

(множество концевых точек траекторий скачков образуют, таким образом, прямые $u = -u^{**}$ и $u = +u^{**}$). Как видим, все траектории асимптотически приближаются (при $t \rightarrow +\infty$) к предельному циклу $ABCDA$, состоящему из двух кусков траекторий «медленных» движений AB и CD и двух отрезков траекторий «быстрых» движений BC и DA ¹⁾.

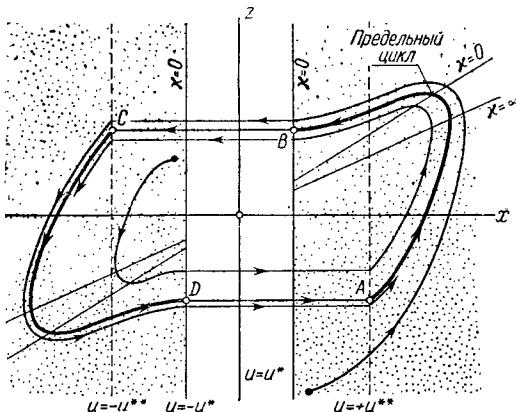


Рис. 566.

Заметим, что сам переход непрерывных автоколебаний в разрывные при $\beta = \beta_{kp}$ совершается непрерывно: при β , приближающихся к β_{kp} со стороны меньших значений ($\beta < \beta_{kp}$), скорость изменения напряжения u на прямой $u = 0$ неограниченно возрастает и при $\beta = \beta_{kp}$ становится бесконечно большой; с другой стороны, изменение напряжения u в результате скачка ($= u^{**} + u^*$) при $\beta > \beta_{kp}$ монотонно растет при увеличении β , начиная с нулевого значения при $\beta = \beta_{kp}$.

§ 11. Блокинг-генератор

В современной радиотехнике для генерирования коротких импульсов напряжения часто применяется так называемый блокинг-генератор [65, 71, 91], одна из схем которого приведена на рис. 567.

Блокинг-генератор представляет собой генератор с индуктивной обратной связью, в котором лампа заперта в течение почти всего периода автоколебаний. При отпирании лампы в сеточной обмотке

¹⁾ Строгое доказательство существования предельного цикла и стремления к нему всех остальных траекторий может быть сделано, например, для кусочно-линейной характеристики ламповой группы путем построения и исследования точечного преобразования прямой $u = +u^*$ в прямую $u = -u^*$, осуществляемого траекториями системы.

трансформатора индуцируется положительное напряжение, в результате чего напряжение u на сетке лампы быстро достигает больших положительных значений (до нескольких сотен вольт) и через лампу протекают значительные анодный и сеточный токи. Эти токи, протекая по обмоткам трансформатора, индуцируют в его выходной обмотке импульс напряжения. Одновременно импульс сеточного тока заряжает конденсатор C , что вызывает уменьшение сеточного напряжения u ; поэтому через некоторый промежуток времени, составляющий обычно небольшую долю периода, лампа окажется снова запертой (так как при уменьшении анодного тока в сеточной обмотке трансформатора индуцируется отрицательное напряжение, вызывающее дальнейшее запирание лампы)¹⁾. В течение оставшейся части периода лампа заперта, сеточные токи отсутствуют и конденсатор C разряжается через сопротивление R . Сеточное напряжение u постепенно увеличивается и через некоторый интервал времени (длительности порядка RC) достигает значения, при котором лампа отпирается и блокинг-генератор генерирует следующий импульс.

1. Уравнения колебаний. При рассмотрении автоколебаний блокинг-генератора мы не можем пренебрегать ни сеточными токами, ни анодной реакцией, так как они играют существенную роль в работе блокинг-генератора: во время генерирования импульсов в лампе текут значительные сеточные токи, заряжающие конденсатор C и вызывающие запирание лампы в конце импульса, а напряжение на аноде u_a (из-за большого падения напряжения на анодной обмотке трансформатора) снижается до весьма небольших значений, что ограничивает величину импульсов анодного тока и сеточного напряжения. Поэтому анодный ток мы будем считать функцией как сеточного, так и анодного напряжения:

$$i_a = i_a(u, u_a);$$

в то же время для некоторого упрощения задачи мы будем считать сеточный ток зависящим только от сеточного напряжения:

$$i_g = i_g(u)$$

(это достаточно хорошо выполняется в том случае, когда лампа, используемая в блокинг-генераторе, является пентодом).

¹⁾ Мы имеем здесь в виду случай так называемого емкостного восстановления состояний блокинг-генератора с запертой лампой, реализуемый при достаточно больших значениях L/C .

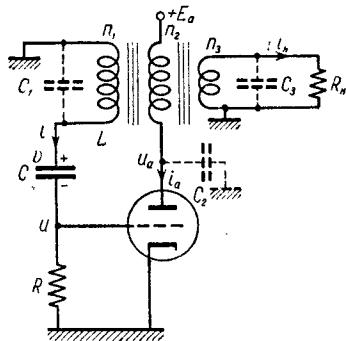


Рис. 567.

Далее, для генерации импульсов с крутыми фронтами необходимо, чтобы трансформатор блокинг-генератора имел минимальные магнитные потоки рассеяния и минимальные емкости обмоток (для этого трансформатор обычно собирается на тороидальном ферромагнитном сердечнике). Поэтому естественно предположить сначала (в качестве первого приближения), что магнитные потоки рассеяния в трансформаторе полностью отсутствуют, т. е. что магнитный поток одинаков во всех (поперечных) сечениях сердечника трансформатора. При этом предположении магнитный поток через каждый виток любой обмотки трансформатора определяется общим числом ампер-витков во всех обмотках и равен

$$\Phi = \frac{L}{n_1^2} (n_1 i - n_2 i_a + n_3 i_h) = \frac{L}{n_1} (i - k i_a + k' i_h),$$

где L — индуктивность сеточной обмотки трансформатора, n_1 , n_2 и n_3 — числа витков в сеточной, анодной и выходной обмотках, а $k = \frac{n_2}{n_1}$ и $k' = \frac{n_3}{n_1}$ — коэффициенты трансформации напряжения из сеточной обмотки в анодную и выходную; i — ток в цепи конденсатора C и i_h — ток нагрузки (см. рис. 567); в дальнейшем мы будем называть величину

$$I = i - k i_a + k' i_h \quad (10.53)$$

током намагничивания (сердечника трансформатора)¹⁾. Тогда э. д. с. индукции в сеточной, анодной и выходной обмотках трансформатора будут соответственно равны

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} (n_1 \Phi) &= -L \frac{di}{dt}, & +\frac{d}{dt} (n_2 \Phi) &= k L \frac{di}{dt} \\ \text{и} \quad -\frac{d}{dt} (n_3 \Phi) &= -k' L \frac{di}{dt}. \end{aligned}$$

Пренебрегая, кроме того, всеми паразитными параметрами схемы (и в частности, малыми емкостями обмоток трансформатора и междуэлектродными емкостями лампы), мы получим следующие уравнения колебаний блокинг-генератора:

$$\left. \begin{aligned} -L \frac{di}{dt} &= u + v = \frac{E_a - u_a}{k} = \frac{R_h i_h}{k'}, \\ C \frac{dv}{dt} &= i = \frac{u}{R} + i_g(u), \end{aligned} \right\} \quad (10.54)$$

¹⁾ Мы считаем, что сеточная и анодная обмотки трансформатора намотаны так, чтобы парциальные магнитные потоки, создаваемые в трансформаторе (положительными) токами i и i_a , имели противоположные знаки. Только при этом условии получается положительная обратная связь, необходимая для возбуждения блокинг-генератора.

