi 1} = C_{\phi 2} = C_{\phi}$ и фильтр предназначен для однополупериодной схемы выпрямления, то написанное неравенство принимает вид:

$$L_{\phi}^2 C_{\phi}^2 \geq 10^{-10} \frac{U_0}{\Delta U_0} \text{ сек}^4. \quad (372)$$

В случае применения такого фильтра в схеме двухполупериодного выпрямителя, его параметры можно определить из условия:



$$L_{\phi}^2 C_{\phi}^2 \geq 6 \cdot 10^{-12} \frac{U_0}{\Delta U_0} \text{ сек}^4. \quad (373)$$

Рис. 400. Схема фильтра выпрямителя, составленного из двух звеньев типа Г.

Рассматривая написанные выражения, нетрудно убедиться, что фильтр, образованный из двух Г-образных звеньев, обеспечивает еще меньшую величину пульсаций выпрямленного напряжения, чем П-образный фильтр, если суммарная емкость и индуктивность элементов того и другого фильтра одинаковы.

Описывая работу фильтров, мы не принимали во внимание активного сопротивления дросселя, величина которого может быть порядка нескольких сотен или даже тысяч ом. Поэтому введение в схему выпрямителя фильтра может сопровождаться потерей заметной доли выпрямленного напряжения. Величину теряемого постоянного напряжения легко найти, если известны значения активного сопротивления дросселя (или дросселей) фильтра и значение выпрямленного тока. Потеря выпрямленного напряжения в фильтре должна приниматься во внимание при расчете выпрямительной схемы и определении амплитуды переменного напряжения, питающего схему.

При значениях выпрямленного напряжения, превосходящих 4—5 кВ, в фильтрах вместо дросселей используются активные сопротивления. Их величина достигает значения порядка 10^5 — 10^7 ом. Соответственно потери выпрямленного напряжения в фильтре могут оказаться весьма значительными. Иногда в низковольтных выпрямителях, рассчитанных на небольшой постоянный ток, с целью облегчения и удешевления фильтров также используются активные сопротивления вместо дросселей.

Для оценки параметра таких фильтров пригодны все приведенные выше формулы, если в них произведение ωL_{ϕ} заменить на величину R_{ϕ} . Соответственно изменяются и численные коэффициенты в расчетных формулах.

В качестве примера приведем схему П-образного RC-фильтра (рис. 401). При включении этого фильтра в схему однополупериод-

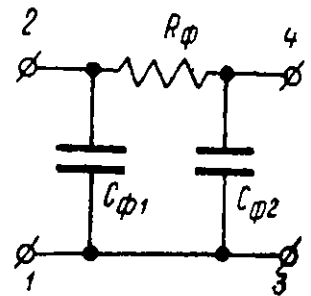


Рис. 401. Схема П-образного фильтра, в котором дроссель заменен активным сопротивлением.

ного выпрямителя, значения параметров фильтра R_ϕ и C_ϕ могут быть оценены на основании неравенства

$$C_{\phi_1} C_{\phi_2} R_\phi \geq 2 \cdot 10^{-5} \frac{I_0}{\Delta U_0}, \quad (374)$$

а при включении в схему двухполупериодного выпрямления — на основании соотношения

$$C_{\phi_1} C_{\phi_2} R_\phi \geq 2 \cdot 10^{-6} \frac{I_0}{\Delta U_0} \quad (375)$$

(попрежнему предполагаем, что выполняется неравенство $R_H \gg \frac{1}{\omega_H C_\phi}$).

В низковольтных выпрямителях, рассчитанных на большую величину выпрямленного тока, применять RC -фильтры нецелесообразно вследствие большой потери постоянного напряжения.

§ 2. ПРОСТЫЕ СТАБИЛИЗАТОРЫ ВЕЛИЧИНЫ ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА

1. Характеристики простых стабилизаторов напряжения и тока. Колебания величины напряжения на выходе выпрямителя обусловлены пульсациями выпрямленного тока, изменением амплитуды переменного напряжения, питающего выпрямитель, и вариациями величины сопротивления нагрузки выпрямителя. Для уменьшения пульсаций выпрямленного тока применяются фильтры. Независимость величины постоянного напряжения от амплитуды питающего переменного напряжения, в определенных пределах изменения последней, может быть достигнута двояко. Во-первых, между выпрямителем и источником переменного напряжения можно включить устройство, амплитуда напряжения на выходе которого остается практически постоянной при изменении амплитуды переменного напряжения на его входе. Действие большинства стабилизаторов такого типа основано на насыщении железа трансформатора при протекании через него тока достаточно большой амплитуды (феррорезонансные стабилизаторы) [94]. Стабилизаторы амплитуды переменного напряжения мы оставим в стороне, но заметим, что, очевидно, они не могут поддерживать постоянной величину выпрямленного напряжения при изменении сопротивления нагрузки выпрямителя.

Второй путь стабилизации величины напряжения на клеммах нагрузки заключается в том, что между последней и выпрямителем включается устройство, поддерживающее неизменным режим питания нагрузки при изменениях величины выпрямленного напряжения в определенных пределах. При этом стабилизирующее устройство может быть построено таким образом, что величина тока в нагрузке или напряжения на ее клеммах сохраняется постоянной не только при изменении напряжения питания на входе выпрямителя, но также при переходе от одного сопротивления нагрузки к другому (разумеется, в известных пределах изменения величины R_H).

Стабилизаторы величины постоянного напряжения (или тока) ослабляют также пульсации выпрямленного тока. Это позволяет включать в схему выпрямителя менее громоздкие фильтры.

Прежде чем рассматривать относительно сложные схемы стабилизаторов, построенных на электронных лампах, остановимся на простых стабилизаторах, которые условно могут быть разделены на две группы: стабилизаторы тока и стабилизаторы напряжения.

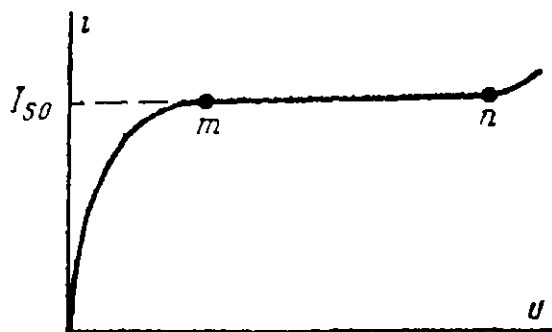


Рис. 402. Вольтамперная характеристика стабилизатора тока.

Стабилизаторами тока будем называть приборы, вольтамперная характеристика которых имеет участок, в пределах которого ток, текущий через прибор, не зависит от приложенного к нему напряжения (участок *mn* на графике, изображенном на рис. 402).

Стабилизаторами напряжения будем называть приборы, вольтамперная характеристика которых имеет участок, в пределах которого падение напряжения между клеммами прибора приблизительно не зависит от величины протекающего через него тока (участок *mn* на графике, изображенном на рис. 403).

Работу стабилизаторов можно численно оценивать величинами коэффициентов стабилизации тока и напряжения. Так как напряжение на выходе устройства — функция величины напряжения на его входе и величины сопротивления нагрузки $U_2 = f(U_1, R_H)$, то изменение выходного напряжения может быть найдено как полный дифференциал написанного выражения:

$$dU_2 = \left(\frac{\partial U_2}{\partial U_1} \right) dU_1 + \left(\frac{\partial U_2}{\partial R_H} \right) dR_H.$$

Это выражение можно переписать в виде:

$$\frac{dU_2}{U_2} = \left[\frac{\partial U_2}{\partial U_1} \frac{U_1}{U_2} \right] \frac{dU_1}{U_1} + \left[\frac{\partial U_2}{\partial R_H} \frac{R_H}{U_2} \right] \frac{dR_H}{R_H}.$$

Величина

$$\chi'_H = \frac{\partial U_2}{\partial U_1} \frac{U_1}{U_2} \quad (376)$$

связывает относительное изменение напряжения на выходе с относительным изменением напряжения на входе при постоянном сопротивлении нагрузки.

Точно так же величина

$$\chi''_H = \frac{\partial U_2}{\partial R_H} \frac{R_H}{U_2} \quad (377)$$

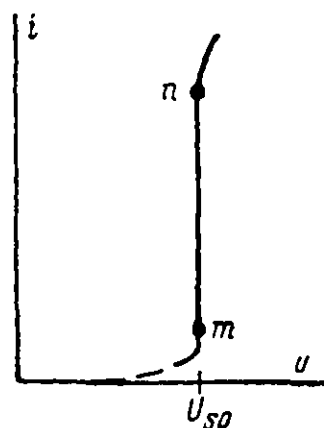


Рис. 403. Вольтамперная характеристика стабилизатора напряжения.

связывает относительное изменение напряжения на клеммах нагрузки с относительным изменением сопротивления последней, при неизменном напряжении питания. Эти величины будем называть коэффициентами стабилизации напряжения.

Совершенно так же относительное изменение тока, протекающего через нагрузку, может быть записано в виде:

$$\frac{dI_2}{I_2} = \left[\frac{\partial I_2}{\partial U_1} \frac{U_1}{I_2} \right] \frac{dU_1}{U_1} + \left[\frac{\partial I_2}{\partial R_H} \frac{R_H}{I_2} \right] \frac{dR_H}{R_H}.$$

Величина

$$x'_T = \frac{\partial I_2}{\partial U_1} \frac{U_1}{I_2} \quad (378)$$

связывает относительное изменение тока в нагрузке с относительным изменением напряжения на входе при постоянном сопротивлении нагрузки, а величина

$$x''_T = \frac{\partial I_2}{\partial R_H} \frac{R_H}{I_2} \quad (379)$$

связывает относительное изменение тока в нагрузке с относительным изменением сопротивления последней при неизменном напряжении на входе устройства. Величины x'_T и x''_T будем называть коэффициентами стабилизации тока.

Нетрудно убедиться, что коэффициент стабилизации напряжения x'_H численно совпадает с коэффициентом стабилизации тока x'_T .

Для идеальных стабилизирующих устройств коэффициенты стабилизации очевидно равны нулю.

2. Простые стабилизаторы величины постоянного тока. Стабилизаторы тока, имеющие вольтамперную характеристику, подобную изображенной на рис. 402, включаются последовательно с полезной нагрузкой выпрямителя (рис. 404). Режим работы схемы выбирается таким, что начальная рабочая точка располагается в области участка $i = \text{const}$ вольтамперной характеристики стабилизатора (точка a на рис. 405). Для этого при заданном сопротивлении нагрузки необходимо выбрать такую величину напряжения питания, чтобы было удовлетворено равенство $U_1 = U_{S0} + U_2$, где U_{S0} — падение напряжения на стабилизаторе, соответствующее начальной рабочей точке, а U_2 — напряжение на клеммах полезной нагрузки. Пока рабочая точка находится в пределах участка $i = \text{const}$ вольтамперной характеристики стабилизатора, величина тока, протекающего через нагрузку, не зависит ни от величины сопротивления последней, ни от значения напряжения U_1 . Поэтому, как легко убедиться, для идеального стабилизатора тока $x'_T = 0$,

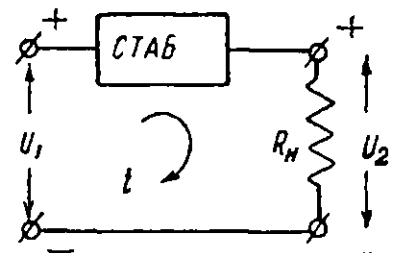


Рис. 404. Схема включения простого стабилизатора тока.

$x_T'' = 0$ и $x_H' = 0$. Далее, так как пока величина тока, протекающего в цепи, остается неизменной, справедливо соотношение $\frac{\partial U_2}{\partial R_H} = I_{S0}$, то $x_H'' = 1$. Следовательно, простой стабилизатор тока может быть использован для уменьшения зависимости величины тока, протекающего в цепи, от величины питающего напряжения и сопротивления нагрузки,

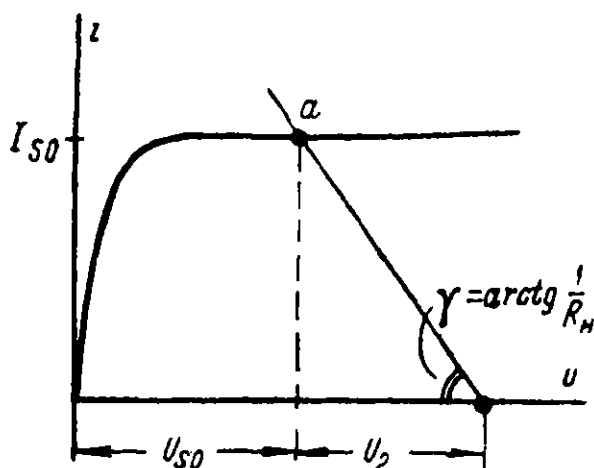


Рис. 405. К выбору режима работы простого стабилизатора тока.

а также для стабилизации величины напряжения на клеммах нагрузки, имеющей постоянное сопротивление.

Для регулировки величины напряжения U_2 необходимо варьировать значение силы тока I_{S0} , т. е. иметь возможность изменять вольтамперную характеристику стабилизатора.

В качестве простого стабилизатора величины постоянного тока может быть использован кенотрон (рис. 406), работающий в режиме тока насыщения. Величина тока I_{S0} , соответствующего току насыщения лампы, регулируется путем измене-

ния тока накала. Для того чтобы получить четко выраженную область тока насыщения и иметь возможность работать при пониженном питании катода без его порчи, выбирают лампу с вольфрамовой или торированной нитью. Однако даже у таких ламп наблюдается заметное непостоянство тока насыщения при изменении величины напряжения U_a . Поэтому стабилизация получается несовершенной.

Вместо кенотрона, в качестве простого стабилизатора тока может быть использован пентод (рис. 407), причем рабочей областью его работы в этом режиме являются „горизонтальные“ участки его анодных характеристик. В такой схеме величина напряжения на клеммах нагрузки легко регулируется изменением смещения на управляющей сетке пентода, и лампа работает при нормальной температуре катода.

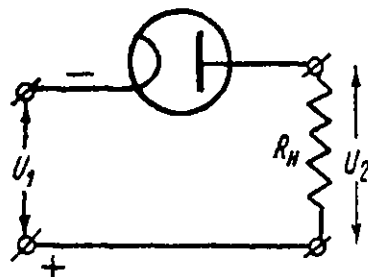


Рис. 406. Схема включения диода как простого стабилизатора тока.

