

Полупроводниковые триоды с точечными контактами значительно усиливают напряжение, но их выходные мощности малы из-за опасности перегрева. Более мощными являются **плоскостные полупроводниковые триоды**. Для их изготовления применяют монокристаллы германия, в которых введением соответствующих примесей (трехвалентного индия и пятивалентных сурьмы или мышьяка) создают либо прослойку *n*-германия между двумя частями *p*-германия, либо, наоборот, слой *p*-германия между двумя частями *n*-германия. В зависимости от этого различают триоды на основе *n*-полупроводника (типа *p-n-p*) и триоды на основе *p*-полупроводника (типа *n-p-n*).

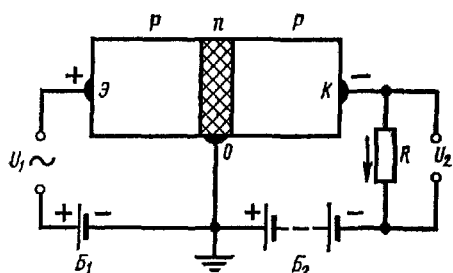


Рис. 22.32

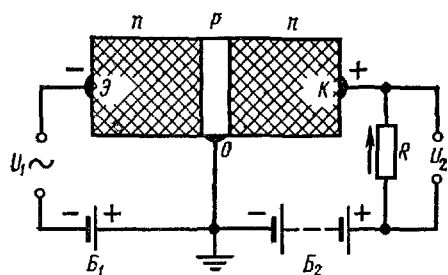


Рис. 22.33

Принцип действия плоскостного триода типа *p-n-p* (рис. 22.32) аналогичен принципу действия точечного германиевого триода. Эмиттером является левая часть кристалла (*p*-германий), коллектором — его правая часть, а прослойка из *n*-германия заземлена через основной электрод. Толщина слоя *n*-германия обычно не превышает 0,025 мм, так как ее увеличение приводит к возрастанию «потерь дырок» вследствие рекомбинации с электронами.

Схема включения плоскостного триода типа *n-p-n* показана на рис. 22.33. По сравнению с триодом типа *p-n-p* полярности эмиттера и коллектора изменены на противоположные. Это сделано потому, что в рассматриваемом случае подвижные носители заряда, инжектируемые в разделительный слой *p*-германия, представляют собой отрицательно заряженные электроны, а не положительно заряженные дырки. В остальном принципы действия плоскостных триодов обоих типов совпадают.

§ 22.4. Автоколебания

1. В § 22.2 мы рассмотрели вынужденные незатухающие электромагнитные колебания, происходящие под действием синусоидальной э. д. с. При этом потери энергии в колебательном контуре на ленин-джоулево тепло компенсировались путем подвода энергии от внешнего источника. Мы показали, что частота, амплитуда и начальная фаза таких колебаний зависят от частоты, амплитуды и начальной фазы вынуждающей э. д. с.

Большой интерес представляют **автоколебательные системы**, широко применяемые в радиотехнике для генерирования незатухающих электромагнитных колебаний. Происходящие в них колебания называются **автоколебаниями**. Отличительной особенностью автоколебаний является то, что их амплитуда и частота полностью определяются свойствами колебательной системы.

Потери энергии, неизбежные при колебаниях в любой реальной системе, восполняются за счет в н у т р е н н е г о источника энергии, составляющего необходимую часть автоколебательной системы. При этом существенно, что поступление энергии от источника автоматически регулируется самим колебательным процессом в системе. Примером механической автоколебательной системы является часовой механизм, в котором энергия и амплитуда колебаний поддерживаются неизменными за счет энергии предварительно сжатой пружины или поднятой гири.

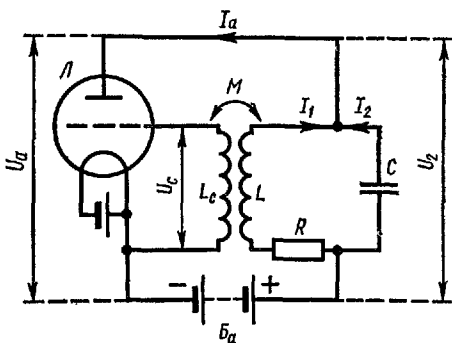


Рис. 22.34

2. Одна из простейших электрических автоколебательных систем — **ламповый генератор с обратной связью** (рис. 22.34). В анодную цепь триода включены последовательно колебательный контур LRC и батарея B_a . В цепь сетки включена катушка обратной связи L_c , находящаяся во взаимной индуктивной связи с катушкой L .