где R_h — сопротивление внешней нагрузки, которую мы будем полагать чисто активной (омической). Подставляя выражение (10.53) для тока намагничивания I :

$$I = \frac{u}{R} + i_g(u) - ki_a(u, u_a) + \frac{k'^2}{R_h} \cdot \frac{E_a - u_a}{k} = I(u, u_a) \quad (10.53a)$$

и исключая напряжение на конденсаторе C

$$v = \frac{E_a - u_a}{k} - u, \quad (10.54a)$$

имеем:

$$\begin{aligned} L \left\{ \frac{1}{R} + S_g(u) - kS(u, u_a) \right\} \frac{du}{dt} + L \left\{ \frac{k^2}{R_i(u, u_a)} + \frac{k'^2}{R_h} \right\} \frac{1}{k} \frac{du_a}{dt} = \\ = \frac{E_a - u_a}{k}, \\ - \frac{du}{dt} - \frac{1}{k} \frac{du_a}{dt} = \frac{1}{C} \left[\frac{u}{R} + i_g(u) \right], \end{aligned}$$

где $S_g(u)$, $S(u, u_a)$ и $R_i(u, u_a)$ — соответственно крутизна характеристик сеточного и анодного токов и внутреннее сопротивление лампы, т. е.

$$S_g(u) = \frac{di_g}{du}, \quad S(u, u_a) = \frac{\partial i_a}{\partial u} \quad \text{и} \quad \frac{1}{R_i(u, u_a)} = \frac{\partial i_a}{\partial u_a}.$$

Разрешая эти уравнения относительно производных, получим:

$$\begin{aligned} Lg(u, u_a) \frac{du}{dt} = \frac{u_a - E_a}{k} - \frac{L}{C} \left\{ \frac{k^2}{R_i(u, u_a)} + \frac{k'^2}{R_h} \right\} \left[\frac{u}{R} + i_g(u) \right], \\ Lg(u, u_a) \frac{1}{k} \frac{du_a}{dt} = \frac{E_a - u_a}{k} - \\ - \frac{L}{C} \left\{ \frac{1}{R} + S_g(u) - kS(u, u_a) \right\} \left[\frac{u}{R} + i_g(u) \right], \quad (10.55) \end{aligned}$$

где

$$g(u, u_a) = \frac{1}{R} + S_g(u) + \frac{k^2}{R_i(u, u_a)} + \frac{k'^2}{R_h} - kS(u, u_a).$$

Очевидно, блокинг-генератор имеет единственное состояние равновесия, определяемое уравнениями:

$$u_a - E_a = 0 \quad \text{и} \quad u + R i_g(u) = 0,$$

т. е. в состоянии равновесия, если пренебречь сеточным током при $u \leq 0$,

$$u = 0, \quad u_a = E_a,$$

Характеристическое уравнение для состояния равновесия блокинг-генератора, как нетрудно видеть, запишется в виде:

$$\left| \begin{array}{l} Lg(0, E_a)\lambda + \frac{L}{C} \left[\frac{k^2}{R_i(0, E_a)} + \frac{k'^2}{R_h} \right] \left[\frac{1}{R} + S_g(0) \right] - 1 \\ \frac{L}{C} \left[\frac{1}{R} + S_g(0) - kS(0, E_a) \right] \left[\frac{1}{R} + S_g(0) \right] \quad Lg(0, E_a)\lambda + 1 \end{array} \right| = 0$$

или

$$\begin{aligned} Lg(0, E_a)\lambda^2 + \left\{ 1 + \frac{L}{C} \left[\frac{k^2}{R_i(0, E_a)} + \frac{k'^2}{R_h} \right] \left[\frac{1}{R} + S_g(0) \right] \right\} \lambda + \\ + \frac{1}{C} \left[\frac{1}{R} + S_g(0) \right] = 0. \end{aligned}$$

Ниже мы будем рассматривать только тот случай, когда единственное состояние равновесия блокинг-генератора неустойчиво и блокинг-генератор самовозбуждается, т. е. будем полагать выполненным условие самовозбуждения:

$$g(0, E_a) = \frac{1}{R} + S_g(0) + \frac{k^2}{R_i(0, E_a)} + \frac{k'^2}{R_h} - kS(0, E_a) < 0. \quad (10.56)$$

2. Скачки напряжений и токов. Однако при выполнении условия (10.56) на фазовой плоскости u , u_a заведомо существует некоторая кривая (будем обозначать ее через Γ), в точках которой

$$g(u, u_a) = 0 \quad (10.57)$$

и скорости изменения u и u_a обращаются в бесконечность. Действительно, при достаточно больших $|u|$ крутизна характеристики анодного тока $S(u, u_a)$ мала (при отрицательных u — из-за того, что лампа заперта, при больших положительных u — из-за анодной реакции)¹⁾, т. е. там $g(u, u_a) > 0$. С другой стороны, $g(0, E_a) < 0$ в силу условия (10.56). Отсюда и из предположения, что $S_g(u)$, $S(u, u_a)$, $[R_i(u, u_a)]^{-1}$, а следовательно, и $g(u, u_a)$ суть непрерывные функции, следует существование на плоскости u , u_a непрерывного геометрического места точек, в которых $g(u, u_a) = 0$, т. е. существование кривой Γ . Вид этой кривой приведен на рис. 568.

Для нас существенно, что функция $g(u, u_a)$ изменяет знак при переходе через кривую Γ ; поэтому точки части этой кривой являются точками стыка фазовых траекторий. Таким образом, пренебрегая всеми малыми паразитными параметрами схемы, включая малые паразитные емкости схемы и магнитные потоки рассеяния в трансформаторе, мы пришли к «дефектной» модели блокинг-генератора — к модели, на фазовой плоскости которой имеются точки стыка фазовых траек-

¹⁾ При больших положительных сеточных напряжениях (при больших анодных токах) анодный ток почти перестает зависеть от сеточного напряжения и определяется главным образом анодным напряжением.

торий и которая, следовательно, не дает возможности проследить за колебаниями схемы. Поэтому мы вынуждены изменить динамическую модель блокинг-генератора, или дополнив ее (постулативно) необходимыми соображениями относительно характера колебаний схемы, или же учитывая хотя бы некоторые малые паразитные параметры, существенные, несмотря на их малость, для колебательных процессов в блокинг-генераторе.

Как и раньше, появление на фазовой плоскости точек стыка фазовых траекторий означает, что уравнения (10.55), составленные без учета паразитных параметров, не могут правильно отображать закономерности колебаний блокинг-генератора при *всех* значениях u и u_a ; иначе говоря, в одной из двух областей, на которые делится плоскость u, u_a кривой Γ , некоторые из неучтенных малых паразитных параметров играют существенную роль, в силу чего уравнения (10.55) там не пригодны для описания колебаний системы. Поэтому нам прежде всего следует решить вопрос о том, в какой из областей плоскости u, u_a малые паразитные параметры не существенны для колебаний блокинг-генератора и уравнения (10.55) с некоторой степенью точности отображают закономерности его колебаний.

Примем (постулативно) следующие дополнительные предположения относительно характера колебаний блокинг-генератора:

1) В области

$$g(u, u_a) > 0$$

малые паразитные параметры схемы не играют существенной роли и колебания блокинг-генератора («медленные» движения) отображаются уравнениями (10.55) (некоторым обоснованием этого постулата является то обстоятельство, что к области $g(u, u_a) > 0$ принадлежит область значений u, u_a , в которой лампа заперта и где малые паразитные параметры, по-видимому, не играют существенной роли).

2) Если изображающая точка, двигаясь на плоскости u, u_a (в области $g(u, u_a) > 0$) по траектории уравнений (10.55), приходит на кривую Γ , то затем она совершает мгновенный скачок в другую точку, принадлежащую снова области «медленных» движений $g(u, u_a) > 0$.