Для того чтобы проиллюстрировать, каким образом выбирается режим работы пентода при использовании его в качестве стабилизатора тока, положим, что на клеммах нагрузки, имеющей сопротивление $R_H = 2 \cdot 10^5$ ом, нужно иметь постоянное напряжение $U_0 = 1000$ в. Следовательно, необходимо, чтобы величина тока I_{S0} была бы 5 ма. Если в схеме применить пентод 6Ж7Б, то, как легко убедиться из рассмотрения его характеристик, для того чтобы рабочая точка располагалась в пределах участков, соответствующих

щих $i_a = \text{const}$, анодное напряжение лампы должно быть не меньше, чем 100—120 в.

Слишком большим это напряжение выбирать не следует, так как при этом придется сильно увеличивать значение напряжения U_1 по сравнению с величиной u_2 . Кроме того, возможность увеличения напряжения U_{a0} ограничивается допустимой величиной мощности, рассеиваемой на аноде лампы. С другой стороны, напряжение U_{a0} нельзя брать малым, так как при уменьшении напряжения питания по сравнению с номинальной величиной, рабочая точка может выйти за пределы приблизительно линейных участков характеристик лампы, и ток в нагрузке упадет. Положим, что, исходя из этих соображений, величина U_{a0} выбрана равной 200 в.

Для того чтобы при этом значении напряжения u_a анодный ток лампы был бы равен 5 ма, смещение на управляющей сетке должно быть приблизительно —1 в. Наконец, для получения на клеммах нагрузки напряжения 1 000 в необходим источник постоянного напряжения U_1 , равного 1 200 в.

Составляя уравнение для тока, протекающего в схеме, и напряжений на ее элементах, можно показать, что коэффициент стабилизации тока χ'_T выражается соотношением:

$$\chi'_T = \frac{R_p + R_n}{R_s},$$

где R_p — величина сопротивления интервала анод — катод лампы для постоянного тока.

При $u_a = 200$ в и $u_{g0} = -1$ в, внутреннее сопротивление пентода 6Ж7 будет $R_s = 2 \cdot 10^6$ ом, а сопротивление интервала анод — катод лампы $R_p = \frac{U_{a0}}{I_{a0}} = 4 \cdot 10^5$ ом. Поэтому коэффициент χ'_T имеет значение около 0,1. Следовательно, относительная величина колебаний напряжения на нагрузке и величины протекающего через нее тока приблизительно в десять раз меньше, чем относительная величина колебаний напряжения, питающего схему (если, разумеется, рабочая точка не выходит за пределы приблизительно линейных участков характеристик пентода).

Рассматривая характеристики пентодов, можно убедиться, что стабилизация тока с их помощью тем менее совершенна и в тем меньшей области изменений величины напряжения U_1 может быть осуществлена, чем больше значение стабилизируемого тока. Кроме того, падение напряжения на лампе должно быть порядка 100—200 в (с тем, чтобы рабочая точка располагалась в области линейных уча-

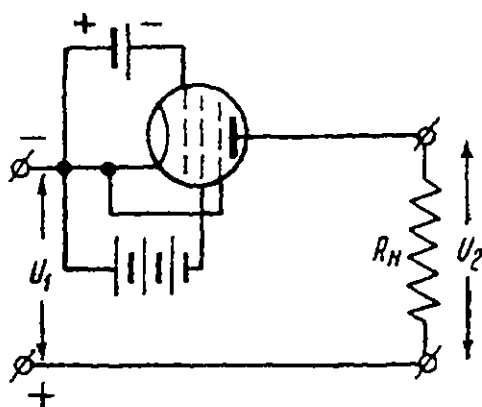


Рис. 407. Схема включения пентода как простого стабилизатора тока.

стков характеристик) и поэтому пентоды не могут быть использованы в качестве стабилизаторов в цепях с источниками питания, имеющими низкое напряжение.

Для стабилизации величины постоянного тока порядка нескольких десятых долей, единиц или десятков ампер при малом паде-

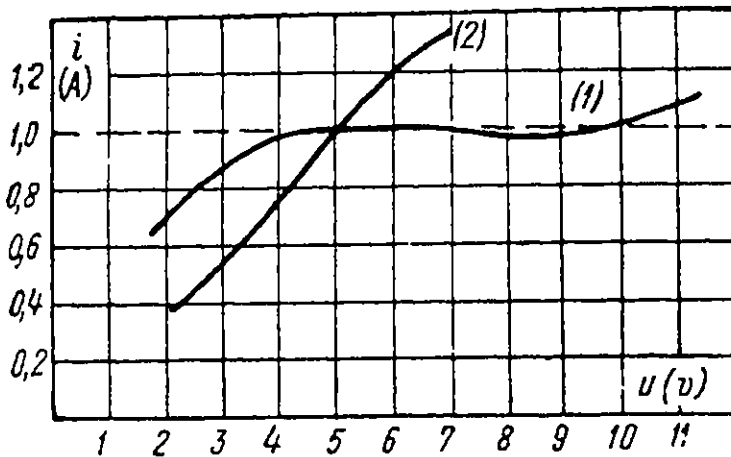


Рис. 408. Вольтамперные характеристики барретера при медленном 1 и быстром 2 изменении величины напряжения на его клеммах.

остаётся неизменным и, следовательно, его характеристика подобна кривой, изображенной на рис. 402. В качестве примера на рис. 408 приведена характеристика одного из барретеров (кривая 1). Область $i \approx \text{const}$ носит название области „барретирования“. Так как барретер — тепловой прибор, то он пригоден для стабилизации тока лишь при медленном изменении напряжения питания. График 2 на рис. 480 представляет собой характеристику барретера при быстром изменении напряжения на его клеммах. Легко видеть, что при этом области барретирования нет. Поэтому барретеры можно использовать в том случае, если изменения напряжения происходят в течение времени порядка секунд или если прибор, в котором должен поддерживаться постоянный ток, сам обладает большой инерцией.

Именно поэтому они с успехом применяются, например, в цепях питания катодов электронных ламп.

3. Простые стабилизаторы величины постоянного напряжения. Простые стабилизаторы напряжения, имеющие вольтамперную характеристику, подобную изображенной на рис. 403, присоединяются к источнику стабилизируемого напряжения последовательно с дополнительным активным сопротивлением R (рис. 409). Полезная нагрузка подключается к клеммам стабилизатора. Пока рабочая точка находится в пределах $u = \text{const} = U_{S0}$ вольтамперной характеристики стабилизатора, напряжение на клеммах нагрузки остаётся постоянным, независимо от того, по какой причине меняется сила тока, отбираемого от источника постоянного напряжения, питающего схему.

нии напряжения на стабилизаторе разработаны специальные приборы, носящие название барретеров. Обычно барретеры выполняются в виде отрезка железного проводника, помещенного в атмосферу водорода. Тепловой режим провода подбирается таким образом, что его сопротивление растет пропорционально разности потенциалов, приложенной к его зажимам в некоторой области изменения последней. Очевидно, что при этом ток, текущий через барретер,

Если изменяется величина напряжения U_1 , то меняется величина тока, текущего через сопротивление R и стабилизатор, но напряжение на клеммах стабилизатора остается неизменным. Если варьируется величина сопротивления R_H , то величина тока, текущего через сопротивление R , остается постоянной, но меняется перераспределение токов между стабилизатором и нагрузкой, а величина напряжения U_2 попрежнему остается неизменной (при условии, разумеется, что рабочая точка на вольтамперной характеристике стабилизатора не выходит за предел области $u = \text{const}$).

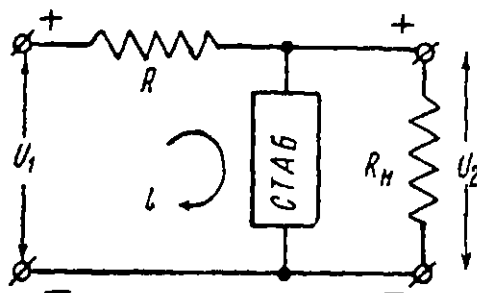


Рис. 409. Схема включения простого стабилизатора напряжения.

Поэтому, в отличие от схемы, содержащей простой стабилизатор тока, в схеме с идеальным стабилизатором напряжения $x'_H = 0$, $x''_H = 0$ и $x'_T = 0$. Вместе с тем такой стабилизатор не поддерживает постоянной величину тока в нагрузке, если сопротивление последней меняется.

Обычно в качестве простых стабилизаторов напряжения используются газоразрядные приборы с тлеющим разрядом. В частности, в качестве стабилизатора величины постоянного напряжения может быть применена неоновая лампочка. Участок $u \approx \text{const}$ вольтамперных характеристик обычных неоновых лампочек ограничен довольно узкими пределами изменения тока и лежит в области малых значений тока. Поэтому они могут быть применены как стабилизаторы при постоянном или мало меняющемся сопротивлении нагрузки. Если же величина сопротивления R_H меняется значительно, то происходящее в цепи перераспределение токов легко приводит к выходу рабочей точки за пределы приблизительно прямолинейного участка вольтамперной характеристики лампочки.

Широкое распространение получили стабилизаторы напряжения, называемые стабилвольтами, представляющие по существу неоновые разрядники с большой площадью электродов. Увеличение площади электродов приводит к расширению рабочей области характеристики стабилизатора. Действительно, эта область соответствует нормальному тлеющему разряду (см. § 6 второй главы), который переходит в аномальный, когда разряд покрывает всю поверхность катода. Чем больше эта поверхность, тем при больших значениях тока нормальный разряд переходит в аномальный и тем, следовательно, шире рабочая область характеристики прибора.

Стабилвольты выпускаются с расчетом на разные значения стабилизированного напряжения и разные предельные токи, ограничивающие рабочий участок их вольтамперной характеристики.

Так, например, стабилвольт типа 75С5-30 имеет рабочее напряжение 75 в, и рабочая область его вольтамперной характеристики ограничена значениями тока $i_{\min} = 5 \text{ ма}$ и $i_{\max} = 30 \text{ ма}$. Более мощный

стабиловольт типа 150С5-30 рассчитан на напряжение U_2 , равное 150 в, $i_{\min} = 5$ ма и $i_{\max} = 30$ ма. Характеристика этого стабиловольта приведена на рис. 410.

Если необходимо увеличить значение стабилизуемого напряжения U_2 , то несколько стабиловольтов можно включить последовательно.

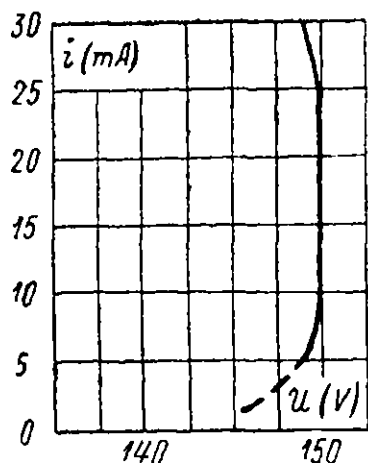


Рис. 410. Вольт-амперная характеристика стабиловольта.

Иногда несколько разрядных промежутков помещаются в одном баллоне и электроды каждого из них выводятся наружу. На рис. 411 в схематическом виде изображен разрез стабиловольта, содержащего несколько concentрических цилиндров. Все эти цилиндры, за исключением двух крайних, служат одновременно анодом для одного разрядного промежутка и катодом для другого. Напряжение U_2 может сниматься между любыми двумя выводами прибора, и благодаря этому его величина легко изменяется в довольно широких пределах.

Так, например, стабиловольт типа СГ-226 имеет четыре разрядных промежутка, причем для каждого из них рабочее напряжение 70 в.

Располагая характеристикой прибора или данными об области стабилизации, легко заключить, в каких пределах изменения величины напряжения U_1 и сопротивления R_H прибор работает эффективно и какой величины сопротивление необходимо включить последовательно с ним.

Проиллюстрируем простым численным примером, как могут быть выбраны параметры схемы, содержащей стабиловольт (см. рис. 412).

Положим, что на сопротивлении $R_H = 3000$ ом необходимо поддерживать постоянным напряжение $U_2 = 150$ в и для стабилизации используется стабиловольт 150С5-30.

Найдем величину сопротивления R , которое необходимо включить последовательно со стабиловольтом, и величину напряжения питания схемы U_1 , если последнее поддерживается с точностью не менее $\pm 5\%$.

Комбинируя следующие очевидные соотношения

$$I = \frac{U_1 - U_2}{R}, \quad \Delta I = \frac{1}{R} \Delta U_1,$$

причем последнее справедливо лишь в области стабилизации, получим:

$$R = \frac{\Delta U_1}{U_1} \frac{U_2}{\Delta I - I \frac{\Delta U_1}{U_1}}.$$

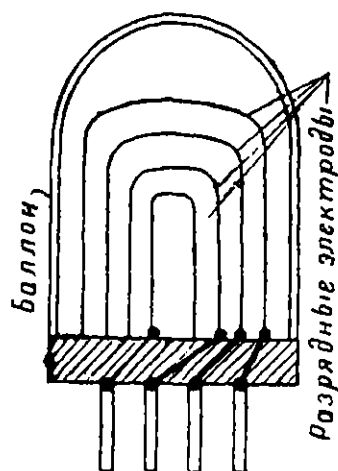


Рис. 411. Схематическое изображение устройства стабиловольта, содержащего несколько разрядных промежутков.

Далее, $I = I_H + I_C$ (см. рис. 412). Выбирая величину тока I_C , соответствующую середине области стабилизации (18 ма), получим:

$$I = 68 \text{ ма.}$$

Для того чтобы при изменении величины напряжения U_1 на $\pm 5\%$ рабочая точка не выходила за пределы области стабилизации, необходимо, чтобы соответствующие изменения тока ΔI не превосходили бы 12 ма (см. данные стабилвольта, приведенные выше). Следовательно,

$$R \geq 0,05 \frac{150 \cdot 10^3}{12 - 68 \cdot 0,05} = 870 \text{ ом.}$$

На сопротивлении падает напряжение

$$U_R = RI \approx 60 \text{ в.}$$

Поэтому напряжение питания U_1 должно быть выбрано равным 210 в.