Обозначим через M взаимную индуктивность катушек L_c и L , а через I_1 и I_2 — силы токов в параллельных ветвях контура, содержащих соответственно катушку индуктивностью L и конденсатор емкостью C . Анодный ток в лампе

$$I_a = I_1 + I_2. \quad (22.43)$$

По формуле (22.37),

$$dI_a = \frac{1}{R_I} (dU_a + \mu dU_c).$$

Ограничимся случаем малых колебаний анодного (U_a) и сеточного (U_c) напряжений лампы. Тогда параметры триода R_I и μ можно считать постоянными и переписать формулу (22.37) в интегральной форме¹:

$$I_a = \frac{1}{R_I} (U_a + \mu U_c). \quad (22.44)$$

Напряжение U_c между сеткой и катодом лампы численно равно э.д.с. взаимной индукции, возникающей в катушке обратной связи при изменении тока I_1 . По формуле (19.43),

¹ Строго говоря, при переходе от уравнения (22.37) к (22.44) предполагается, что анодные и сеточные характеристики триода имеют форму прямых линий ($R_I = \text{const}$ и $\mu = \text{const}$). Поэтому основанная на формуле (22.44) приближенная теория лампового генератора с обратной связью называется **линейной**.

$$\varepsilon_i = -M (dI_1/dt).$$

Весьма важен здесь знак сеточного напряжения. В зависимости от того, какой конец катушки обратной связи присоединен к сетке триода, U_c может быть равно либо $+\varepsilon_i$, либо $-\varepsilon_i$:

$$U_c = \pm \varepsilon_i = \pm [-M (dI_1/dt)].$$

Если условиться считать $M > 0$ при $U_c = +\varepsilon_i$ и $M < 0$ при $U_c = -\varepsilon_i$, то это выражение можно упростить:

$$U_c = -M (dI_1/dt). \quad (22.45)$$

Анодное напряжение, по закону Ома для замкнутой цепи $B_a R L Л B_a$,

$$U_a = \varepsilon + \varepsilon_c - I_a r - I_1 R,$$

где ε — э.д.с. батареи B_a , $\varepsilon_c = -L(dI_1/dt)$ — э.д.с. самоиндукции в индуктивности L , $I_a r$ — напряжение на внутреннем сопротивлении r батареи B_a , $I_1 R$ — напряжение на активном сопротивлении контура. Таким образом,

$$U_a = \varepsilon - L (dI_1/dt) - I_a r - I_1 R. \quad (22.46)$$

Подставив выражения (22.45) и (22.46) в (22.44), после преобразований получим

$$I_a = \frac{1}{R_i + r} [\varepsilon - I_1 R - \frac{dI_1}{dt} (L + \mu M)]. \quad (22.47)$$

Сила тока в емкостной ветви контура $I_2 = \frac{dq}{dt}$, где $q = C U_2$ — заряд нижней обкладки конденсатора C , находящегося под напряжением U_2 . Так как $C = \text{const}$, то

$$I_2 = C \frac{dU_2}{dt}.$$

По закону Ома для замкнутой цепи $B_a C Л B_a$ имеем

$$U_2 = \varepsilon - I_a r - U_a.$$

Заменив U_a его выражением по формуле (22.46), получим

$$U_2 = I_1 R + L \frac{dI_1}{dt} \quad \text{и} \quad I_2 = RC \frac{dI_1}{dt} + LC \frac{d^2 I_1}{dt^2}.$$

Подставим выражение для I_2 в формулу (22.43):

$$I_a = I_1 + RC \frac{dI_1}{dt} + LC \frac{d^2 I_1}{dt^2}. \quad (22.48)$$

Приравняв правые части уравнений (22.47) и (22.48) и производя несложные преобразования, получаем следующее дифференциальное уравнение лампового генератора с обратной связью:

$$LC \frac{d^2 I_1}{dt^2} + \left(\frac{L + \mu M}{R_i + r} + RC \right) \frac{dI_1}{dt} + \left(1 + \frac{R}{R_i + r} \right) I_1 = \frac{\varepsilon}{R_i + r},$$

или

$$\frac{d^2 I_1}{dt^2} + \left[\frac{1 + \mu (M/L)}{C (R_i + r)} + \frac{R}{L} \right] \frac{dI_1}{dt} + \omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{R_i + r} \right) I_1 = \frac{\varepsilon \omega_0^2}{R_i + r}, \quad (22.49)$$

где $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — циклическая частота свободных незатухающих колебаний в контуре с индуктивностью L , емкостью C и активным сопротивлением $R = 0$ [см. формулу (22.19)]. Она называется **собственной частотой** колебательного контура.