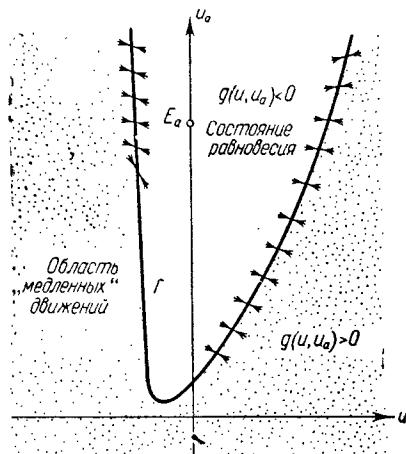


Рис. 568.

3) Считая все напряжения и токи в схеме ограниченными, мы должны принять, что во время мгновенного скачка состояние напряжения v на конденсаторе C и магнитные потоки через обмотки трансформатора остаются неизменными¹⁾; так как во время «медленного» движения перед скачком и после скачка изображающей точки напряжение v связано с u и u_a соотношением (10.54а), а магнитные потоки через обмотки трансформатора полностью определяются током намагничивания $I = I(u, u_a)$ (см. (10.53а)), то концевая точка скачка (u^*, u_a^*) связана с начальной точкой (u, u_a) , лежащей на кривой Γ , следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} u^* + \frac{u_a^*}{k} &= u + \frac{u_a}{k}, \\ I(u^*, u_a^*) &= I(u, u_a). \end{aligned} \right\} \quad (10.58)$$

Этих дополнительных предположений вместе с уравнениями (10.15) достаточно для рассмотрения колебаний блокинг-генератора.

Докажем сделанные постулаты относительно разрывного характера колебаний блокинг-генератора, исходя из рассмотрения динамики его модели третьего порядка, получаемой при учете малых паразитных емкостей обмоток трансформатора, изображенных на рис. 567 пунктиром (емкость C_2 является суммой емкости анодной обмотки и выходной емкости лампы, емкость C_3 — суммой емкостей выходной обмотки и выходных цепей блокинг-генератора); остальными малыми паразитными параметрами (в том числе магнитными потоками рассеяния в трансформаторе) мы по-прежнему пренебрегаем. Для такой модели имеем следующие уравнения колебаний:

$$\begin{aligned} -L \frac{dI^*}{dt} &= u + v = \frac{E_a - u_a}{k} = \frac{u_{\text{вых}}}{k'}, \\ C \frac{dv}{dt} &= \frac{u}{R} + i_g(u) = i(u), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} I^* &= i + C_1 \frac{d(u + v)}{dt} - k \left[i_a + C_2 \frac{du_a}{dt} \right] + k' \left[\frac{u_{\text{вых}}}{R_{\text{н}}} + C_3 \frac{du_{\text{вых}}}{dt} \right] = \\ &= i(u) - ki_a(u, u_a) + \frac{k'^2}{R_{\text{н}}} \frac{E_a - u_a}{k} - \frac{C'}{k} \frac{du_a}{dt} = I(u, u_a) - \frac{C'}{k} \frac{du_a}{dt} \end{aligned}$$

— ток намагничивания (в этом выражении $C' = C_1 + k^2 C_2 + k'^2 C_3$ и имеет смысл малой эквивалентной паразитной емкости, включенной параллельно сеточной обмотке трансформатора). Исключая из этих уравнений $u = \frac{E_a - u_a}{k} - v$, получим следующую систему дифференциальных уравнений третьего порядка

¹⁾ Если бы во время мгновенного скачка напряжение и магнитный поток через какую-либо обмотку трансформатора изменились на конечную величину, то ток $i = C \frac{dv}{dt}$ и э. д. с. индукции в соответствующей обмотке были бы бесконечно большими, что противоречит нашему предположению относительно ограниченности токов и напряжений в схеме,

(в переменных I^* , v и u_a):

$$\left. \begin{aligned} L \frac{dI^*}{dt} &= \frac{u_a - E_a}{k}, \\ C \frac{dv}{dt} &= i = i \left(\frac{E_a - u_a}{k} - v \right), \\ \frac{C'}{k} \frac{du_a}{dt} &= I \left(\frac{E_a - u_a}{k} - v, u_a \right) - I^* = F(u_a, v, I^*). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Согласно уравнениям (2) при $C' \rightarrow +0$ в фазовом пространстве u_a, v, I^* вне поверхности F :

$$F(u_a, v, I^*) \equiv I - I^* = 0,$$

$\frac{du_a}{dt} \rightarrow \infty$, но $\frac{dv}{dt}$ и $\frac{dI^*}{dt}$ остаются конечными. Поэтому вне поверхности F имеют место «быстрые» движения изображающей точки системы по траекториям:

$$v = \text{const}, \quad I^* = \text{const}, \quad (3)$$

во время которых напряжения u и u_a изменяются скачком, а напряжение v на конденсаторе C и магнитные потоки через обмотки трансформатора остаются неизменными.

Эти траектории «быстрых» движений (3) идут, как известно, к той части поверхности F , на которой

$$\frac{\partial F}{\partial u_a} < 0 \quad \text{или} \quad g(u, u_a) > 0,$$

так как

$$\begin{aligned} k \frac{\partial F}{\partial u_a} &= - \frac{\partial I}{\partial u} + k \frac{\partial I}{\partial u_a} = - \frac{1}{R} - S_g(u) + kS(u, u_a) - \\ &- \frac{k^2}{R_t(u, u_a)} - \frac{k'^2}{R_h} = -g(u, u_a); \end{aligned}$$

наоборот, изображающие точки уходят скачком от той части поверхности F , на которой $g(u, u_a) < 0$. Следовательно, «медленные» движения изображающей точки («медленные» изменения состояния блокинг-генератора с конечными при $C' \rightarrow +0$ скоростями изменений переменных) имеют место только в малой окрестности поверхности F^+ .

$$I^* = I(u, u_a), \quad u = \frac{E_a - u_a}{k} - v, \quad g(u, u_a) > 0 \quad (F^+)$$

(в пределе, при $C' \rightarrow +0$, — на самой поверхности F^+); вследствие этого уравнения «медленных» движений при достаточно малых паразитных емкостях (при достаточно малых C') записываются в виде уравнений (10.54) или (10.55).

Вне поверхности F^+ происходят «быстрые» движения изображающей точки по траекториям (3) с тем большими скоростями изменения напряжений u и u_a , чем меньше паразитные емкости блокинг-генератора; эти траектории «быстрых» движений проектируются на плоскость u, u_a в виде линий $v = \text{const}$, т. е. в виде прямых линий

$$u + \frac{u_a}{k} = \text{const}. \quad (3')$$

Траектории «медленных» движений на поверхности F^+ переходят в траектории «быстрых» движений (скакков) на границе этой поверхности (эта граница

проектируется на плоскость u , u_a в виде кривой Γ); в свою очередь траектории «быстрых» движений, как нетрудно видеть, идут снова к поверхности F^+ , где переходят в траектории «медленных» движений. При этом начальные и концевые точки траекторий скачков, лежащие на поверхности F^+ , очевидно, связаны между собой условиями (10.58), поскольку во время скачка v и I^* не изменяются, а $I^* = I(u, u_a)$ на поверхности F^+ . Для иллюстрации сказанного на рис. 569 изображены поверхность F^+ и некоторые фазовые траектории в фазовом пространстве u , u_a , I^* и их проекции на координатную плоскость u , u_a .

Таким образом, учитывая малые паразитные емкости схемы, существенные во время скачков состояний, мы получаем «доброточастотную» модель блокинг-генератора (модель третьего порядка), удовлетворительно отображающую поведение блокинг-генератора и приводящую в пределе, при $C' \rightarrow 0$, к сформулированным выше постулатам о разрывном характере колебаний блокинг-генератора.