Очевидно, что при изменении его величины на $\pm 5\%$, выходное напряжение остается постоянным, или, вернее говоря, его изменения будут определяться отклонением характеристики стабилизатора от линии $u = \text{const}$ в его рабочей области. Обычно последней считается та область, в пределах которой величина $\Delta u/u$ не превышает 1% . Если требуется стабилизация величины постоянного напряжения U_2 с точностью, большей 1% , то при расчете можно взять величину ΔI , меньшую, чем $\frac{i_{\max} - i_{\min}}{2}$. Тогда при том же значении $\Delta u/u$ рабочая точка на характеристике стабилизатора будет перемещаться в пределах лишь части его рабочей области. При этом окажется необходимым включить в схему большое сопротивление R и увеличить напряжение U_1 . Так, например, если использовать лишь половину рабочей области характеристики стабилизатора 150С5-30, то в приведенном примере вместо $R = 870 \text{ ом}$ пришлось бы взять сопротивление около 2400 ом, а значение напряжения U_1 увеличить до 350 в.

Как отмечалось выше, напряжение на электродах стабилвольта остается постоянным не только при изменениях напряжения питания U_1 , но также и при вариациях в известных пределах сопротивления нагрузки. Определить, каковы пределы допустимых изменений величины сопротивления R_H , не представляет труда.

Как отмечалось выше, напряжение на электродах стабилвольта остается постоянным не только при изменениях напряжения питания U_1 , но также и при вариациях в известных пределах сопротивления нагрузки. Определить, каковы пределы допустимых изменений величины сопротивления R_H , не представляет труда.

Действительно, в рассмотренном выше численном примере, ток в 68 ма, протекающий через сопротивление R при номинальном напряжении питания $U_1 = 210 \text{ в}$, распределяется между нагрузкой и стабилвольтом таким образом, что через сопротивление протекает 50 ма, а через стабилвольт 18 ма. Это распределение токов не

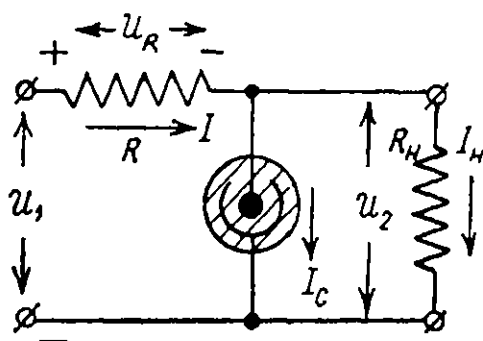


Рис. 412. Схема стабилизации напряжения с помощью стабилвольта (к расчетному примеру).

сохраняется, если изменять величину сопротивления R_n , причем пока напряжение на клеммах стабилвольта равно 150 в, сумма токов I_C и I_R остается прежней, так как $I = I_n + I_C = \frac{U_1 - U_2}{R}$, а U_1 , U_2 и R — неизменны. Постоянство же напряжения на стабилвольте сохраняется, если протекающий через него ток отклоняется от своего номинального значения (18 ма) не более чем на 12 ма. Следовательно,

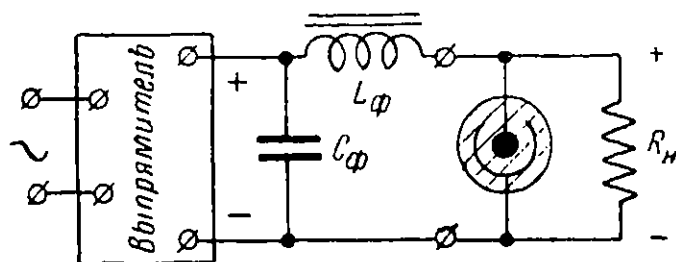


Рис. 413. Схема включения стабилвольта на выход выпрямителя с фильтром.

и ток в нагрузке не может меняться больше, чем на 12 ма без того, чтобы напряжение на выходе не изменило своей величины. Очевидно поэтому, что сопротивление нагрузки может меняться на величину $\Delta R_n = R_n \frac{\Delta I_n}{I_n} = 3000 \frac{12}{50} \approx \approx 700 \text{ ом}$ и при этом значение напряжения U_2 останется приблизительно равным номинальному.

Часто сопротивление R не вводится в схему, а его роль играет сопротивление дросселя в фильтре выпрямителя. Тогда стабилвольт включается на выход фильтра параллельно нагрузке (рис. 413). Как уже отмечалось выше, при этом индуктивность и емкость фильтра могут быть выбраны меньшими, так как стабилизатор сгладит пульсации напряжения на выходе.

Подчеркнем, что деление простых стабилизаторов на стабилизаторы тока и стабилизаторы напряжения является условным. И те и другие могут быть использованы, например, для поддержания постоянства напряжения на нагрузке. Но каждый тип стабилизаторов имеет свои отличительные особенности, и его выбор определяется требованиями, предъявляемыми к устройству для питания той или иной установки.

§ 3. ЭЛЕКТРОННЫЕ СТАБИЛИЗАТОРЫ НАПЯЖЕНИЯ

1. Электронные стабилизаторы параллельного типа. Под электронными стабилизаторами напряжения здесь подразумеваются схемы, построенные на электронных лампах и предназначенные для стабилизации величины постоянного напряжения. Электронные стабилизаторы получили широкое распространение благодаря тому, что с их помощью можно поддерживать величину напряжения постоянной с высокой степенью стабильности. Кроме того, как увидим ниже, выходное сопротивление некоторых типов электронных стабилизаторов, играющее роль сопротивления источника питания, доводится до нескольких ом для всех частот, включая и постоянный ток [95]. Это

позволяет уменьшить опасность самовозбуждения многокаскадных схем вследствие обратной связи через источник питания.

Большинство электронных стабилизаторов может быть причислено к одной из трех групп стабилизаторов, отличающихся построением схемы [96]. В схемах одного типа параллельно полезной нагрузке включается электронная лампа, и схема строится таким образом, что напряжение между катодом и анодом этой лампы автоматически поддерживается неизменным. В других схемах электронная лампа включается последовательно с полезной нагрузкой, и падение напряжения между ее анодом и катодом автоматически изменяется таким образом, что напряжение на клеммах нагрузки остается неизменным. Схемы первого типа будем называть схемами параллельного типа, а вторые — схемами последовательного типа. Наконец, в стабилизаторах третьего типа используются усилители со стопроцентной отрицательной обратной связью. Такие стабилизаторы будем называть стабилизаторами с катодной нагрузкой.

Схема простого стабилизатора параллельного типа приведена на рис. 414.

Последовательно с сопротивлением нагрузки включено сопротивление R_3 . По нему протекает анодный ток лампы. Потенциал сетки последней зависит от величины напряжения U_1 . При изменении величины разности потенциалов на входе схемы изменяется потенциал сетки лампы, а с ним анодный ток лампы и величина падения напряжения на сопротивлении R_3 . При этом приращение разности потенциалов на сопротивлении R_3 обратно по знаку изменению величины напряжения U_1 .

Можно попытаться путем соответствующего выбора параметров схемы добиться того, чтобы абсолютное значение изменения падения напряжения на сопротивлении R_3 равнялось бы величине изменения напряжения U_1 . Тогда, очевидно, приращение напряжения на сопротивлении R_n при изменении величины напряжения U_1 будет равно нулю. Для того чтобы найти условия, соответствующие этому режиму схемы, можно отыскать общее выражение, связывающее величины напряжений U_2 и U_1 , и приравнять производную dU_2/dU_1 нулю. Этот путь дает возможность сделать заключение о том, как меняется величина коэффициента стабилизации напряжения при изменении параметров лампы, но он связан с довольно громоздкими выкладками.

Мы ограничимся более простым способом определения условия, которому должны удовлетворять параметры схемы. Именно, заметим,

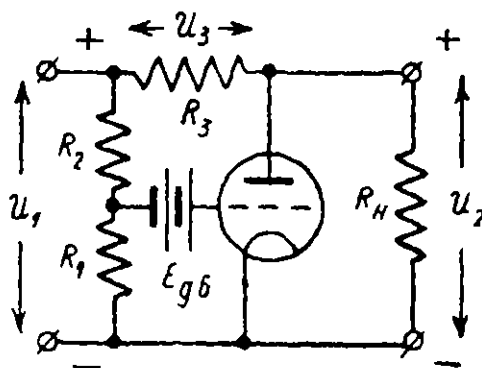


Рис. 414. Простая схема электронного стабилизатора величины постоянного напряжения параллельного типа.

что для того, чтобы величина ΔU_2 равнялась нулю, необходимо выполнение условия $\Delta U_1 = \Delta I_a R_3$.

Так как при $\Delta U_2 = 0$ анодное напряжение лампы остается постоянным ($u_a = U_2$), то

$$\Delta I_a = S \Delta U_g = S \Delta U_1 \frac{R_1}{R_1 + R_2}.$$

Следовательно,

$$\Delta U_1 = S \Delta U_1 \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2}.$$

Это равенство выполняется при условии, если

$$S \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2} = 1. \quad (380)$$

Соотношение (380) позволяет выбрать параметры схемы стабилизатора. Если оно удовлетворено, то $x_n = 0$. Однако следует учесть, что крутизна лампы не остается постоянной при изменении потенциала ее сетки. Поэтому написанное соотношение может быть выполнено только для определенного значения напряжения U_1 , а величина коэффициента стабилизации на самом деле оказывается отличной от нуля при конечном изменении напряжения на входе схемы. Как известно, изменение крутизны характеристики лампы тем меньше, чем меньше изменение потенциала ее сетки ΔU_g . Последнее же связано с изменением напряжения на входе ΔU_1 соотношением:

$$\Delta U_g = \Delta U_1 \frac{R_1}{R_1 + R_2}.$$

Поэтому для того, чтобы коэффициент стабилизации был бы возможно ближе к нулю, параметры схемы следует выбирать так, чтобы отношение $\frac{R_1}{R_1 + R_2}$ было бы возможно меньшим. Но чем меньше величина этого отношения, тем большим придется выбирать сопротивление R_3 для того, чтобы удовлетворить условие (380) для исходного режима. Следовательно, тем большими окажутся потери напряжения на этом сопротивлении и тем большей величины понадобится напряжение U_1 для получения на выходе стабилизатора заданного значения напряжения U_2 . Так как величина произведения $R_3 \frac{R_1}{R_1 + R_2}$ обратно пропорциональна крутизне лампы, то при выбранном значении отношения $\frac{R_1}{R_1 + R_2}$ величина сопротивления R_3 и падение напряжения на нем тем меньше, чем больше крутизна лампы. Поэтому для постройки стабилизатора параллельного типа желательно выбирать лампу с большой крутизной. Как известно, имеются пентоды и тетроды, обладающие крутизной, значительно большей, чем триоды. Тем не менее иногда предпочитают последние вследствие усложнения схемы при постройке ее на многосеточной лампе [97].

Для иллюстрации сказанного рассмотрим простой численный пример. Положим, что к нагрузке $R_H = 4 \cdot 10^3$ ом должно подводиться стабилизированное напряжение $U_2 = 200$ в. Для постройки стабилизатора параллельного типа используется пентод 6Ф6 в триодном режиме (крутизна прямолинейной части анодной характеристики приблизительно 2,5 ма/в).

Величину отношения $\frac{R_1}{R_1 + R_2}$ возьмем равной 0,1. Тогда значение сопротивления R_3 окажется равным $4 \cdot 10^3$ ом. Через это сопротивление протекает ток, текущий в нагрузке ($I_H = \frac{U_2}{R_H} = 50$ ма), и анодный ток лампы. Анодное напряжение лампы известно: $u_a = u_2 = 200$ в. Потенциал сетки лампы следует выбрать таким, чтобы рабочая точка оказалась в области прямолинейных участков сеточных характеристик лампы, а анодный ток не был бы слишком большим, так как он создает дополнительное падение напряжения на сопротивлении R_3 . Из этих соображений выберем величину напряжения u_{g0} равной -5 в. Этим потенциалам анода и сетки лампы соответствует анодный ток $I_{a0} = 50$ ма. Следовательно, падение напряжения на сопротивлении R_3 будет $u_3 = R_3 (I_H + I_{a0}) = 400$ в. Поэтому напряжение источника питания схемы $U_1 = U_2 + U_3$ должно быть 600 в. Соответственно, напряжение батареи смещения, необходимой для получения на сетке лампы напряжения -5 в, определяется из очевидного соотношения $|E_{гб}| = U_1 \frac{R_1}{R_1 + R_2} + U_{g0}$ и по абсолютной величине равно 65 в.

Каково значение коэффициента χ'_H в рассматриваемом примере, не выяснено, но если входное напряжение меняется, скажем, на 5% от своей номинальной величины, т. е. на ± 30 в, то потенциал сетки изменяется всего на ± 3 в. Обращаясь к характеристикам лампы, можно заметить, что крутизна анодной характеристики в этих пределах изменения величины напряжения u_g остается почти постоянной и оценка величины коэффициента χ'_H показывает, что он имеет значение порядка 0,01. Увеличение пределов колебаний величины напряжения U_1 сопровождается возрастанием коэффициента χ'_H .

Практически допускать потери напряжения на стабилизаторе, превосходящие напряжение на нагрузке, нецелесообразно и поэтому отношение $\frac{R_1}{R_1 + R_2}$ следует выбрать большим 0,1. Если, например, выбрать его величину равной 0,5, то получим $R_3 = 800$ ом, $u_3 = 80$ в (при том же режиме лампы), напряжение питания $U_1 = 280$ в и, наконец, напряжение батареи сеточного смещения $E_{гб} = 145$ в. Если попрежнему величина напряжения на входе колеблется на $\pm 5\%$ от своей номинальной величины, то потенциал сетки лампы изменяется на ± 7 в и, соответственно, значение коэффициента χ'_H оказывается несколько большим, чем указанное выше.

Вместо батареи смещения в схему электронного стабилизатора иногда вводят стабилитрон (или неоновую лампочку), включая его в цепь катода лампы (рис. 415) [98]. При этом потенциал катода оказывается выше потенциала отрицательного провода схемы на величину, равную падению напряжения на стабилитроне. Последняя должна быть такой, чтобы получить приблизительно необходимое сеточное смещение при выбранных значениях параметров схемы, а окончательно потенциал сетки регулируется перемещением движка на потенциометре R .