3. Уравнение (22.49) является линейным дифференциальным уравнением второго порядка с постоянными коэффициентами и с правой частью. Полное решение I_1 этого уравнения равно сумме его частного решения I_* и полного решения I_{\sim} того же уравнения, но без правой части:

$$I_1 = I_* + I_{\sim}.$$

Частное решение I_* легко найти, если учесть, что правая часть уравнения (22.49) не зависит от времени:

$$I_* = \mathcal{E}/(R_i + R + r).$$

Величина I_* представляет собой силу постоянного анодного тока в лампе при $U_c = 0$. Этот результат совершенно очевиден. Его можно легко получить из закона Ома, если учесть, что для постоянного тока I_* конденсатор C имеет бесконечно большое сопротивление, а катушка индуктивности L — нулевое сопротивление.

Основной интерес представляет переменная слагающая I_{\sim} тока в контуре, удовлетворяющая следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2 I_{\sim}}{dt^2} + \left[\frac{1 + \mu(M/L)}{C(R_i + r)} + \frac{R}{L} \right] \frac{dI_{\sim}}{dt} + \omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{R_i + r} \right) I_{\sim} = 0. \quad (22.50)$$

Соотношение (22.50) по своей форме аналогично дифференциальному уравнению (22.5) свободных затухающих электромагнитных колебаний в контуре. Поэтому его решение имеет вид [см. формулы (22.9) — (22.11)]

$$I_{\sim} = I_0 e^{-\beta_1 t} \sin(\omega t + \alpha_0), \quad (22.51)$$

где I_0 и α_0 — соответственно начальные амплитуда и фаза переменного тока, ω — его циклическая частота, равная

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{R_i + r} \right) - \beta_1^2},$$

$$\beta_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{1 + \mu(M/L)}{C(R_i + r)} + \frac{R}{L} \right]. \quad (22.52)$$

Из формулы (22.51) видно, что при $\beta_1 = 0$ переменный ток в контуре будет **незатухающим** синусоидальным током, циклическая частота которого

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + R/(R_i + r)}.$$

Обычно $R \ll R_i$, поэтому $\omega \approx \omega_0$.

Начальная амплитуда I_0 переменного тока обусловлена случайными флуктуационными колебаниями тока в лампе и поэтому очень мала. Таким образом, при $\beta_1 \geq 0$ переменный ток $I_{\sim} \ll I_*$ и электромагнитные колебания в схеме, изображенной на рис. 22.34, практически отсутствуют.

Иначе обстоит дело в том случае, когда $\beta_1 < 0$. Так как $-\beta_1 t > 0$, то амплитуда ($I_0 e^{-\beta_1 t}$) переменного тока в контуре возрастает с течением времени и может достигнуть значения, во много раз превышающего I_* . Такой режим работы генератора называется режимом **самовозбуждения**. На первый взгляд кажется, что в этом случае амплитуда тока I_{\sim} может возрастать неограниченно. Однако при достаточно-больших значениях I_{\sim} параметры R_i и μ триода уже нельзя считать постоянными. Оказывается, что в процессе возрастания амплитуды переменного тока R_i и μ изменяются таким образом, что $|\beta_1|$ постепенно уменьшается и в конце концов обращается в нуль. Поэтому дальнейшее увеличение амплитуды

тока I_{\sim} прекращается, а в контуре LRC происходят электромагнитные колебания с постоянной амплитудой.

4. Отношение $-M/L$ называется коэффициентом обратной связи:

$$k = -M/L.$$

Из формулы (22.52) следует, что

$$\beta_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{1 - \mu k}{C(R_i + r)} + \frac{R}{L} \right].$$

Чтобы генератор работал в режиме самовозбуждения ($\beta_1 < 0$), коэффициент обратной связи должен удовлетворять условию

$$\frac{1 - \mu k}{C(R_i + r)} + \frac{R}{L} < 0$$

или, пренебрегая r по сравнению с R_i ($R_i \gg r$) и учитывая, что по формуле (22.36) $\mu = SR_i$, получим

$$k > \left(\frac{1}{SR_i} + \frac{RC}{LS} \right) > 0,$$

так как все величины, входящие в правую часть неравенства, положительны. Условие самовозбуждения генератора с обратной связью можно перенести в форме

$$\frac{M}{L} = -k < - \left(\frac{1}{SR_i} + \frac{RC}{LS} \right) < 0. \quad (22.53)$$

Если индуктивность L контура достаточно велика, а его активное сопротивление R мало, то, как видно из формулы (22.46), анодное напряжение

$$U_a \approx -L (dI_1/dt).$$

В то же время сеточное напряжение $U_c = -M(dI_1/dt)$. Поэтому из условия самовозбуждения (22.53) следует, что

$$(U_c/U_a) < 0,$$

т.е. сеточное и анодное напряжения лампы противоположны по фазе (разность их начальных фаз равна π).