Заметим также, что эти постулаты получаются и из рассмотрения динамики модели блокинг-генератора (модели третьего порядка), получаемой при учете малых магнитных потоков рассеяния в трансформаторе, но при пренебрежении всеми паразитными емкостями, или модели пятого порядка, в которой учитываются как малые паразитные емкости, так и малые магнитные потоки рассеяния. Однако

траектории «быстрых» движений (их проекции на плоскость u , u_a) будут отличными от прямых (β' ; например, при учете только магнитных потоков рассеяния в трансформаторе проекциями фазовых траекторий «быстрых» движений на плоскость u , u_a будут линии

$$I(u, u_a) = \text{const.} \quad (\beta'')$$

3. Разрывные колебания. Для дальнейшего более детального рассмотрения разрывных автоколебаний блокинг-генератора возьмем кусочно-линейную аппроксимацию характеристик лампы, приведенную на рис. 570 и являющуюся идеализированными характеристиками пентодов:

$$i_a = i_a(u, u_a) = \begin{cases} 0 & \text{при } u_a \leq 0 \text{ и при } u \leq -u_0, \\ S(u + u_0) & \text{при } 0 < S(u + u_0) < \frac{u_a}{R_0}, \\ \frac{u_a}{R_0} & \text{при } S(u + u_0) \geq \frac{u_a}{R_0} > 0, \end{cases}$$

$$i_g = i_g(u) = \begin{cases} 0 & \text{при } u < 0, \\ S_g u & \text{при } u \geq 0, \end{cases}$$

где $-u_0$ — напряжение запирания лампы, S и S_g — крутизна характеристик анодного и сеточных токов на восходящих (прямолинейных)

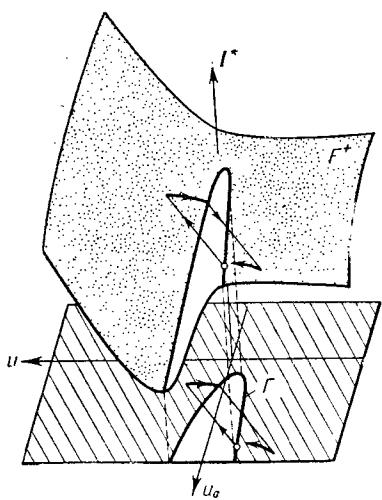


Рис. 569.

участках и R_0 — внутреннее сопротивление лампы в области анодной реакции (мы считаем, таким образом, что анодной реакции нет, т. е. анодный ток i_a зависит только от сеточного напряжения u и при достаточно больших напряжениях на аноде лампы — при $u_a > SR_0(u + u_0)$, и что, наоборот, в области анодной реакции при $u_a \leq SR_0(u + u_0)$ анодный ток полностью определяется анодным напряжением и не зависит от сеточного напряжения).

При такой кусочно-линейной аппроксимации характеристик лампы плоскость u , u_a разбивается на шесть областей «линейности», в каждой

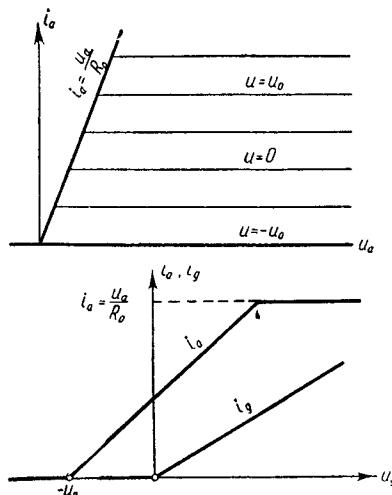


Рис. 570.

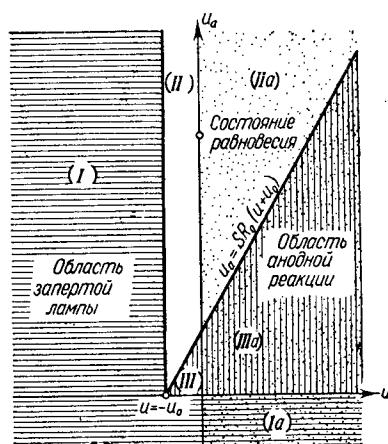


Рис. 571.

из которых уравнения колебаний блокинг-генератора линейны. Эти области «линейности» изображены на рис. 571: области (I) и (Ia) соответствуют запертой лампе ($i_a \equiv 0$), в областях (II) и (IIa) анодная реакция отсутствует и анодный ток i_a зависит только от сеточного напряжения u ; наконец, области (III) и (IIIa) являются областями «полной» анодной реакции, в которых анодный ток не зависит от сеточного напряжения и полностью определяется напряжением на аноде лампы; в областях (Ia), (IIa), (IIIa) $u > 0$ и в лампе течет сеточный ток.

Пусть

$$kS > \frac{1}{R} + S_g + \frac{k'^2}{R_h} \quad \text{и} \quad E_a > SR_0u_0. \quad (10.59)$$

Тогда состояние равновесия блокинг-генератора $(0, E_a)$ будет лежать на границе областей (II) и (IIa), в которых $R_i = \infty$ и поэтому $g(u, u_a) < 0$. Следовательно, это состояние равновесия будет неустойчивым, а в областях (II) и (IIa) имеют место только «быстрые»

движения (скачки) изображающей точки. Наоборот, в областях (I), (Ia), (III) и (IIIa), т. е. в областях запертой лампы и анодной реакции, где $S(u, u_a) = 0$ и $g(u, u_a) > 0$, возможны «медленные» движения изображающей точки (с конечными скоростями), подчиняющиеся уравнениям (10.55). Ясно, что границей области «медленных» движений, т. е. линией Γ , в рассматриваемом случае кусочно-линейных характеристик лампы являются полупрямые

$$u = -u_0, \quad u_a > 0 \quad \text{и} \quad u_a = SR_0(u + u_0) > 0.$$

Введем для приведения уравнений «медленных» движений к безразмерной форме новые, безразмерные переменные $x, y, t_{\text{нов}}$, связанные со старыми переменными соотношениями:

$$u = u_0 x, \quad u_a = k u_0 y, \quad t_{\text{ст}} = L \cdot g(u, u_a) t_{\text{нов}} \quad (10.60)$$

(ниже для сокращения мы будем обозначать новое, безразмерное время $t_{\text{нов}}$ через t , а старое, обычное время — через $t_{\text{ст}}$; масштаб времени, очевидно, различен в различных областях «линейности» фазовой плоскости). Тогда уравнения «медленных» движений — уравнения (10.55) — записываются в следующем виде:

$$\begin{cases} \dot{x} = y - A - a(x, y) x, \\ \dot{y} = A - y - b(x) x, \end{cases} \quad (10.61)$$

где

$$a(x, y) = \frac{L}{C} \frac{G(x)}{r(x, y)}, \quad b(x) = \frac{L}{C} [G(x)]^2,$$

полная проводимость цепи сетки

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{R} & \text{при } x < 0, \\ G = \frac{1}{R} + S_g & \text{при } x \geq 0, \end{cases}$$

$$\frac{1}{r(x, y)} = \frac{k^2}{R_i} + \frac{k'^2}{R_h} = \begin{cases} \frac{1}{r_1} = \frac{k'^2}{R_h} & \text{в областях (I) и (Ia),} \\ \frac{1}{r_2} = \frac{k^2}{R_0} + \frac{k'^2}{R_h} & \text{в областях (III) и (IIIa).} \end{cases}$$

— кусочно-постоянные функции (постоянны в каждой из областей линейности) и

$$A = \frac{E_a}{k u_0}$$

— приведенное безразмерное анодное напряжение (напряжение источника питания).