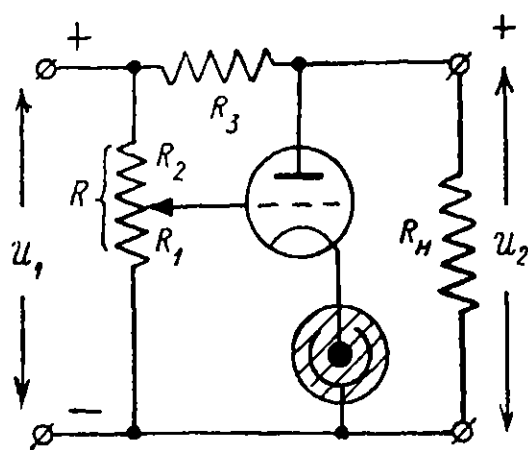


Рис. 415. Схема стабилизатора параллельного типа с применением стабилитрона для получения сеточного смещения лампы.

Что касается абсолютных значений сопротивлений R_1 и R_2 , то они выбираются настолько большими, чтобы протекающий через них ток был бы мал и не приводил к расходу дополнительной мощности в схеме. Практически удобнее всего включить вместо отдельных сопротивлений R_1 и R_2 один потенциометр (как это указано на рис. 415) сопротивлением в несколько сотен тысяч Ω .

При стабилизации относительно высокого напряжения с помощью схемы параллельного типа приходится считаться с тем, что на аноде лампы действует целиком все напряжение U_2 и поэтому лампа должна быть рассчитана на работу с высоким анодным напряжением. Кроме того, как известно, на аноде лампы не может рассеиваться мощность, превосходящая определенную величину. Поэтому необходимо выбирать такой режим, при котором анодный ток мал, а следовательно, переходить в область, где крутизна сильно зависит от сеточного напряжения. Это связано с ухудшением стабилизации и для уменьшения значения коэффициента γ_n требуется увеличение значения сопротивления R_3 , а следовательно, и напряжения U_1 . Для стабилизации напряжения порядка 2—3 кВ применяются генераторные триоды (ГК-20, ГД-50 и др.). На анодах этих ламп допускается рассеивание мощности порядка десятков ватт. Вообще же применять стабилизаторы параллельного типа для стабилизации величины относительно высокого напряжения практически нецелесообразно.

К характерным чертам стабилизаторов параллельного типа следует отнести зависимость величины напряжения U_2 от сопротивления нагрузки, в чем легко убедиться уже из беглого ознакомления со схемой рис. 414. Поэтому такие стабилизаторы применяются для питания установок, имеющих постоянное сопротивление.

2. Электронные стабилизаторы последовательного типа. На рис. 416 представлена простая схема электронного стабилизатора постоянного напряжения последовательного типа. Работает такой

2. Электронные стабилизаторы последовательного типа. На рис. 416 представлена простая схема электронного стабилизатора постоянного напряжения последовательного типа. Работает такой

стабилизатор следующим образом. В цепь тока, протекающего через сопротивление нагрузки, включена электронная лампа. Потенциал ее сетки определяется батареей $E_{гб}$ и падением напряжения на сопротивлении R_1 . Последнее вместе с сопротивлением R_2 образует потенциометр, присоединенный к клеммам источника напряжения U_1 . Изменение в какую-либо сторону разности потенциалов на входе схемы влечет за собой изменение в ту же сторону напряжения на аноде лампы. Но, кроме того, происходит изменение в обратную сторону потенциала на сетке лампы.

Поэтому можно ожидать, что при соответствующем выборе параметров схемы анодный ток лампы останется неизменным, а следовательно, величина напряжения U_2 сохранит свою величину.

Условие, которому должны удовлетворять параметры схемы для наилучшей работы стабилизатора, найдем следующим образом [99].

Изменение величины напряжения на выходе ΔU_2 при изменении напряжения питания на величину ΔU_1 может быть записано так:

$$\Delta U_2 = \Delta U_1 - \Delta U_a - \Delta U_{R1}.$$

Величина изменения анодного тока лампы

$$\Delta I_a = \frac{\mu \Delta U_g + \Delta U_a}{R_f} = \frac{\Delta U_2}{R_H}.$$

Отсюда, замечая, что $\Delta U_g = -\Delta U_{R1}$, получим:

$$\Delta U_a = \frac{\Delta U_2}{R_H} R_f + \mu \Delta U_{R1}.$$

Далее,

$$\Delta U_{R1} = R_1 (\Delta I_a + \Delta I'),$$

причем изменение тока $\Delta I'$ можно записать так:

$$\Delta I' = \frac{\Delta U_a + \Delta U_2}{R_2}.$$

Комбинируя два последних соотношения и подставляя ΔU_a и ΔU_H в выражение для ΔU_2 , найдем:

$$\Delta U_2 = \frac{\frac{R_2}{R_1} - \mu}{\left(1 + \frac{R_f}{R_H}\right) \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) + \frac{R_2}{R_1} (\mu + 1)} \Delta U_1,$$

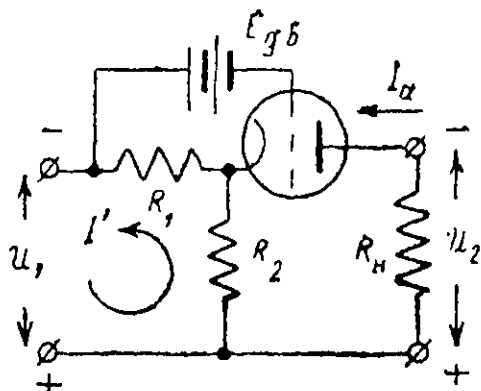


Рис. 416. Простая схема электронного стабилизатора величины постоянного напряжения последовательного типа.

т. е. коэффициент стабилизации схемы

$$k'_n = \left[\frac{\frac{R_2}{R_1} - \mu}{\left(1 + \frac{R_1}{R_n}\right)\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) + \frac{R_2}{R_1}(\mu + 1)} \right] \frac{U_1}{U_2}. \quad (381)$$

Величина k'_n обращается в нуль при условии, что

$$\frac{R_2}{R_1} = \mu. \quad (382)$$

Этот результат можно было предвидеть. Действительно, если $\Delta U_2 = 0$, то изменение величины анодного напряжения лампы в рассматриваемой схеме равно изменению напряжения на сопротивлении R_2 , а изменение потенциала сетки совпадает с величиной изменения падения напряжения на сопротивлении R_1 . Очевидно, что величина изменения потенциала сетки лампы ΔU_g должна быть в μ раз меньше величины изменения потенциала ее анода ΔU_a для того, чтобы анодный ток лампы сохранил свою величину, а следовательно, величина напряжения U_2 осталась бы неизменной. Отсюда непосредственно следует, что значения сопротивлений R_1 и R_2 должны быть связаны соотношением (382).

Выражение (381) найдено в предположении, что статический коэффициент усиления лампы в рассматриваемых пределах изменения величины анодного и сеточного напряжения остается постоянным. В противном случае коэффициент стабилизации k'_n имеет величину, отличную от нуля.

В схемах электронных стабилизаторов последовательного типа выгодно применять триоды, так как у них статический коэффициент усиления сохраняется приблизительно постоянным в более широкой области изменения потенциалов электродов, чем у пентодов или тетродов.

Проиллюстрируем полученные результаты численным примером. Именно, положим, что нужно получить стабилизированное напряжение $U_2 = 2500$ в, причем сопротивление нагрузки $R_n = 1,25$ Мом, т. е. ток, текущий в нагрузке, равен 2 ма. Для схемы стабилизатора выбран триод 6С4Б (6Ф5), имеющий статический коэффициент усиления $\mu = 100$.

На основании (382) имеем:

$$\frac{R_2}{R_1} = 100.$$

В качестве дополнительного условия для выбора значений сопротивлений R_1 и R_2 ограничим величину протекающего через них тока. Цель, состоящая из этих сопротивлений, нагружает источник питания и поэтому желательно ток, текущий через них, сделать возможно меньшим.

Если считать, что допустимая величина этого тока 1 ма , то значения сопротивлений R_1 и R_2 будут $R_1 = 25 \text{ ком}$ и $R_2 = 2,5 \text{ Мом}$.

Далее, необходимо выбрать режим работы лампы в схеме. Напряжение на аноде лампы выберем равным 200 в при номинальном напряжении источника питания схемы U_1 (его значение определим ниже).

Обращаясь к семейству статических характеристик лампы, находим, что для того, чтобы при напряжении $U_a = 200 \text{ в}$ анодный ток оказался бы равным 2 ма , необходимо выбрать сеточное смещение U_{g0} равным -2 в . Определим напряжение, которое должна для этого иметь батарея, включенная в цепь сетки лампы (рис. 416). Для этого, во-первых, найдем величину падения напряжения на сопротивлении R_1 :

$$u_{R1} = R_1(I_a + I') = 75 \text{ в.}$$

Так как $U_{g0} = E_{gB} - U_{R1}$, то для получения смещения на сетке $U_{g0} = -2 \text{ в}$, необходимо, чтобы батарея имела напряжение $E_{gB} = 73 \text{ в}$. (На самом деле, конечно, схема должна быть построена так, чтобы величину U_{g0} можно было менять в небольших пределах в процессе регулировки установки).

Наконец, напряжение источника питания схемы

$$U_1 = U_a + U_3 + U_{R1} = 2775 \text{ в.}$$

Это, очевидно, и есть та номинальная величина напряжения U_1 , при которой режим установки соответствует рассчитанному и отклонение от которой стабилизируется схемой.

Для того чтобы судить, насколько на самом деле величина коэффициента γ'_n отличается от нуля, необходимо располагать сведениями об изменении величины статического коэффициента усиления лампы при имеющих место в схеме одновременных вариациях сеточного и анодного напряжений. Если, например, величина напряжения U_1 меняется на $\pm 5\%$ от своей номинальной величины, то при выбранных параметрах схемы коэффициент стабилизации γ'_n оказывается порядка $0,01 - 0,001$.

Практически схемы стабилизаторов последовательного типа, так же как и схемы параллельного типа, дают хорошую стабилизацию напряжения и находят применение в лабораторной практике. Так же, как в схемах параллельного типа, величина напряжения на выходе стабилизаторов последовательного типа существенно зависит от сопротивления нагрузки R_n . Поэтому они применяются для питания таких установок, которые потребляют постоянный или мало меняющийся по величине ток или, наконец, таких устройств, в которых возрастающее потребляемого тока соответствует их переходу в нерабочее состояние (как это имеет место, например, у счетчиков частиц),

Существенным преимуществом схем последовательного типа перед схемами параллельного типа является то, что в них анодное напряжение лампы много меньше напряжения на нагрузке. Поэтому они не требуют перехода к громоздким генераторным лампам при стабилизации величины относительно высокого постоянного напряжения. Недостатком же является то, что весь ток, протекающий через нагрузку, течет также через лампу. Поэтому в установках питания, отдающих постоянный ток заметной величины, приходится применять достаточно мощные лампы или включать несколько ламп в параллель. В установках, рассчитанных на сравнительно большой выпрямленный ток и относительно низкое выпрямленное напряжение, удобнее применять стабилизаторы параллельного типа.

3. Электронные стабилизаторы с катодной нагрузкой. Существенное отличие электронных стабилизаторов с катодной нагрузкой

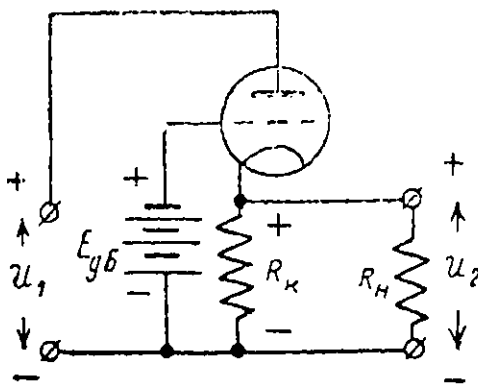


Рис. 417. Простая схема электронного стабилизатора величины постоянного напряжения с катодной нагрузкой.

от стабилизаторов последовательного и параллельного типов состоит в том, что с их помощью поддерживается постоянной величина напряжения на клеммах нагрузки как при изменении сопротивления последней, так и при изменении величины напряжения питания схемы. Поэтому такие стабилизаторы широко используются в целях питания усилителей и других установок, потребляющих значительный и не остающийся постоянным по величине ток.

Простая схема стабилизатора с катодной нагрузкой изображена на рис. 417. Принцип действия этого стабилизатора станет ясным, если принять во внимание, что его можно рассматривать как усиленный каскад с катодной нагрузкой, на входе которого (т. е. между нулевым проводом схемы и сеткой лампы) действует постоянное напряжение, равное напряжению батареи E_{GB} . Отсюда непосредственно следует, что величина напряжения U_2 будет поддерживаться постоянной (равной E_{GB}) как при изменении величины напряжения питания анодной цепи лампы (т. е. напряжения U_1), так и при изменении величины сопротивления нагрузки R_H . Обычно при построении стабилизатора с катодной нагрузкой батарея E_{GB} из схемы удаляется и вводится дополнительная лампа, которая вместе с сопротивлением в ее анодной цепи включается параллельно сопротивлению R_H . На сетку этой лампы подается напряжение с части сопротивления R_H , а анод соединяется с сеткой основной лампы стабилизатора (рис. 418).

В схеме стабилизатора, приведенной на рис. 418, с нижнего участка потенциометра R_k снимается напряжение, величина которого равна значению pU_2 , где $p < 1$. Это напряжение усиливается в каскаде, собранном на лампе L_2 , и с сопротивления ее нагрузки по-

дается на сетку лампы L_1 . Если значение напряжения U_2 изменяется в какую-либо сторону в результате непостоянства величины напряжения U_1 или вариации величины сопротивления R_H , то потенциал сетки лампы L_1 и ее анодный ток изменяются в обратную сторону. Так как анодный ток лампы L_1 протекает через нагрузку, то это изменение величины тока приводит к изменению величины напряжения U_2 в сторону, обратную тому, которое вызвало весь процесс.

