

возникновения А. необходим конечный нач. толчок, то говорят о жёстком режиме возбуждения.

В простейших автоколебат. системах можно выделить колебат. систему с затуханием, усилитель колебаний, нелинейный ограничитель и звено обратной

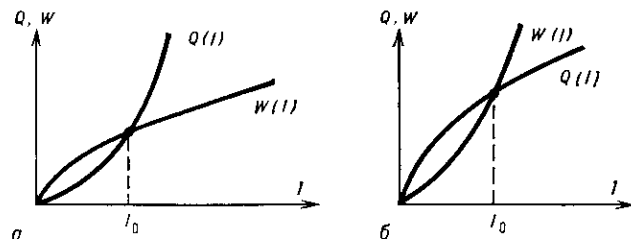
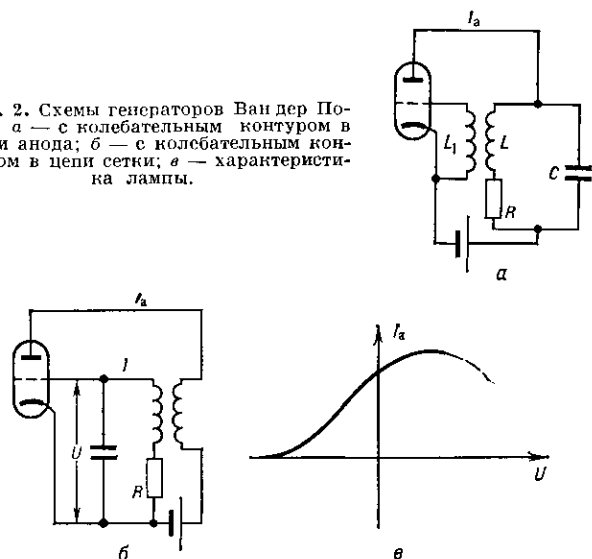


Рис. 1. Энергетическая схема установления автоколебаний: а — стационарный режим устойчив; б — стационарный режим неустойчив.

связи. Напр., в ламповом генераторе (генераторе Ван дер Поля, рис. 2, а, б) колебат. контур с потерями, состоящий из ёмкости С, индуктивности L и сопротивления R, представляет собой диссипативную колебат. систему, цепь катод — сетка и индуктивность L

Рис. 2. Схемы генераторов Ван дер Поля: а — с колебательным контуром в цепи анода; б — с колебательным контуром в цепи сетки; в — характеристика лампы.



образуют цепь обратной связи. Случайно возникшие в колебат. контуре малые собств. колебания через катушку L управляют анодным током лампы, к-рая является усилителем. При положит. обратной связи (т. е. при определённом взаимном расположении катушек L и L<sub>1</sub>) в контур вносится определ. энергия. Если эта энергия больше энергии потерь в контуре, то амплитуда малых вначале колебаний в контуре нарастает. Поскольку анодный ток лампы зависит от напряжения на сетке нелинейным образом (рис. 2, в), то при нарастании амплитуды колебаний энергия, поступающая в контур, уменьшается и при нек-рой амплитуде колебаний становится равной энергии потерь. В результате устанавливается режим стационарных А., при к-ром внеш. источник (анодная батарея) компенсирует все потери энергии. Т. о., автоколебат. системы должны быть принципиально нелинейными — именно нелинейность не позволяет колебаниям безгранично нарастать, управляя поступлением и тратами энергии источника.

Чтобы определить характер А. и зависимость их амплитуды и формы от параметров системы, необходимо обратиться к анализу соответствующей математической модели. Для простейшего генератора (рис.

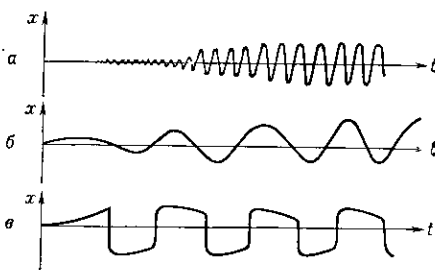
2, а) такой моделью служит уравнение Ван дер Поля

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \mu(1-x^2)\frac{dx}{dt} + x = 0, \quad (1)$$

к-рое получается при пренебрежении сеточными токами лампы и аппроксимации её характеристики кривой, представленной на рис. 2, в. Это ур-ние записано в безразмерных переменных, где  $x = \beta^{1/2}u$ ;  $t = \omega_0 t_1$ ;  $\mu = \alpha \omega_0$ . Здесь  $\omega_0 = (LC)^{1/2}$  — собств. частота колебат. контура,  $\alpha = (LC)^{1/2}(MS_0 - RC)$  — параметр превышения над порогом генерации (при  $\alpha < 0$  потери в контуре больше, чем вносимая энергия),  $\beta = 2MS_2(RC - MS_0)^{-1}$  характеризует амплитуду А., M — коэфф. взаимной индукции, S<sub>0</sub> и S<sub>2</sub> — параметры вольт-амперной характеристики усилит. лампы. Тот факт, что А. в рассматриваемой системе описывается дифференц. ур-нием 2-го порядка (его фазовое пространство — плоскость), сразу накладывает принцип ограничения на вид А. В подобных системах возможны только периодич. А.

Геом. образом установившихся А. в фазовом пространстве системы служит а т р а к т о р — траектория (или множество траекторий), расположенная в огранич. области фазового пространства и притягивающая к себе все близкие траектории. Поскольку на фазовой плоскости траектории пересекаться не могут, в системах 2-го порядка может существовать лишь простейший негравитационный аттрактор — замкнутая траектория, к к-рой стремятся все ближайшие траектории. Такая траектория наз. предельным циклом, к-рый служит образом периода. А. Размеры предельного цикла определяют амплитуду А., время движения изображающей точки по циклу — период А., а форма предельного цикла — форму колебаний. Величина  $\mu$  характеризует нелинейность системы: чем больше нелинейность, тем больше форма колебаний отличается от синусоидальной (рис. 3). При малых  $\mu$  ( $\mu \ll 1$ )

Рис. 3. Осциллограммы  $x(t)$ , иллюстрирующие характер установления и форму автоколебаний в системе (1) соответственно: при  $\mu \ll 1$  — квазигармонические колебания (а); при  $\mu \approx 1$  — сильно не синусоидальные колебания (б); при  $\mu > 1$  — релаксационные колебания (в).



потери в контуре и вносимая в него энергия очень малы — ур-ние (1) близко к ур-нию гармонич. осциллятора, а А. близки к синусоидальным с частотой  $\omega_0$ .

В др. предельном случае ( $\mu \gg 1$ ) потери в контуре и вносимая в него энергия очень велики по сравнению с энергией в нём запасённой, поэтому колебания будут сильно отличаться от синусоидальных, превращаясь в релаксационные. Анализ таких А. удобно проводить, разделяя движения на участки быстрых и медленных движений (см. Релаксационные колебания).

При изменении величины параметра  $\mu$  не происходит никаких качественных изменений в структуре разбиения фазовой плоскости ур-ния (1) на траектории — при любом  $\mu > 0$  в системе имеются единств. состояние равновесия ( $x=0, dx/dt=0$ ), к-рое неустойчиво, и единств. предельный цикл, к-рый устойчив. Качественные перестройки — бифуркации происходят лишь при смене знака  $\mu$ . Рассмотренная картина соответствует мягкому режиму возникновения А., к-рому соответствует фазовый портрет, изображённый на рис. 4, а. В системах с жёстким режимом возбуждения колебания самопроизвольно нарастают лишь с нек-рой нач. амплитудой, т. е. когда имеется толчок с амплитудой, большей нек-рого кри-