Границей области «медленных» движений на фазовой плоскости x, y будут полупрямые Γ :

$$\dot{x} = -1, \quad y > 0 \quad \text{и} \quad y = \frac{SR_0}{k} (x + 1) > 0, \quad (10.62)$$

а условия скачка (10.58) будут состоять в том, что значения величин

$$G(x)x - \frac{y}{r(x,y)} \text{ и } x+y \quad (10.58a)$$

непосредственно после скачка изображающей точки с полупрямых (10.62) совпадают с их значениями перед скачком.

Для доказательства условий скачка (10.58a) заметим, что в области «медленных» движений, т. е. в областях (I), (Ia), (III) и (IIIa), анодный ток

$$i_a = \frac{u_a}{R_i} = \frac{ku_0 y}{R_i},$$

где R_i — внутреннее сопротивление лампы ($R_i = \infty$ в областях (I) и (Ia) и $R_i = R_0$ в областях (III) и (IIIa)); поэтому ток намагничивания

$$I = u_0 \left\{ G(x)x - \frac{y}{r(x,y)} + \frac{A}{r_1} \right\}. \quad (a)$$

Кроме того, напряжение на конденсаторе C

$$v = u_0 \{ A - (x+y) \}. \quad (b)$$

Сформулированные выше условия скачка (10.58a) получаются из условий скачка (10.58) и этих выражений для I и v .

Ниже для определенности мы будем полагать, что паразитные емкости являются основными среди малых паразитных параметров, существенных во время скачков состояний блокинг-генератора, и будем пренебрегать малыми магнитными потоками рассеяния в трансформаторе. Тогда траекториями скачков на плоскости x, y будут прямые

$$x+y = \text{const}, \quad (c)$$

так как при отсутствии магнитных потоков рассеяния в трансформаторе напряжение v на конденсаторе C дается выражением (b) и во время «медленных», и во время «быстрых» изменений состояния блокинг-генератора, и это напряжение не изменяется во время мгновенного скачка (почти не изменяется, если паразитные емкости блокинг-генератора достаточно малы). Неизменным во время скачка будет и ток намагничивания, однако он во время скачка отличается от выражения (a) (из-за наличия паразитных емкостей) и становится равным этому выражению только после прекращения скачка.

Траектории скачков (c) будут изображаться на рисунках, иллюстрирующих разбиение плоскости x, y на траектории, тонкими линиями.

Для дальнейшего будет полезным уравнение

$$\frac{d}{dt}(x+y) = -\{a(x,y) + b(x)\}x, \quad (10.61a)$$

получаемое из уравнений (10.61). Из этого уравнения, в частности, следует, что $x+y$ возрастает (а напряжение v убывает) при $x < 0$ (т. е. при $u < 0$) и, наоборот, $x+y$ убывает (v возрастает) при $x > 0$ (при $u > 0$).

Рассмотрим разбиение на траектории фазовой плоскости x, y блокинг-генератора, полагая

$$A \gg 1 \text{ и } \frac{R_0}{k^2}, \frac{1}{S_g}, \frac{R_h}{k'^2}, \sqrt{\frac{L}{C}} \ll \sqrt{\frac{RR_h}{k'^2}} \ll R, \quad (10.63)$$

что выполняется при обычно встречающихся значениях параметров блокинг-генератора (A является величиной порядка нескольких десятков, а R_0/k^2 , $1/S_g$ и R_h/k^2 имеют значения одного порядка, порядка сотен ом, и значительно меньше сопротивления R).

В области (I), где лампа заперта, т. е. $i_a \equiv 0$, $i_g \equiv 0$, $G(x) = \frac{1}{R}$ и $r(x, y) = r_1 = \frac{R_h}{k^2}$, уравнения «медленных» колебаний блокинг-генератора записутся в виде следующей линейной системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dot{x} = y - A - a_1 x, \\ \dot{y} = A - y - b_1 x, \end{cases} \quad (10.64)$$

где

$$a_1 = \frac{L}{CRr_1} \text{ и } b_1 = \frac{L}{CR^2},$$

причем при обычных значениях параметров $0 < b_1 \ll a_1 \ll 1$; в области (I) $t_{\text{ст}} \approx \frac{L}{r_1} t_{\text{нов}}$, поскольку там $g(u, u_a) = \frac{1}{R} + \frac{k^2}{R_h} \approx \frac{1}{r_1}$.

Характеристическое уравнение системы (10.64)

$$\lambda^2 + (1 + a_1)\lambda + a_1 + b_1 = 0 \quad (10.64a)$$

имеет при $0 < b_1 \ll a_1 \ll 1$ два действительных отрицательных корня:

$$\lambda_1 = -\gamma_1 < 0 \text{ и } \lambda_2 = -\gamma'_1 < 0,$$

где

$$\gamma_1 = a_1 + b_1 [1 + O(a_1)] \approx a_1 \text{ и } \gamma'_1 = 1 - b_1 [1 + O(a_1)] \approx -1.$$

Общим решением уравнений (10.64) будет:

$$\begin{cases} x = B_1 e^{-\gamma_1 t} + B'_1 e^{-\gamma'_1 t} \approx B_1 e^{-a_1 t} + B'_1 e^{-t}, \\ y = A + B_1 (a_1 - \gamma_1) e^{-\gamma_1 t} + B'_1 (a_1 - \gamma'_1) e^{-\gamma'_1 t} \approx \\ \qquad \qquad \qquad \approx A - B_1 b_1 e^{-a_1 t} - B'_1 e^{-t}. \end{cases} \quad (10.64b)$$

Соответствующее разбиение области (I) на траектории «медленных» движений изображающей точки приведено на рис. 572. В этой области имеются две прямолинейные траектории $y = A + x_1 x$ и $y = A + x_2 x$, где $x_1 = -b_1 \approx 0$ и $x_2 \approx -1^1$). Остальные траекто-

¹⁾ Для углового коэффициента прямолинейной фазовой траектории $y = A + x x$ имеем согласно (10.64):

$$x^2 + (1 - a_1)x + b_1 = 0,$$

откуда

$$x_1 = -b_1 [1 + O(a_1)] \approx 0 \text{ и } x_2 = -1 + a_1 + b_1 [1 + O(a_1)] \approx -1,$$

рии (вне малой окрестности траектории $y = A + x_1 x$) близки к прямым $x + y = \text{const}$ (точнее, к прямым, параллельным второй прямолинейной траектории $y = A + x_2 x$), и изображающие точки двигаются по этим траекториям в направлении к первой прямолинейной траектории. Нетрудно видеть, что все траектории, идущие в области $y > 0$, выходят на границу области

(I) — на полупрямую Γ_1

$$x = -1, y \geqslant A - a_1$$

(так как $\dot{x} \geqslant 0$ только при $y \geqslant A - a_1$). При этом все траектории, идущие ниже прямой $x + y = A - 1$, входят в малую окрестность почти горизонтальной фазовой траектории $y = A + x_1 x$ и поэтому выходят на полупрямую Γ_1 в точках, весьма близких к точке $(-1, A)$ ¹⁾.