Анализ процессов в схеме не встречает принципиальных трудностей, но вследствие громоздкости выкладок мы сразу приведем выражение для напряжения на клеммах нагрузки [100]:

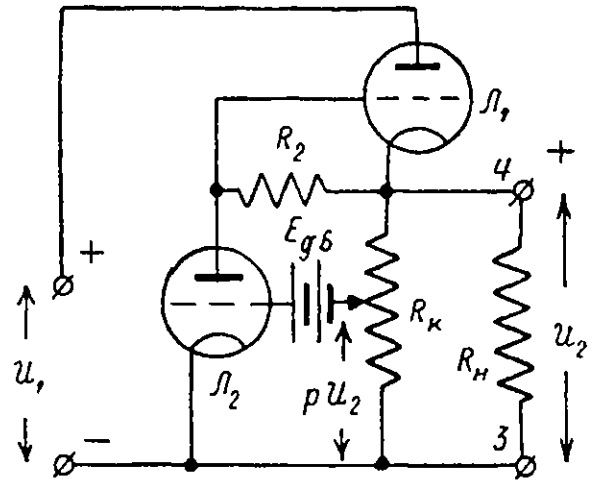


Рис. 418. Схема электронного стабилизатора напряжения с катодной нагрузкой, содержащая усилительный каскад.

$$u_2 = R_1 \left[\frac{U_1 (R_2 + R_{i2}) + \mu_1 \mu_2 R_2 E_{гБ}}{(R_2 + R_{i2})(R_1 + R_{i1}) + R_1 R_2 \mu_1 (1 + p \mu_2)} \right]. \quad (383)$$

Здесь R_1 — полное сопротивление в цепи катода лампы L_1 :

$$R_1 = \frac{R_k R_H}{R_k + R_H} \quad (\text{так как обычно } R_H \ll R_k, \text{ то } R_1 \approx R_H).$$

На основании выражения (383), находим

$$\frac{\partial u_2}{\partial u_1} = \frac{R_1 (R_2 + R_{i2})}{(R_2 + R_{i2})(R_1 + R_{i1}) + R_1 R_2 \mu_1 (1 + p \mu_2)}.$$

Обычно $p \mu_2 \gg 1$, а $R_1 R_2 \mu_1 \mu_2 p \gg (R_1 + R_{i1})(R_2 + R_{i2})$. Поэтому

$$\frac{\partial u_2}{\partial u_1} \approx \frac{R_2 + R_{i2}}{R_1 \mu_1 \mu_2 p}.$$

Так как величина $k_2 = \mu_2 \frac{R_2}{R_2 + R_{i2}}$ представляет собой коэффициент усиления каскада, собранного на лампе L_2 , то коэффициент стабилизации напряжения χ'_H запишется в следующем виде:

$$\chi'_H \approx \frac{1}{p k_2 \mu_1} \frac{U_1}{U_2}. \quad (384)$$

Из рассмотрения выражения (383) легко найти величину напряжения батареи смещения $E_{гБ}$, которая должна быть введена в схему. Так как практически величина $\mu_1 \mu_2 R_2 E_{гБ}$ может быть сделана много

больше, чем величина $U_1(R_2 + R_{i2})$, то

$$E_{gB} \approx pU_2. \quad (385)$$

Такое значение напряжения батареи смещения соответствует тому, что начальное смещение сетки лампы L_2 близко к нулю. Соотношение (385) показывает, что изменением движка потенциометра R_k можно регулировать величину напряжения на клеммах нагрузки, присоединенной к выходу стабилизатора.

Выражение (384) получено в предположении постоянства параметров ламп. Поэтому соотношения (384) и (385) справедливы только в известных пределах изменения напряжений в схеме. Вне области, где параметры лампы остаются приблизительно постоянными, величина коэффициента χ'_H оказывается большей, чем это следует из выражения (385). Наконец, могут быть достигнуты такие значения напряжения U_2 , при которых схема вообще перестает работать как стабилизатор. Действительно, положим, например, что при постоянной величине напряжения питания U_1 постепенно увеличивается напряжение U_2 , для чего движок потенциометра R_k в схеме на рис. 418 приближается к его нижнему концу. Это сопровождается уменьшением потенциала сетки лампы L_2 и при некотором значении коэффициента p лампа L_2 окажется запертой, а смещение на сетке лампы L_1 достигает величины, близкой к нулю и больше не будет зависеть от величины напряжения U_2 .

С другой стороны, для получения малого значения напряжения U_2 необходимо, чтобы на лампе L_1 было бы большое падение напряжения (равное величине разности $U_1 - U_2$). Следовательно, смещение на ее сетке должно быть по абсолютной величине велико. Иначе говоря, нужно, чтобы через лампу L_2 протекал бы большой анодный ток. Но анодное напряжение лампы L_2 равно $U_2 - U_{g1}$ и поэтому при малых значениях напряжения U_2 большой анодный ток i_{a2} получен быть не может. Поэтому нельзя уменьшить выходное напряжение больше, чем до некоторого значения, определяемого величиной напряжения U_1 и характеристиками ламп.

Соотношение (384) показывает, что для того, чтобы коэффициент χ'_H был бы малым, т. е. стабильность напряжения U_2 была высокая, необходимо, чтобы усилитель, собранный на лампе L_2 , имел бы большое усиление, а первая лампа обладала бы большим значением статического коэффициента усиления μ . Поэтому стабилизатор желательно строить на пентодах. При этом надо иметь в виду, что первая лампа должна быть рассчитана на протекание через нее всего тока, питающего полезную нагрузку R_H .

Большой частью стабилизаторы с катодной нагрузкой используются для питания усилителей и других устройств, потребляющих ток во много десятков или сотен миллиампер. Поэтому в качестве лампы L_1 удачнее всего применять оконечные пентоды (или

тетроды). Иногда для упрощения схемы стабилизатора применяются и оконечные триоды. Так как сопротивление интервала катод—анод оконечных ламп относительно невелико, то стабилизатор при своей работе потребляет небольшую мощность. Наконец, следует отметить, что благодаря сравнительно малому значению внутреннего сопротивления R_i оконечных ламп, все написанные выше неравенства соблюдаются, а формула (384) для χ'_R оказывается справедливой с достаточной степенью точности.

Вполне подходящими для схемы стабилизатора являются лампы 6Ж7Б (в роли L_2) и 6П6Б (6Ф6) или 6П3 (в роли L_1).

Величину коэффициента p желательно сделать не очень малой и, по возможности, не варьировать во время работы. Поэтому лучше всего регулировать величину напряжения U_2 с помощью изменения напряжения батареи смещения E_{gB} . Практически это мало удобно и часто регулируют величину напряжения U_2 перемещением движка на потенциометре R_R , жертвуя постоянством величины коэффициента стабилизации χ'_R для некоторой области напряжений.

Что касается абсолютного значения коэффициента χ'_R , то, полагая $k_2 = 200$, $\mu_1 \approx 10$ (что приблизительно соответствует использованию в стабилизаторе ламп 6Ж7Б и 6П6Б (6Ф6) в триодном режиме), $p = 0,25$, и, наконец, считая, что напряжение u_2 по порядку величины близко к u_1 , получим:

$$\chi'_R \approx 0,002.$$

Следовательно, изменение выходного напряжения оказывается порядка $\sim 0,2\%$ от изменения входного.

Стабилизация величины напряжения на клеммах нагрузки при изменении величины ее сопротивления может быть оценена значением коэффициента стабилизации χ''_R [см. выражение (377)]:

$$\chi''_R = \frac{\partial U_2}{\partial R_R} \frac{R_R}{U_2}.$$

Обращаясь к соотношению (383) и принимая во внимание написанные выше неравенства, получим:

$$\frac{\partial U_2}{\partial R_R} = \frac{(R_2 + R_{i2})(R_R + R_{i1})\mu_1\mu_2 R_2 E_{gB}}{(R_R R_2 \mu_1 \mu_2 p)^2}.$$

Так как

$$k_2 = \mu_2 \frac{R_2}{R_2 + R_{i2}} \quad \text{и} \quad U_2 \approx \frac{E_{gB}}{p},$$

то

$$\frac{\partial U_2}{\partial R_R} \approx \frac{U_2 (R_R + R_{i1})}{p \mu_1 k_2 R_R^2}$$

и, следовательно

$$x''_H = x'_H \frac{R_H + R_{i1}}{R_H}. \quad (386)$$

Последнее выражение показывает, что значение коэффициента стабилизации x''_H , вообще говоря, зависит от величины сопротивления нагрузки. Но так как внутреннее сопротивление лампы L_1 обычно невелико, то во многих случаях можно считать $|x''_H| = x'_H \neq f(R_H)$. Так, например, для лампы 6П6Б (6Ф6) в триодном режиме $R_{i1} = 2500 \text{ ом}$. Поэтому, если установка рассчитана на напряжение $U_2 = 500 \text{ в}$ и нагрузка потребляет ток $I_H = 50 \text{ ма}$, т. е., иначе говоря, величина сопротивления $R_H = 10^4 \text{ ом}$, то $|x''_H| = 1,25 x'_H$. Если, далее, $x'_H = 0,002$ (см. приведенный выше пример), то $|x''_H| = 0,0025$ и изменение величины сопротивления нагрузки на 1000 ом (т. е. на 10% своей начальной величины) сопровождается изменением величины напряжения на ее клеммах приблизительно на $0,13 \text{ в}$.

Наконец, анализ приводит к заключению, что сопротивление между выходными клеммами стабилизатора с катодной нагрузкой (клеммы 3 и 4 на рис. 418), к которым присоединяется нагрузка, может быть записано в виде

$$R_{3,4} = \frac{R_{i1}}{\mu_1 k_2}. \quad (387)$$

Это сопротивление играет роль внутреннего сопротивления источника питания для установки, присоединенной к выходу стабилизатора. Как известно, в ряде случаев существенно, чтобы его величина была бы возможно меньшей. Так, например, чем ниже сопротивление источника питания многокаскадного усилителя, тем меньше опасность самовозбуждения последнего вследствие протекания в цепи питания переменного тока.

Так как с понижением частоты компонент спектра усиливаемых сигналов уменьшается эффективность работы развязывающих фильтров, то особенно существенно располагать источником питания, имеющим малое внутреннее сопротивление для тока низкой частоты. В выражение (387) частота тока, который встречает сопротивление $R_{3,4}$, не входит вовсе. Но оно справедливо только, если выполняется неравенство

$$R_{i1} \ll \frac{|\dot{Z}_{3,4}|}{x'_H},$$

где $\dot{Z}_{3,4}$ — импеданс между выходными клеммами стабилизатора при выключенном накале ламп. Это неравенство легко может быть выполнено для широкой области частот, так как значение сопротивления R_{i1} невелико, а коэффициент стабилизации x'_H — малая величина. При этом, чем ниже частота, тем большим оказывается значение

импеданца $|\dot{Z}_{3,4}|$, так как обычно в схеме имеются распределенные емкости, уменьшающие величину $|\dot{Z}_{3,4}|$ по мере возрастания частоты.

Следовательно, чем ниже частота тока, протекающего в цепи питания усилителя, тем в большее число раз величина $|\dot{Z}_{3,4}|$ превосходит значение $R_{i1}x'_H$ и тем с большим правом можно считать справедливым соотношение (387).

Нетрудно убедиться, что значение сопротивления $R_{3,4}$ оказывается очень малым. Так, например, если $R_{i1} = 2500$ ом, $k_2 = 200$, $\nu = 0,25$ и $\mu_1 = 10$ (см. выше), то $R_{3,4} = 5$ ом.

Столь малое выходное сопротивление является существенным положительным качеством стабилизатора напряжения с катодной нагрузкой.

Для того чтобы стабилизатор хорошо работал, необходимо соблюдение нескольких условий. Как уже упоминалось выше, лампа L_2 должна иметь большой коэффициент усиления μ_2 , а лампа L_1 должна обладать большой крутизной характеристики и должна быть рассчитана на протекание через нее большого анодного тока.

Для уменьшения потери напряжения в схеме стабилизатора, иногда вместо одной лампы L_1 включают несколько однотипных ламп параллельно [101].

Далее, для увеличения значения коэффициента усиления k_2 можно ввести в схему вместо однокаскадного усилителя, собранного на лампе L_2 , многокаскадный усилитель. Это позволяет получить исключительно низкое значение коэффициентов стабилизации x'_H и x''_H и крайне малую величину выходного сопротивления устройства.

Далее, источник напряжения сеточного смещения лампы L_1 должен быть стабильным. Так же, как в стабилизаторах последовательного и параллельного типов, в схеме желательно применять кислотные аккумуляторы. Так как это сильно усложняет эксплуатацию установки, то можно поступить иначе — стабилизировать величину напряжения E_{gB} с помощью неоновой лампочки или стабилвольта.

На рис. 419 приведена полная схема установки, предназначенной для питания многокаскадных усилителей. Она содержит выпрямитель, фильтр и стабилизатор с катодной нагрузкой, собранный на лампах 6П3 и 6Ж7Б. Сеточное смещение последней лампы снимается с сопротивления 50 ком, которое входит в состав потенциометра, присоединенного к выходу фильтра выпрямителя. Так как параллельно этому сопротивлению включен стабилвольт, то величина падающего на нем напряжения поддерживается постоянной.