5. Физический смысл полученных результатов состоит в следующем. Потери на лент-джоулево тепло в активном сопротивлении R колебательного контура компенсируются в генераторе с обратной связью за счет энергии батареи B_a . Подвод энергии в контур регулируется соответствующим изменением силы анодного тока. Это регулирование осуществляется автоматически изменением сеточного напряжения триода за счет э. д. с. взаимной индукции, возникающей в катушке обратной связи под действием колебаний тока в контуре. Оказывается, что генерирование незатухающих колебаний в контуре возможно лишь при соблюдении следующих двух условий:

а) взаимная индуктивность M катушек L_c и L должна быть достаточно велика;

б) взаимная индуктивная связь катушек L_c и L и присоединение концов катушки L_c к сетке и катоду лампы должны быть осуществлены таким образом, чтобы фаза сеточного напряжения триода была пр о-

т и в о п о л о ж н а фазе его анодного напряжения, т. е. отличалась от последней на π .

6. Незатухающие колебания высокой частоты ω называются **модулированными**, если один из их параметров (амплитуда, циклическая частота или начальная фаза) изменяется в соответствии с другими

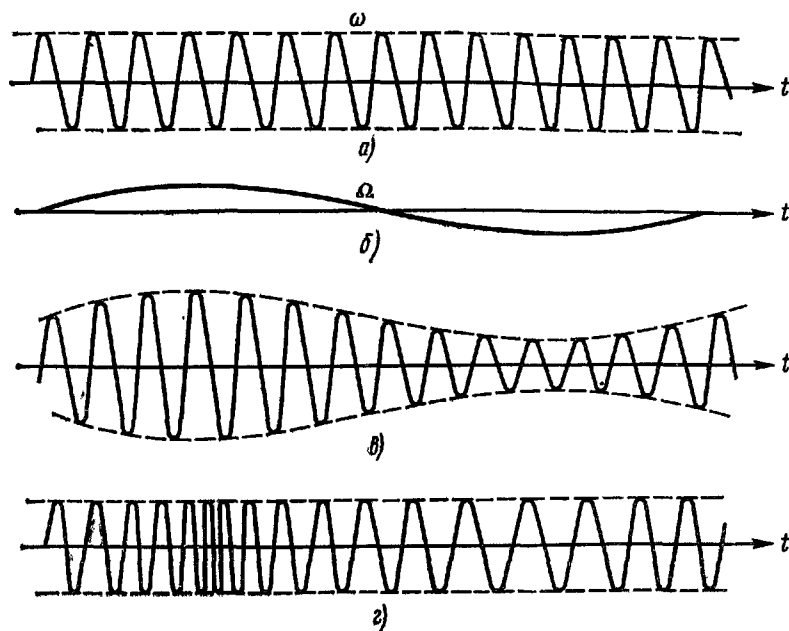


Рис. 22.35

колебаниями, имеющими более низкую частоту Ω . Частота ω называется **несущей**, а частота Ω — **модулирующей**. В зависимости от того, какой из параметров колебания изменяется, различают три типа модуляции: амплитудную, частотную и фазовую. На рис. 22.35 изображены колебания несущей высокой частоты (а), модулирующее колебание низкой частоты (б), а также результирующие (модулированные) колебания при амплитудной (в) и частотной или фазовой (г) модуляциях.

Вопросы для повторения

1. Опишите процессы, происходящие при свободных электромагнитных колебаниях в контуре. Найдите период этих колебаний.
2. Найдите выражение для амплитуды силы тока в случае вынужденных колебаний в контуре под действием синусоидальной э.д.с.
3. В чем состоит явление резонанса в колебательном контуре? Начертите резонансные кривые для контуров, отличающихся только значениями их активных сопротивлений.
4. От каких параметров контура зависит резонансная частота?
5. Опишите устройство электронного диода. Каким образом он используется для выпрямления переменного тока?