Если изображающая точка вышла на полупрямую $x = -1$ в некоторой точке с ординатой y_1 ($y_1 \geqslant A - a_1$), то она затем по соответствующей траектории «быстрого» движения (по траектории $x + y = y_1 - 1$) «перепрыгнет» в точку (x_1^*, y_1^*) , которая однозначно определяется условиями скачка (10.58а) (условиями сохранения напряжения на конденсаторе C и тока намагничивания в трансформаторе) и лежит в области (IIIa), если условия (10.63) выполнены. Именно, конечная точка скачка (x_1^*, y_1^*) определяется по начальной точке скачка уравнениями

$$Gx_1^* - \frac{y_1^*}{r_2} = -\frac{1}{R} - \frac{y_1}{r_1} \approx -\frac{y_1}{r_1}, \text{ так как обычно } r_1 \ll R,$$

и

$$x_1^* + y_1^* = -1 + y_1.$$

¹⁾ Заметим, что движению изображающей точки по траектории $y = A + x_1 x \approx A$ и в малой ее окрестности соответствует процесс разряда конденсатора C через сопротивление R при весьма небольших напряжениях на обмотках трансформатора. При движении изображающей точки по этой траектории x (напряжение u на сетке лампы) изменяется как $e^{-a_1 t}$ или как

$e^{-\frac{t_{\text{ст}}}{RC}}$ ($t_{\text{ст}}$ — обычное, размерное время), в то время как при движении по остальным траекториям переменные x и y изменяются как e^{-t} или как $e^{-\frac{r_1}{L} t_{\text{ст}}}$, т. е. значительно быстрее,

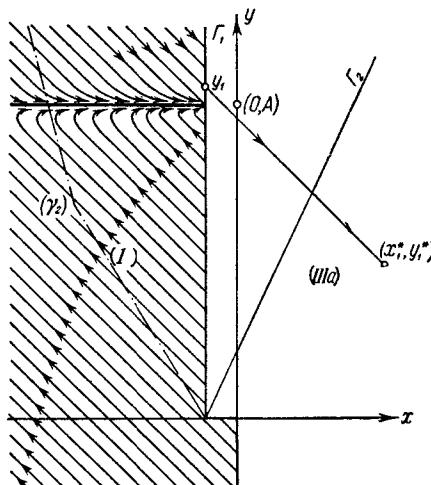


Рис. 572.

откуда

$$x_1^* \approx \frac{y_1 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) - \frac{1}{r_2}}{G + \frac{1}{r_2}} \quad \text{и} \quad y_1^* \approx \frac{y_1 \left(G + \frac{1}{r_1} \right) - G}{G + \frac{1}{r_2}} \quad (10.65)$$

(так как $y_1 \geq A - a_1 \gg 1$, то $x_1^* > 0$ и $0 < y_1^* < \frac{SR_0}{k} (x_1^* + 1)$, т. е. точка (x_1^*, y_1^*) действительно лежит в области (IIIa); при этом $y_1^* < y_1$).

В области (IIIa), т. е. в области анодной реакции и сеточного тока (там $R_i = R_0$ и $G(x) = G \approx \frac{1}{S_g}$, так как обычно $S_g \gg \frac{1}{R}$), уравнения (10.61) запишутся в виде:

$$\begin{cases} \dot{x} = y - A - a_2 x, \\ \dot{y} = A - y - b_2 x, \end{cases} \quad (10.66)$$

где

$$a_2 = \frac{L}{C} \frac{G}{r_2} \quad \text{и} \quad b_2 = \frac{L}{C} G^2;$$

в области (IIIa) $t_{ct} = L \left(G + \frac{1}{r_2} \right) t_{нов}$. Дифференциальным уравнением интегральных кривых (или фазовых траекторий, поскольку в области (IIIa) нет состояний равновесия уравнений (10.66)) будет:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{A - y - b_2 x}{y - A - a_2 x}. \quad (10.66a)$$

Характеристическое уравнение линейной системы (10.66)

$$\lambda^2 + (1 + a_2)\lambda + a_2 + b_2 = 0 \quad (10.66b)$$

в зависимости от величин параметров a_2 и b_2 , т. е. в зависимости от соотношения между характеристическим сопротивлением сеточной цепи блокинг-генератора $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ и сопротивлениями

$$\frac{1}{G} \approx \frac{1}{S_g} \quad \text{и} \quad \sqrt{\frac{r_2}{G}} \approx \left\{ S_g \left(\frac{k^2}{R_0} + \frac{k'^2}{R_u} \right) \right\}^{-1/2}$$

имеет или два действительных отрицательных корня (при $(1 - a_2)^2 > 4b_2$) или два комплексно-сопряженных корня с отрицательной действительной частью (при $(1 - a_2)^2 < 4b_2$). Нетрудно видеть, что существуют два таких значения ρ_1 и ρ_2 (причем $\rho_1 < \sqrt{\frac{r_2}{G}} < \rho_2$), что при $\rho < \rho_1$ и при $\rho > \rho_2$ корни характеристического уравнения (10.66b) будут действительными и отрицательными, а при $\rho_1 < \rho < \rho_2$ — комплексно-сопряженными.

В соответствии с этим траектории в области (IIIa) имеют вид параболических траекторий устойчивого узла, расположенного в состоя-

ний равновесия $(0, A)$, т. е. вне области $(IIIa)$, или дуг спиралей устойчивого фокуса в той же точке. Наиболее простыми эти траектории будут в случаях достаточно больших и достаточно малых значений характеристического сопротивления блокинг-генератора $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$.

При достаточно больших ρ , когда $a_2, b_2 \gg A$, вне малой окрестности оси ординат $\frac{dy}{dx} \approx +\frac{b_2}{a_2}$ (согласно уравнению (10.66а)) и фазовые траектории близки к прямым $y - \frac{b_2}{a_2} x = \text{const}$ или $\frac{y}{r_2} - Gx = \text{const}$, которые являются линиями постоянного тока намагничивания в трансформаторе, поскольку в области $(IIIa)$ ток намагничивания

$$I = n_0 \left\{ Gx - \frac{y}{r_2} \right\}.$$

При движении изображающей точки по этим траекториям происходит уменьшение x и y (т. е. уменьшение напряжений на сетке и аноде лампы и анодного тока), сопровождаемое сравнительно значительным уменьшением $x + y$, т. е. увеличением напряжения v на конденсаторе C . Иначе говоря, при $a_2, b_2 \gg A$, т. е. при $\rho \gg \frac{1}{G}$, $\sqrt{\frac{r_2}{G}}$, во время генерирования импульса анодного тока ток намагничивания I в трансформаторе почти не изменяется, а уменьшение сеточного напряжения u , приводящее в конце концов к запиранию лампы, обусловлено значительным и сравнительно быстрым возрастанием напряжения v на конденсаторе C (из-за наличия сеточного тока в лампе) и происходит, несмотря на увеличение напряжения на сеточной обмотке трансформатора. Такой механизм прекращения генерирования импульса анодного тока носит название *емкостного восстановления* состояний блокинг-генератора с запертой лампой.

Наоборот, при достаточно малых значениях $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, когда $a_2, b_2 \ll 1$, $\frac{dy}{dx} \approx -1$ (вне окрестностей прямых $y = A + a_2 x$ и $y = A - b_2 x$), и фазовые траектории будут близки к прямым $x + y = \text{const}$ — к линиям постоянного напряжения на конденсаторе C . В этом случае (при $y < A - b_2 x$) x уменьшается, а y увеличивается, что приводит к сравнительно большому уменьшению тока намагничивания I . Теперь за время генерирования импульса анодного тока напряжение v на конденсаторе C почти не изменяется, и уменьшение сеточного напряжения u , приводящее к прекращению генерирования импульса, происходит главным образом в результате уменьшения тока намагничивания I и напряжения на сеточной обмотке трансформатора, равного $-L \frac{dI}{dt_{ct}}$. Этот механизм прекращения

генерирования импульса анодного тока обычно называют *индуктивным восстановлением* состояний блокинг-генератора с запертой лампой.