Заметим, что схема стабилизатора в описываемой установке несколько отличается от схемы, изображенной на рис. 418. Именно, сопротивление анодной нагрузки лампы L_2 (лампа 6Ж7Б) подключено одним концом не к положительному полюсу напряжения U_2 , а к положительному полюсу напряжения U_1 . Это не меняет принципа работы схемы. Изменение сеточного напряжения лампы L_1 ,

а следовательно, и изменение потенциала ее анода попережно определяется вариацией величины напряжения U_2 . Такое включение анодной нагрузки лампы L_2 приводит к незначительным изменениям ве-

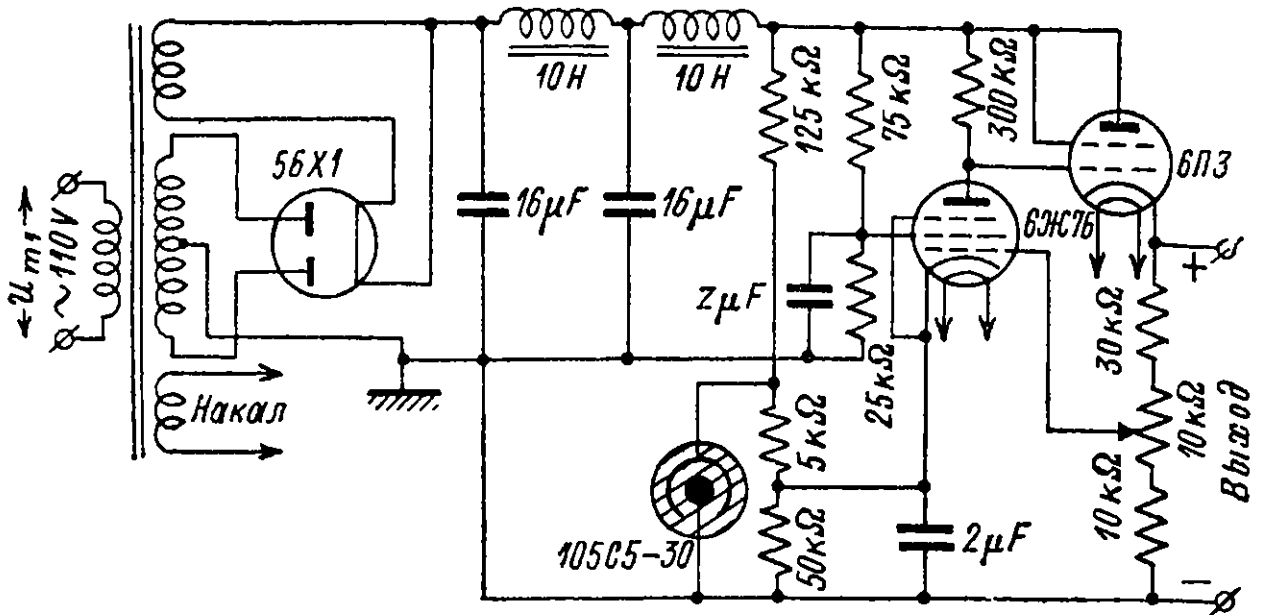


Рис. 419. Пример практической схемы питания усилителей, содержащей выпрямитель, фильтр и стабилизатор напряжения.

личин коэффициентов χ'_H и χ''_H , но позволяет получить меньшие значения напряжения U_2 без выхода за пределы стабилизации.

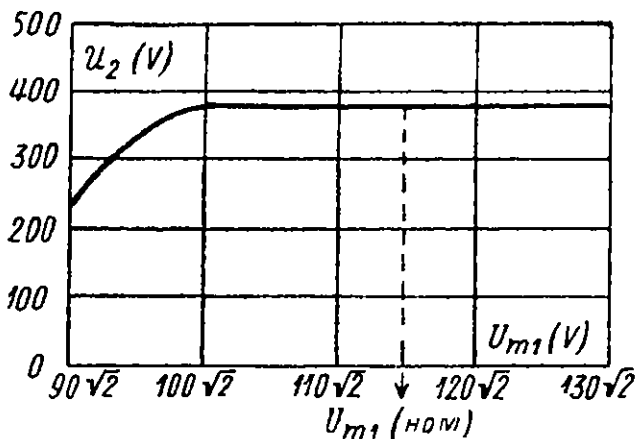


Рис. 420. График зависимости напряжения на выходе схемы, изображенной на рис. 419, от величины амплитуды напряжения на входе.

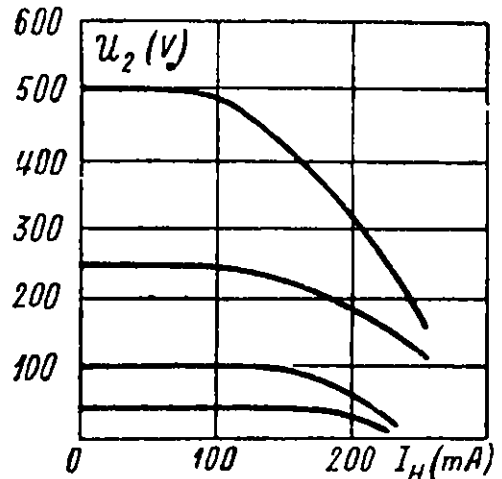


Рис. 421. Графики зависимости величины напряжения на выходе схемы, изображенной на рис. 419, от величины тока в нагрузке.

Работу рассматриваемой установки питания наглядно характеризуют графики $u_2 = f(U_1)$ и $U_2 = f(I_H)$, приведенные на рис. 420 и 421. Четыре кривые, изображенные на рис. 421, соответствуют разным положениям движка на потенциометре R_k в цепи катода лампы 6П3.

§ 4. СТАБИЛИЗАТОРЫ ВЕЛИЧИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

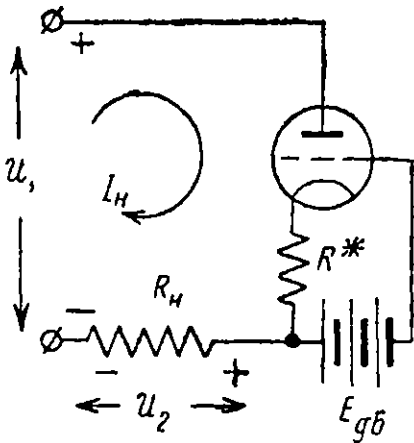
1. Стабилизаторы величины слабого постоянного тока. В практике физического эксперимента часто оказывается необходимым поддерживать величину силы постоянного тока с такой степенью точности, что простые стабилизаторы тока оказываются непригодными. Так, например, в современных масс-спектрометрах, предназначенных для определения относительного содержания в пробе разных изотопов, необходимо поддерживать магнитное поле с точностью порядка $0,001\%$ [102]. Если в масс-спектрометре используется электромагнит, то с такой же степенью точности должна поддерживаться постоянной величина тока, протекающего через обмотку последнего. При этом надо иметь в виду, что изменение силы тока, питающего электромагнит, может быть обусловлено не только непостоянством питающего напряжения, но и изменением сопротивления обмотки вследствие нагревания ее током, непостоянства температуры в помещении и т. п. Поэтому стабилизатор должен быть построен таким образом, чтобы величина тока оставалась неизменной как при вариациях значения напряжения питания U_1 , так и сопротивления нагрузки R_n .

Столь высокую стабилизацию силы тока, как это необходимо для питания совершенных масс-спектрографов, могут дать схемы, построенные на электронных лампах. При этом в качестве стабилизатора тока, вообще говоря, может быть использован любой электронный стабилизатор напряжения. Действительно, если бы сопротивление нагрузки (например, сопротивление обмотки электромагнита масс-спектрографа) оставалось неизменным, то простая стабилизация величины напряжения U_2 была бы эквивалентна стабилизации величины текущего в нагрузке тока. Для того чтобы ток оставался неизменным и при вариации сопротивления R_n , достаточно в цепь последовательно с нагрузкой ввести дополнительное (небольшое) сопротивление R^* и включить любой из стабилизаторов напряжения таким образом, чтобы падение напряжения на этом сопротивлении поддерживалось неизменным. Величина этого падения напряжения пропорциональна току, текущему в цепи, если сопротивление сделано из провода с достаточно большим сечением, а материал его имеет малый температурный коэффициент сопротивления. Поэтому стабилизация величины напряжения U_2 эквивалентна стабилизации текущего в цепи тока.

Примером построенного таким образом стабилизатора может служить схема, приведенная на рис. 422. Из ее рассмотрения видно, что для стабилизации тока, протекающего через сопротивление R_n , использован стабилизатор напряжения с катодной нагрузкой, который поддерживает постоянным напряжение на сопротивлении R^* . Это сопротивление включено в цепь последовательно с сопротивлением R_n и, согласно сказанному выше, сохранение постоянного напряжения на его зажимах соответствует стабилизации тока в цепи.

С целью оценить качество работы схемы как стабилизатора тока, найдем выражения коэффициентов стабилизации тока χ'_T и χ''_T [соотношения (378) и 379)].

Для этого положим сначала, что меняется только величина напряжения U_1 на величину ΔU_1 , а значение сопротивления R_H остается постоянным. Имеющее место при этом изменение величины тока, протекающего через сопротивление R_H , может быть определено следующим образом:



$$\Delta I_H = \frac{\mu \Delta U_g + \Delta U_a}{R_i}$$

Так как

$$\Delta U_g = -\Delta I_H R^*$$

$$\Delta U_a = \Delta U_1 - \Delta I_H R^*,$$

Рис. 422. Пример схемы стабилизатора величины постоянного слабого тока.

то из выражения для ΔI_H получаем:

$$\frac{\Delta I_H}{\Delta U_1} = \frac{1}{R_i + (\mu + 1) R^*}.$$

Рассматривая совершенно аналогичный случай изменения величины сопротивления R_H при неизменном значении напряжения U_1 , найдем:

$$\frac{\Delta I_H}{\Delta R_H} = -\frac{1}{R_i + (\mu + 1) R^*}.$$

При постройке стабилизатора величины постоянного тока величина последнего и сопротивление нагрузки обычно бывают заданы. Поэтому значения коэффициентов стабилизации тока χ'_T и χ''_T определяются величинами $\frac{\Delta I_H}{\Delta U_1}$ и $\frac{\Delta I_H}{\Delta R_H}$. Из рассмотрения полученных выражений видно, что описываемая схема стабилизатора дает хорошие результаты, если лампа, на которой она построена, обладает большим внутренним сопротивлением и большим статическим коэффициентом усиления. Лучшими в этом отношении являются пентоды, предназначенные для усиления напряжения в реостатных схемах. Но обычно величина стабилизируемого тока такова, что приходится строить схемы с применением ламп усиления мощности. У этих ламп значения R_i и μ невелики и коэффициенты χ'_T и χ''_T могут оказаться большими, чем это необходимо для получения требуемой стабильности величины тока. Для уменьшения значений χ'_T и χ''_T в схему вводят усилитель постоянного напряжения с целью усилить изменение величины падения напряжения на сопротивлении R^* до подачи на сетку стабилизирующей лампы.

Легко видеть, что если усилитель содержит нечетное число каскадов, а его коэффициент усиления k , то:

$$\Delta U_g = -\Delta I_{\text{н}} R^* k$$

и

$$\frac{\Delta I_{\text{н}}}{\Delta U_1} = \left| \frac{\Delta I_{\text{н}}}{\Delta R_{\text{н}}} \right| = \frac{1}{R_i + R^* (1 + \mu k)}.$$

Так как обычно значение μR^* такого же порядка, как величина сопротивления R_i , то введение в схему стабилизатора усилителя значительно уменьшает коэффициенты x'_T и x''_T .

На рис. 423 приведена блок-схема стабилизатора описываемого типа, содержащего усилитель, причем в ней выделена лампа $L_{\text{от}}$ и сопротивление R^* , фигурирующие в простой схеме стабилизатора (рис. 422). В развернутом виде одна из схем стабилизатора описываемого типа изображена на рис. 424 [102]. Для ясности цепь, через которую протекает ток, питающий обмотку электромагнита, выделена толстыми линиями. Из рассмотрения схемы легко видеть, что возрастание величины падения напряжения на сопротивлении R^* (т. е. возрастание величины тока, текущего через электромагнит) приводит к увеличению анодного тока последней лампы усилителя (лампа 807). Вследствие этого увеличивается падение напряжения на сопротивлении R_3 , включенном в анодную цепь этой лампы, и потенциал управляющей сетки стабилизирующей лампы (лампа $L_{\text{ст}}$) понижается. Это, в свою очередь, ведет к уменьшению величины тока, текущего через обмотку электромагнита.

Схема усилителя постоянного тока, подобная использованной в описываемом стабилизаторе, была приведена выше (см. § 4 четвертой главы). Поэтому на его работе и соображениях о выборе параметров останавливаться не будем.

Стабилизатор, построенный по схеме, аналогичной представленной на рис. 424, позволял поддерживать постоянной величину тока с точностью около 10^{-5} от своей номинальной величины, если колебания напряжения в сети не превосходили $\pm 10\%$. С такой же точностью поддерживалась величина тока и при изменении температуры обмотки электромагнита на несколько градусов. Абсолютные значения тока устанавливались от нескольких десятков до нескольких сотен миллиампер.

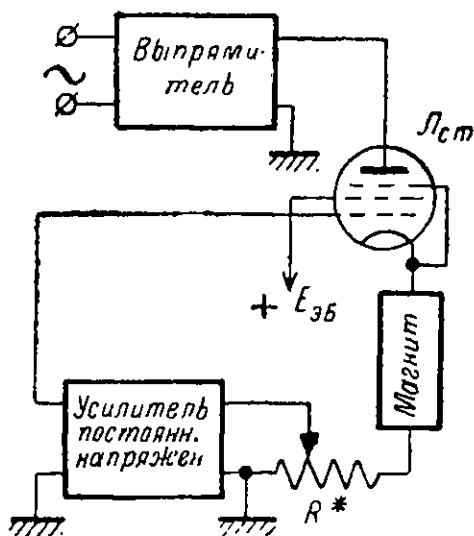


Рис. 423. Блок-схема устройства для стабилизации величины слабого постоянного тока.

при протекании через нее тока. Поэтому задача сохранения постоянной величины тока вполне аналогична рассмотренной выше применительно к установкам, потребляющим относительно слабый ток. Для стабилизации величины последнего в цепь вводится элемент, падение напряжения на котором автоматически изменяется так, что величина тока, протекающего через нагрузку, остается неизменной.

В стабилизаторах сильных токов осуществляется автоматическое управление работой источника питания установки, в результате чего величина тока в нагрузке остается

приблизительно неизменной. Таким источником питания обычно служит мотор-генератор с независимым возбуждением. Величина тока, текущего в цепи, может меняться вследствие непостоянства числа оборотов двигателя, изменения расположения и сопротивления обмоток генератора при их разогревании, изменения сопротивления нагрузки при протекании через нее тока и т. д. Схема стабилизации чаще всего строится таким образом, что это изменение тока вызывает

автоматическое изменение напряжения возбуждения генератора, компенсирующее приращение тока в цепи полезной нагрузки.

В качестве примера устройства подобного типа приведем схему [106], в которой обмотка возбуждения генератора, к клеммам которого присоединена полезная нагрузка, питается от вспомогательного генератора (рис. 425).

Обмотка возбуждения вспомогательного генератора включена на выход усилителя постоянного тока, а напряжение на вход последнего снимается с сопротивления $R_{от}^*$, включенного в цепь протекания стабилизируемого тока. Возрастание величины тока I_H приводит к увеличению разности потенциалов на концах сопротивления $R_{от}^*$. Это вызывает уменьшение тока возбуждения генератора Γ_2 , а следовательно и уменьшение тока в обмотке возбуждения генератора Γ_1 . В результате этого, напряжение, питающее нагрузку, уменьшается. Это уменьшение напряжения должно компенсировать действие дестабилизирующих факторов, которое привело к возрастанию тока I_H .

Для того чтобы оценить, каков коэффициент стабилизации схемы, положим, что режим работы генераторов таков, что ток, протекающий в нагрузке, пропорционален величине тока в обмотке возбуждения генератора Γ_2 :

$$I_H = A I_1.$$

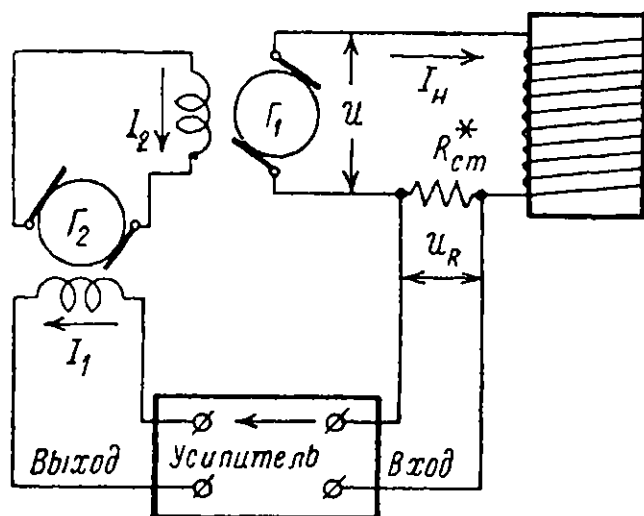


Рис. 425. Схема устройства для стабилизации величины сильного постоянного тока.

Коэффициент пропорциональности A — функция числа оборотов генераторов, сопротивления и расположения их обмоток, сопротивления нагрузки и т. д. Если $I_1 = \text{const}$ (т. е. схема стабилизации не работает), то нестабильность тока оценивается величиной

$$\frac{\Delta I_{\text{н}}}{I_{\text{н}}} = \frac{\Delta A}{A}, \quad (388)$$

причем приращение коэффициента A определяется действием всех дестабилизирующих факторов. Если же величина тока I_1 не сохраняется постоянной, то

$$\frac{\Delta I'_{\text{н}}}{I_{\text{н}}} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta I_1}{I_1}.$$

Изменение величины тока I_1 вблизи от его номинального значения в схеме, изображенной на рис. 425, может быть приближенно записано следующим образом:

$$\Delta I_1 = -S_y \Delta U_R = -S_y R_{\text{от}}^* \Delta I_{\text{н}}.$$

Здесь S_y — крутизна усилителя. Знак минус перед S_y соответствует принципу построения схемы стабилизации. Поэтому при работе цепи стабилизации

$$\frac{\Delta I'_{\text{н}}}{I_{\text{н}}} = \frac{\Delta A}{A} \frac{1}{1 + AS_y R^*}. \quad (389)$$

Полагая, что величина $\Delta A/A$ в выражении (389) численно совпадает с величиной $\Delta A/A$ в выражении (388), т. е. что действие дестабилизирующих факторов в обоих случаях одинаково, получим, что введение схемы стабилизации позволяет уменьшить абсолютное значение изменения силы тока в обмотке электромагнита в число раз, равное

$$\zeta_{\text{т}} = \frac{\Delta I'_{\text{н}}}{\Delta I_{\text{н}}} = \frac{1}{1 + AS_y R^*}. \quad (390)$$

Так как увеличение значения сопротивления R^* связано с возрастанием потерь энергии, причем эти потери могут быть очень значительными, если речь идет о стабилизации величины тока порядка многих десятков или нескольких сотен ампер, то для получения малых значений коэффициента $\zeta_{\text{т}}$ необходимы усилители с большой крутизной. Если, например, $A = 100$, $S_y = 10 \text{ а/в}$, а сопротивление $R^* = 1 \text{ ом}$, то коэффициент $\zeta_{\text{т}}$ имеет величину 0,001.

Часто в установках питания мощных потребителей тока обмотки возбуждения генератора питается не от вспомогательного генератора, а от тиратронного выпрямителя. В этом случае величиной тока возбуждения можно управлять путем изменения потенциала сеток тира-

тронов. Наиболее удачными оказываются схемы, в которых сила тока регулируется не изменением величины сеточного напряжения, а сдвигом фазы этого напряжения по отношению к фазе напряжения на аноде [107].

Для этого через специальное фазовращающее устройство на сетки ламп подается часть переменного напряжения от сети, питающей анодные цепи. Как известно, ток в анодной цепи тиратрона начинает протекать только в том случае, если при заданном напряжении на аноде лампы потенциал сетки превосходит известную величину.

На рис. 426 представлен график изменения с течением времени анодного напряжения тиратрона, питаемого от сети переменного тока, и график изменения величины потенциала сетки, соответствующего зажиганию лампы. На этом же рисунке нанесена зависимость от времени потенциала сетки лампы, снимаемого с фазовращающего устройства, также питающегося от сети переменного тока.

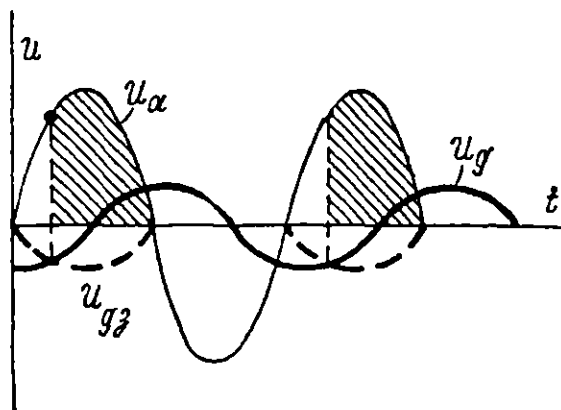


Рис. 426. Иллюстрация управления величиной тока, протекающего через тиратрон, путем сдвига фаз, напряжений на аноде и сетке лампы.

Анодный ток лампы протекает лишь в интервалы времени, соответствующие заштрихованным областям графика $u_a = f(t)$. Величина этих интервалов времени, а следовательно, и постоянная составляющая анодного тока — функция угла сдвига фаз между напряжениями u_a и u_g .

Стабилизаторы с фазовой регулировкой строятся таким образом, что вариации величины тока в нагрузке сопровождаются автоматической регулировкой фазового сдвига между напряжениями u_a и u_g . Эти фазовые сдвиги приводят к таким изменениям величины постоянной составляющей тока в цепи, питаемой через тиратрон, что действие дестабилизирующих факторов корректируется.

Принципиальная схема одного из предложенных стабилизаторов с фазовой регулировкой приведена на рис. 427. В этой схеме обмотка возбуждения генератора постоянного тока Γ_1 питается от тиратронного двухполупериодного выпрямителя. Сетки тиратронов присоединены к концам вторичной обмотки трансформатора T_{p2} , а средняя точка этой обмотки соединена с катодами тиратронов. Если бы первичная обмотка трансформатора T_{p2} была бы приключена непосредственно к источнику переменной э. д. с., т. е. к тем же зажимам, что и первичная обмотка анодного трансформатора выпрямителя, то напряжение на сетках тиратронов изменялось бы в фазе с напряжением на их анодах. Однако дело существенно меняется благодаря наличию цепи $R_1 L_1$ — фазы напряжений на первичных обмотках транс-

форматоров T_{p1} и T_{p2} оказываются различными и, следовательно, напряжения u_a и u_g тиратронов сдвинуты по фазе. Величина сдвига фазы зависит от значения индуктивности L_1 . Последняя представляет собой индуктивность одной из обмоток „реактора“. Реактор напоминает по своей конструкции трансформатор, но обмотка L_2 выполнена таким образом, что протекание по ней переменного тока не вызывает появления э. д. с. в другой обмотке (L_2). Протекание же постоянного тока по обмотке L_2 приводит к насыщению железа

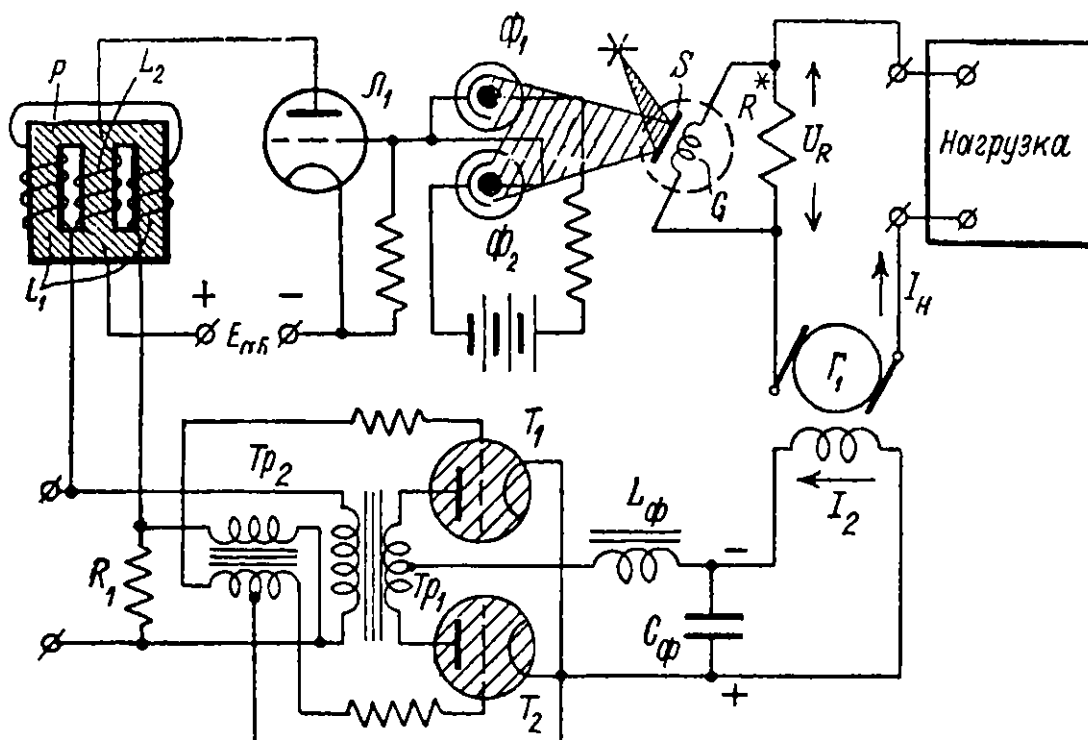


Рис. 427. Схема устройства для стабилизации величины постоянного сильного тока путем автоматического сдвига фаз напряжений на сетках и анодах тиратронов в выпрямительной схеме.

реактора, и величина индуктивности L_1 уменьшается (так как уменьшается магнитная проницаемость железа). Обмотка L_2 включена в анодную цепь лампы L_1 . Потенциал ее сетки определяется освещенностью фотоэлементов Φ_1 и Φ_2 , на которые падает свет, отраженный от зеркальца гальванометра.

Наконец, отклонения последнего зависят от величины напряжения U_R , т. е. от величины тока, протекающего в обмотке электромагнита. Режим схемы выбирается таким образом, что при номинальном значении тока I_H катоды фотоэлементов Φ_1 и Φ_2 освещены одинаково. При этом в обмотке L_2 протекает такой ток, что сдвиг фаз между сеточными и анодными напряжениями тиратронов оказывается как раз соответствующим получению необходимой величины тока I_H . Уменьшение или увеличение значения тока I_H по какой-либо причине (изменение числа оборотов генератора Γ_1 , нагревание обмотки магнита и т. п.) приводит к тому, что освещенность фотоэлементов

оказывается различной. Поэтому меняется ток, текущий через обмотку L_2 реактора, а следовательно, и сдвиг фаз между напряжениями на анодах и сетках тиратронов. Происходящее вследствие этого изменение величины тока I_2 при соответствующем выборе параметров схемы дает изменение величины тока I_n , компенсирующее то, которое вызвало весь процесс.

Схемы с тиратронными выпрямителями работают достаточно хорошо и в настоящее время распространены. При этом, конечно, изменение тока в обмотке реактора L_2 может осуществляться без применения фотоэлементов — вместо гальванометра G , фотоэлементов Φ_1 и Φ_2 и триода \mathcal{L}_1 можно включить усилитель постоянного тока. В схеме, приведенной на рис. 427, не указан ряд элементов, необходимых для ее регулировки перед началом работы, и элементов, предохраняющих схему от возникновения в ней паразитных колебаний. Причиной их появления могут служить флюктуации анодного тока лампы, колебания зеркальца гальванометра, случайные наводки и т. д. Борьба с ними оказывается весьма сложной.