Уравнения колебаний блокинг-генератора в области (III), где есть анодная реакция, но нет сеточных токов, и куда могут перейти фазовые траектории из области (IIIa), мы получим из уравнений (10.66), если заменим в них G на $\frac{1}{R}$. Фазовыми траекториями в этой области будут траектории устойчивого узла в точке $(0, A)$, также близкие к прямым $x + y = \text{const}$.

Изображающая точка, двигаясь по траекториям «медленных» движений в областях анодной реакции (IIIa) и (III), обязательно выйдет на границу этих областей — на полупрямую Γ_2 :

$$y = \frac{SR_0}{k} (x + 1) > 0,$$

являющуюся одновременно границей области «медленных» движений; отсюда изображающая точка скачком перепрыгнет в область (I).

Если начальной точкой скачка была точка (x_2, y_2) полупрямой Γ_2 , то концевая точка скачка (x_2^*, y_2^*) однозначно определится условиями скачка

$$\frac{x_2^*}{R} - \frac{y_2^*}{r_1} = G(x_2)x_2 - \frac{y_2}{r_2} \quad \text{и} \quad x_2^* + y_2^* = x_2 + y_2,$$

т. е.

$$\left. \begin{aligned} y_2^* &\approx \frac{r_1}{r_2} y_2 - r_1 G(x_2) x_2 = r_1 \left\{ \left[\frac{SR_0}{kr_2} - G(x_2) \right] x_2 + \frac{SR_0}{kr_2} \right\}, \\ x_2^* &= x_2 + y_2 - y_2^* \approx \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) y_2 + [1 + r_1 G(x_2)] x_2 = \\ &= -r_1 \left\{ \left[kS - \frac{1}{r_1} - G(x_2) \right] x_2 + kS \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (10.67)$$

Геометрическое место концевых точек скачка изображающей точки из точек полупрямой Γ_2 изображено на рис. 572 ломаной пунктирной линией (γ_2)¹. После скачка в точку (x_2^*, y_2^*) изображающая точка будет совершать «медленное» движение в области (I) по соответствующей траектории уравнений (10.64) и выйдет снова на полупрямую Γ_1 , откуда совершил скачок в область (IIIa) и т. д.

Таким образом, блокинг-генератор при выполнении условий самовозбуждения (10.59) будет совершать разрывные колебания, которым соответствуют «медленные» движения изображающей точки в областях (I) и (IIIa) — (III), чередующиеся с «быстрыми» (мгновенными)

¹⁾ Нетрудно видеть, что в силу первого из условий самовозбуждения (10.59) $x_2^* < -1$, т. е. что концевая точка скачка (x_2^*, y_2^*) действительно лежит в области (I); при этом $y_2^* > y_2 > 0$. Далее, в силу того же условия и неравенства $r_2 < \frac{R_0}{k^2}$ x_2^* убывает, а y_2^* возрастает при увеличении x_2 (или y_2).

скакками из области (I) в область (IIIa) и из области (IIIa) (или (III)) в область (I). При этом, очевидно, движениям изображающей точки в области (I) соответствуют те этапы колебательных процессов в блокинг-генераторе, во время которых лампа блокинг-генератора заперта. Наоборот, движением изображающей точки в областях (IIIa) и (III) соответствует процесс генерирования импульсов анодного тока (лампа открыта, но анодное напряжение невелико, в силу чего имеет место анодная реакция).

4. Разрывные автоколебания блокинг-генератора. Для нахождения периодических разрывных колебаний (автоколебаний) блокинг-генератора и исследования их устойчивости рассмотрим точечное преобразование II полупрямой Γ_1 самой в себя, осуществляющееся фазовыми траекториями (рис. 573). Пусть s — ордината исходной точки полупрямой Γ_1 :

$$x = -1, \quad y \geq A - a_1.$$

Из этой точки изображающая точка по траектории

«быстрого» движения перепрыгивает в точку (x_1^*, y_1^*) , определяемую по s соотношениями (10.65); затем по траектории «медленного» движения в области (IIIa) (или в областях (IIIa) и (III)) она выйдет на полупрямую Γ_2 в точке (x_2, y_2) , откуда совершил скачок в точку (x_2^*, y_2^*) , лежащую в области (I); и наконец, изображающая точка, двигаясь по соответствующей траектории «медленного» движения в области (I), выйдет снова на полупрямую Γ_1 в некоторой точке $(-1, s')$, которая и будет являться следующей точкой рассматриваемого точечного преобразования II:

$$s' = \Pi(s).$$

Очевидно, существует такой интервал исходных точек полупрямой Γ_1 $A - a_1 \leq s < s_1$, для которых точки (x_2, y_2) лежат ниже прямой $x + y = A - 1^1$). Ниже этой прямой будут лежать и соответствующие точки (x_2^*, y_2^*) , в силу чего при $b_1 \ll 1$ фазовые траектории

¹⁾ Для доказательства этого утверждения достаточно заметить, что при скачке изображающей точки $x + y$ не изменяется (так как не изменяется напряжение v на конденсаторе C), а в областях (IIIa) и (III)

$$\frac{d}{dt}(x + y) = -[a + b]x < 0.$$

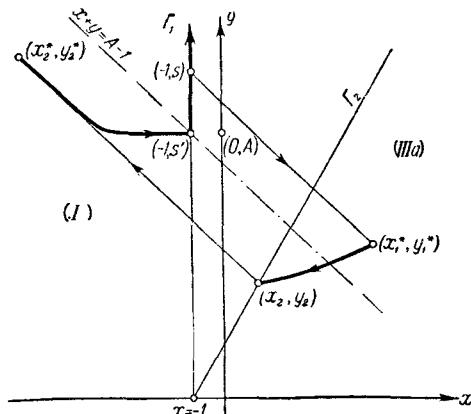


Рис. 573.

в области (I), начинающиеся в точках (x_2^*, y_2^*) , придут в малую окрестность траектории $y \approx A$ и выйдут на полупрямую Γ_1 в точках, близких к $(-1, A)$. Таким образом, при $A - a_1 \leq s < s_1$ $s' \approx A$, т. е. график функции последования $s' = \Pi(s)$ на этом интервале изменения s близок к горизонтальной прямой. Нетрудно показать непосредственным вычислением функции последования, что при $s \geq s_1$ $s' < s$. Поэтому график функции последования (т. е. диаграмма Ламеря) для рассматриваемого точечного преобразования Π имеет вид, изображенный на рис. 574. Так как график функции последования имеет

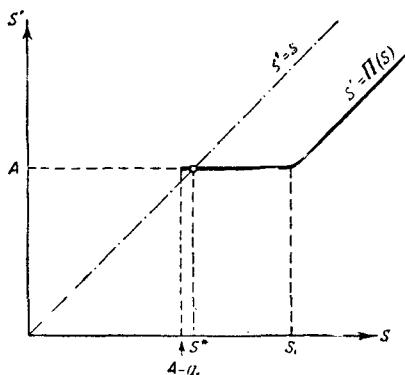


Рис. 574.

единственную точку пересечения $s = s^* \approx A$ с биссектрисой $s' = s$, причем в этой точке $\left| \frac{ds'}{ds} \right| \ll 1$, то точечное преобразование Π имеет единственную, и притом устойчивую, неподвижную точку $s = s^*$, которой на фазовой плоскости x, y соответствует единственный и устойчивый предельный цикл, пересекающий полупрямую Γ_1 в точке, близкой при $b_1 \ll 1$ к точке $(-1, A)$. К этому предельному циклу стремятся (при $t \rightarrow +\infty$) все остальные траектории, т. е., иначе говоря, в блокинг-генераторе

при любых начальных условиях устанавливается один и тот же режим разрывных автоколебаний.