Задача стабилизации тока таких мощных электромагнитов, как электромагниты циклотронов, осложняется тем, что постоянная времени их обмотки обычно очень велика (порядка единиц или десятков секунд). Поэтому, если, например, резко изменилось напряжение питания, то величина тока I_n , а следовательно, и падение напряжения на включенном в цепь сопротивлении R^* , будут изменяться сравнительно медленно. К тому моменту, когда они изменятся на заметную величину, напряжение питания может уже успеть вернуться к своему нормальному значению, и стабилизатор вызовет ненужную вариацию его значения. Таким образом, стабилизатор будет работать с „запаздыванием“, и в схеме появятся медленно затухающие колебания. Поэтому иногда применяют двойную стабилизацию. Именно, кроме устройства, поддерживающего постоянным величину падения напряжения на сопротивлении R^* , включается схема, управляющая работой источника питания при относительно быстрых изменениях напряжения на его выходных зажимах. Принцип действия применяемых для этого схем аналогичен принципу действия стабилизаторов, описанных выше, а полные схемы стабилизаторов значительно сложнее приведенных здесь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. С. Ицхоки. Труды ВВА им. Жуковского, вып. 126, 1945.
2. J. Blewett. Proc. of the Inst. of Rad. Eng. 35, 1580, 1947.
3. H. Kallman. Proc. of the Inst. of Rad. Eng. 34, 646, 1946.
4. В. Л. Грановский. Электрические флюктуации. ОНТИ, 1936.
5. Г. С. Цикки. Отрицательная обратная связь и ее применение. Связьиздат, Москва, 1940.
6. В. Л. Крейцер. Изв. электропром. сл. тока, № 4—5, 27, 1940.
7. E. Ginzton. Electronics. 17, № 3, 98, 1944.
8. L. Black a. M. Scott. Proc. of Inst. of Rad. Eng. 28, 269, 1940.
9. S. Seag. Electronics. 13, № 1, 28, 1940.
10. Н. С. Бесчастнов и В. Н. Соунов. Радиопередающие устройства. Изд. ВЭТКАС, Ленинград, 1941.
11. В. И. Сифоров. Изв. электропром. сл. тока, № 10, 4, 1940.
12. F. Terman, R. Buss, W. Hewlett a. F. Chanhill. Proc. of the Inst. of Rad. Eng. 27, 649, 1939.
13. В. П. Вологдин. Поверхностная индукционная закалка. Оборонгиз, 1947.
14. М. Намнас. Сборник статей "Циклотрон", ОГИЗ, М.—Л., 1948.
15. М. Ливингстон. Там же.
16. F. Schmidt. Rev. of Scient. Instr. 17, 301, 1946.
17. А. А. Андронов и С. Э. Хайкин. Теория колебаний. ОНТИ—НКТП, М.—Л., 1937.
18. Н. А. Железнов. Радиотехнические устройства управляющих колебаний. Изд. ЛКВВИА, Л., 1949.
19. С. Э. Хайкин. Изв. электропром. сл. тока, № 1, 23, 1933.
20. J. Cosby a. C. Lampson. Rev. of Scient. Instr. 12, № 4, 1941.
21. W. Fenn. Rev. of Scient. Instr. 11, 369, 1940.
22. D. Schench a. F. Cowan. Rev. of Scient. Instr. 17, 223, 1946.
23. E. Titterton a. V. Fitch. Rev. of Scient. Instr. 18, 639, 1948.
24. В. Н. Иванов. Триггерные схемы. Диссертация. Л., 1948.
25. А. А. Фельдбаум. Вестник электропром., № 3, 1946.
26. А. В. Петушил. Автоматика и телемех. 8, 262, 1947.
27. H. Lifschutz a. Lawson. Rev. of Scient. Instr. 9, 83, 1938.
28. T. Sharpless. Electronics. 21, № 3, 122, 1948.
29. Н. П. Степанюк. Труды ЛКВВИА, вып. 19, 81, 1948.
30. J. Potter. Electronics. 17, № 6, 1944.
31. E. Sayle a. D. Thomas. Journ. of Scient. Instr. 25, 33, 1948.
32. R. Lowde. Journ. of Scient. Instr. 24, 322, 1947.
33. Б. М. Царев. Успехи физ. наук, 35, 251, 1948.
34. Ю. А. Кацман. ЖТФ, 7, 405, 1937.
35. P. Macdonald. Physics, 7, 265, 1936.
36. K. Gabus a. M. Pool. Rev. of Scient. Instr. 8, 196, 1937.
37. C. Nielsen. Rev. of Scient. Instr. 18, 18, 1947.
38. J. Presscott. Rev. of Scient. Instr. 19, 553, 1948.
39. K. Grawford. Electronic Eng. 20, 227, 1948.
40. J. Brentano. Zeit. f. Phys. 54, 57, 1929.
41. F. Müller u. K. Dürichen. Phys. Zeit. 39, 657, 1938.
42. Н. О. Чечик. Заводская лаборатория, 14, 423, 1948.

43. K. Kingdon. Journ. of Appl. Phys. 17, 894, 1946.
44. Н. О. Чечик. Докл. АН СССР 56, 157, 1947.
45. Б. А. Лопашин. Заводская лаборатория 14, 1004, 1948.
46. D. Penick. Rev. of Scient. Instr. 6, 115, 1935.
47. L. Du-Bridge a. H. Brown. Rev. of Scient. Instr. 4, 532, 1934.
48. G. Barth. Zeit. f. Phys. 87, 399, 1934.
49. В. Никонов и П. Куликовский. Астроном. журнал 16, 54, 1939.
50. Н. Н. Павлов. Труды Пулковской обсерватории 14, сер. II, 1946.
51. P. Galdwell. Rev. of Scient. Instr. 19, 85, 1948.
52. N. Seaton. Canad. Journ. of Res. 26, 302, 1948.
53. Q. Heidelberg a. W. Rense. Rev. of Scient. Instr. 11, 386, 1940.
54. A. Vance. Rev. of Scient. Instr. 7, 489, 1936.
55. A. Roberts. Rev. of Scient. Instr. 10, 181, 1939.
56. H. Thomas. Electronics 19, № 12, 130, 1946.
57. A. Nier, E. Ney a. M. Ing-harm. Rev. of Scient. Instr. 18, 294, 1947.
58. H. Palevsky, R. Swank a. R. Grenchik. Rev. of Scient. Instr. 18, 298, 1947.
59. S. Scherbatskoу, T. Gelmartin a. G. Swift. Rev. of Scient. Instr. 18, 415, 1947.
60. И. Шинтльмейстер. Электронная лампа как прибор для физических измерений. ГТТИ, М. — Л., 1949.
61. Д. Корсон и Р. Вильсон. Успехи физ. наук 36, 478, 1948.
62. С. Корф. Счетчики электронов и ядерных частиц. ГИИЛ, М., 1947.
63. Б. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев. Ионизационные методы исследования излучений. ГТТИ, М. — Л., 1949.
64. R. Hofstadter, J. Milton, S. Ridway. Phys. Rev. 72, 977, 1947.
65. L. Wouters, R. Christian. Phys. Rev. 72, 1128, 1947.
66. W. Jentschke. Phys. Rev. 73, 77, 1948.
67. P. Hofstadter. Phys. Rev. 72, 1120, 1947.
68. R. Sherr. Rev. of Scient. Instr. 18, 767, 1947.
69. M. Deutsch. Phys. Rev. 73, 1240, 1948.
70. R. Moon. Phys. Rev. 73, 1210, 1948.
71. В. В. Бовин. ДАН СССР 31, 8, 1941.
72. H. Alphen a. P. Ohlin. Zeit. f. Phys. 90, 416, 1934.
73. L. Twel. Rev. of Scient. Instr. 20, 323, 1949.
74. R. Waddel. Rev. of Scient. Instr. 10, 31, 1939.
75. W. Jordan a. P. Bell. Rev. of Scient. Instr. 18, 703, 1947.
76. Winn-Williams. Proc. Roy. Soc. 136, 312, 1932.
77. В. Векслер, А. Бибергаль, М. Иванов. ЖЭТФ 5, 490, 1935.
78. H. Neher, W. Harper. Phys. Rev. 49, 940, 1936.
79. H. Neher, W. Pickering. Phys. Rev. 53, 316, 1938.
80. М. С. Козодаев. ДАН СССР 20, 21, 1938.
81. М. С. Козодаев и Г. Л. Латышев. ДАН СССР 20, 21, 1938.
82. G. Getting. Phys. Rev. 53, 103, 1938.
83. H. Maier-Leibnitz. Rev. of Scient. Instr. 19, 500, 1948.
84. N. Simpson. Phys. Rev. 66, 39, 1944.
85. A. Hodson. Journ. of Scient. Instr. 25, 11, 1948.
86. A. Roberts. Rev. of Scient. Instr. 11, 44, 1940.
87. H. Freundlich, E. Hincks a. W. Ozeroff. Rev. of Scient. Instr. 18, 90, 1947.
88. В. И. Калашникова. ЖЭТФ 12, 201, 1942.
89. H. Schultz a. R. Beringer. Rev. of Scient. Instr. 19, 424, 1948.
90. Z. Bav, G. Pann. Rev. of Scient. Instr. 19, 565, 1948.
91. E. Boldinger, P. Huber, K. Mayer. Rev. of Scient. Instr. 19, 473, 1948.
92. G. Morton a. K. Robinson. Nuclconics 4, № 2, 24, 1949.

93. S. du-Toit. Rev. of Scient. Instr. 18, 31, 1947.
94. Р. Шевчук. Электросвязь. 3, 7, 1941.
95. V. Attree. Rev. of Scient. Instr. 19, 263, 1948.
96. E. Hunt a. R. Hickman. Rev. of Scient. Instr. 10, 6, 1939.
97. H. Neher a. W. Pickering. Rev. of Scient. Instr. 10, 53, 1939.
98. F. Benson, M. Eng. Electronic Eng. 21, 155 и 21, 200, 1949.
99. W. Hill. Proc. Inst. of Rad. Eng. 33, 785, 1945.
100. A. Abate. Proc. Inst. of Rad. Eng. 33, 478, 1945.
101. P. Luo. Proc. Inst. of Rad. Eng. 36, 583, 1948.
102. R. Graham, M. Harknes, M. Thode. Journ. of Scient. Instr. 24, 119, 1947.
103. E. Rogers. Rev. of Scient. Instr. 10, 104, 1939.
104. J. Lawson, A. Tyler. Rev. of Scient. Instr. 10, 304, 1939.
105. T. Perry. Phys. Rev. 53, 943, 1939.
106. W. Danforth. Rev. of Scient. Instr. 10, 211, 1939.
107. P. Gilbert. Proc. Inst. of Rad. Eng. 24, 1239, 1936.
-

ГЛАВПОЛИГРАФИЗДАТ
при Совете Министров СССР
====
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
«ГОСТЕХИЗДАТ»

Москва, Орликов пер., 3
Ленинград, Невский пр., 28 (отделение)

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ КНИГИ:

Волькенштейн Ф. Ф., Электропроводимость полупроводников. 1947. Стр. 352. Ц. 14 р. 25 к.

Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм. 1948. Стр. 816. Ц. 36 р. 50 к.

Гинзбург В. Л., Теория распространения радиоволн в ионосфере. 1949. Стр. 358. Ц. 14 р. 65 к.

Зейтц Ф. Современная теория твердого тела. Перевод с англ. под ред. Г. С. Жданова. 1949. Стр. 736. Ц. 36 р.

Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа. (Современные проблемы физики). 1948. Стр. 216. Ц. 7 р. 50 к.

Стронг Дж. Практика современной физической лаборатории. Перевод с англ. под ред. проф. В. А. Фабриканта. 1948. Стр. 443. Ц. 25 р.

Шинтльмейстер И., Электронная лампа как прибор для физических измерений. Перераб. перевод с нем. под ред. и с добавлением Е. Я. Пумпера. Стр. 343. Ц. 13 р. 85 к.

Книги продаются в книжных магазинах и высылаются также почтой наложенным платежом без задатка всеми республиканскими, краевыми и областными отделениями

«КНИГА — ПОЧТОЙ»

ГЛАВПОЛИГРАФИЗДАТ
при Совете Министров СССР
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
«ГОСТЕХИЗДАТ»

Москва, Орликов пер., 3
Ленинград, Невский пр., 28 (отделение)

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ КНИГИ:

- Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики. Издание второе, переработанное. Допущено МВО СССР в качестве учебного пособия для государственных университетов. Стр. 588. Ц. 18 р. 50 к.
- Герман Г. и Вагнер С., Оксидный катод. Перевод с нем. А. П. Иевлева, в переработке и с дополнениями Б. М. Царева. Стр. 508, Ц. 24 р.
- Иваненко Д. Д. и Соколов А. А., Классическая теория поля (Новые проблемы). Стр. 432. Ц. 16 р. 60 к.
- Лебедев П. Н. Избранные сочинения. Под ред. и с предисловием проф. А. К. Тимирязева. Стр. 243. Ц. 9 р. 80 к.
- Морз Ф., Колебания и звук. Перевод со 2-го англ. издания под ред. проф. С. Н. Ржевкина. Стр. 496. Ц. 23 р. 25 к.
- Льюис В. В., Методы электрического счета альфа- и бета-частиц. Перевод с англ. Н. Н. Воронова, под ред. Г. Д. Латышева. Изд. 2-е. Стр. 164. Ц. 4 р. 80 к.
- Мезон. Монография, составленная коллективом сотрудников Физического института имени П. Н. Лебедева Академии Наук СССР, под ред. И. Е. Гамма. Стр. 272. Ц. 11 р.
- Москвин А. В., Катодолюминесценция, ч. 1. Общие свойства явления. Стр. 348. Ц. 13 р.
- Москвин А. В., Катодолюминесценция, ч. 2. Катодолуминофоры и экраны. Стр. 700. Ц. 25 р.

Книги продаются в книжных магазинах и высылаются также почтой наложенным платежом без задатка всеми республиканскими, краевыми и областными отделениями

«КНИГА — ПОЧТОЙ»

Опечатки

| Стр. | Стро- ка | Напечатано | Должно быть | По чьей вине |
|------|-------------|---|---|--------------------|
| 38 | 1 св. | u_2 | u_1 | Авт. |
| " | 2 " | $u_1 = U_{m1} (1 - e^{-\frac{t}{\tau C}})$ | $u_1 = U_{m1} (1 - e^{-\frac{t}{\tau C}})$ | Авт. |
| 77 | 1 сн. | $\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_{m1}}{i_{m1}}$ | $\dot{Y} = \frac{i_{m1}}{\dot{U}_{m1}}$ | Ред. |
| 131 | 6 св. | $R_0 C \ll \frac{1}{2\pi f_2}$ | $R_0 C \ll \frac{1}{2\pi f_1}$ | " |
| 151 | 5 сн. | $\frac{R_a R_2 R_1}{R_a + R_1}$ | $\frac{R_a R_2 R_i}{R_a + R_i}$ | Авт. |
| 197 | 19 св. | (213) | (215) | Ред. |
| 260 | 14 " | L_2 | L_1 | Авт. |
| 284 | 3 сн. | $u_{g2}^{(1)} e^{-\frac{t}{T_1/\tau_{g2}}}$ | $u_{g2}^{(1)} e^{-\frac{t}{T_1/\tau_{g2}}}$ | Тип. |
| 285 | 17 " | τ_{g2} | τ_{g1} | Ред. |
| 301 | 3 св. | T_1 | T_2 | Авт. |
| 430 | рис. 380 | 7F7 | 6H7 | " |