Вид предельного цикла, а следовательно, и форма разрывных автоколебаний блокинг-генератора зависят главным образом от вида фазовых траекторий в области (IIIa), который в свою очередь зависит от величин параметров a_2 и b_2 . На рис. 575 — 577 приведены предельные циклы и соответствующие им осциллограммы колебаний сеточного и анодного напряжений, а также анодного тока при различных значениях характеристического сопротивления блокинг-генератора $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$: рис. 575 — для $\rho \gg \frac{1}{G}$, $\sqrt{\frac{r_2}{G}}$ (т. е. для случая емкостного восстановления, в котором траектории в области (IIIa) близки к прямым $y = \frac{b_2}{a_2} x = \text{const}$ или $I = \text{const}$); рис. 576 — для ρ , имеющих порядок величин $\frac{1}{G}$, $\sqrt{\frac{r_2}{G}}$, и рис. 577 — для $\rho \ll \frac{1}{G}, \sqrt{\frac{r_2}{G}}$ (т. е. для случая индуктивного восстановления, когда траектории в области (IIIa) близки к прямым $x + y = \text{const}$ или $v = \text{const}$). Как видно из приведенных рисунков, импульс анодного тока i_a , а также анодного напряжения u_a и выходного напряжения,

линейно зависящего от u_a , имеет наиболее плоскую вершину при $\sqrt{\frac{L}{C}} \sim \frac{1}{G}$, $\sqrt{\frac{r_s}{G}}$, т. е. в случае «смешанного» восстановления (стоящий блокинг-генератора с запертой лампой).

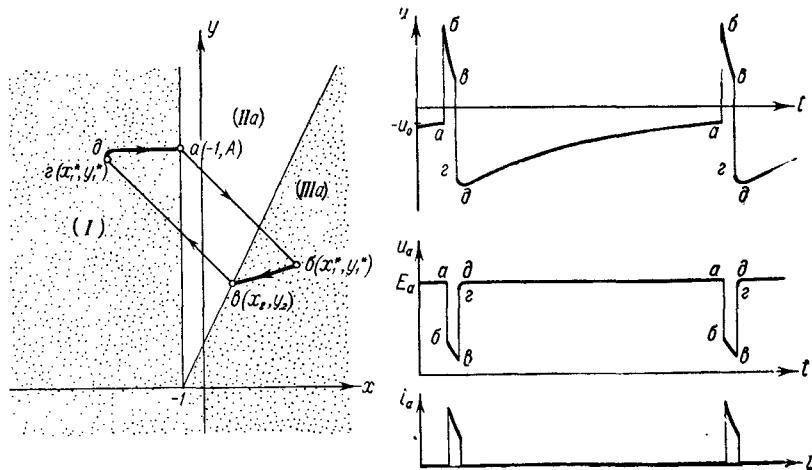


Рис. 575.

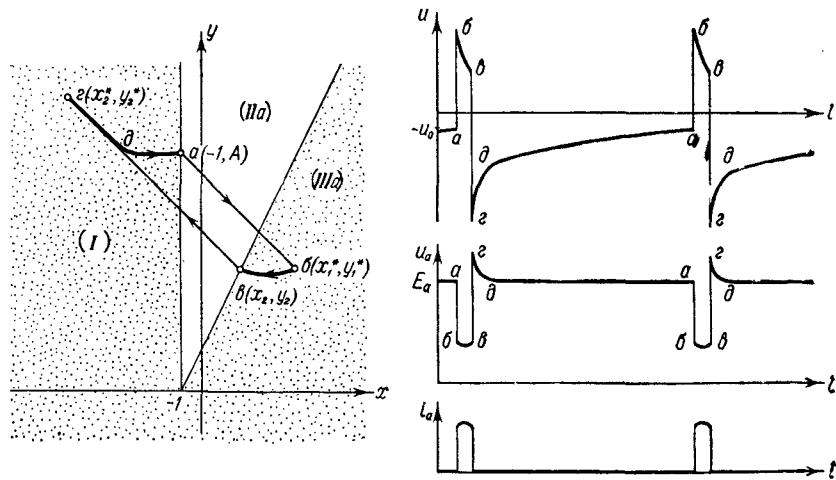


Рис. 576.

Вычисления периода колебаний, длительности импульсов анодного тока, амплитуд напряжений и токов в установившемся режиме разрывных автоколебаний блокинг-генератора существенно

упрощаются в результате того обстоятельства, что при $b_1 \ll 1$, т. е. при $\sqrt{\frac{L}{C}} \ll R$, предельный цикл пересекает полуправую Γ_1 в точке,

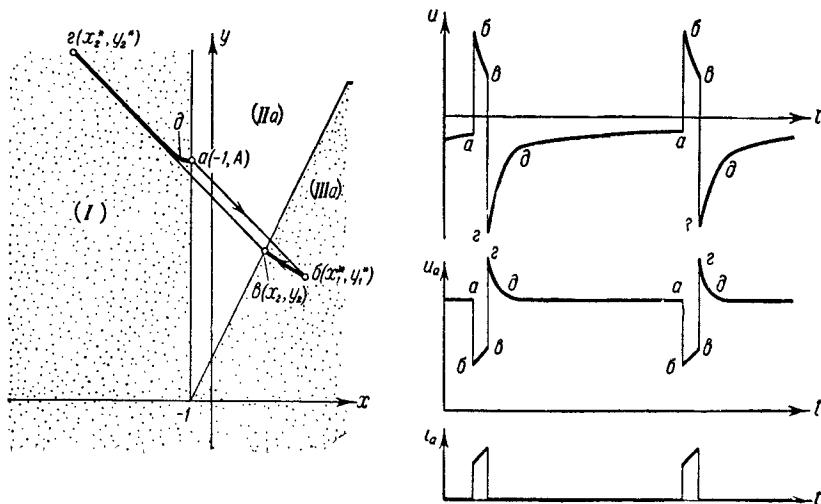


Рис. 577.

близкой к $(-1, A)$. В силу этого координаты концевой точки скачка (x_1^*, y_1^*) , определяемой соотношениями (10.65), равны:

$$x_1^* \approx \frac{A \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) - \frac{1}{r_2}}{G + \frac{1}{r_2}} \approx A \frac{\frac{k^2}{R_0}}{S_g + \frac{k^2}{R_0} + \frac{k'^2}{R_h}},$$

$$y_1^* \approx \frac{A \left(G + \frac{1}{r_1} \right) - G}{G + \frac{1}{r_2}} = A \frac{\frac{k'^2}{R_h}}{S_g + \frac{k^2}{R_0} + \frac{k'^2}{R_h}} < A$$

и практически не зависят ни от C , ни от L . Пусть $x = \varphi(t)$, $y = \psi(t)$ — уравнение фазовой траектории «маленного» движения в области $(IIIa)$, начинающейся (при $t = 0$) в точке (x_1^*, y_1^*) и являющейся дугой предельного цикла (иначе говоря, $x = \varphi(t)$, $y = \psi(t)$ является решением уравнений (10.66), удовлетворяющим начальным условиям: $\varphi(0) = x_1^*$, $\psi(0) = y_1^*$), и пусть эта траектория выходит на полуправую Γ_2 (в точке (x_2, y_2)). Составим функцию

$$\Phi(t) = \frac{SR_0}{k} [1 + \varphi(t)] - \psi(t)$$

$(\Phi(t) > 0)$ внутри области (IIIa)); тогда корень t' уравнения

$$\Phi(t) = 0,$$

очевидно, даст длительность импульсов анодного тока, генерируемых блокинг-генератором (в единицах безразмерного времени области (III)), а координатами точки выхода предельного цикла на полуправую Γ_2 будут:

$$x_2 = \varphi(t'), \quad y_2 = \psi(t')^1.$$

Соответственно длительность импульсов в единицах обычного времени будет равна:

$$\tau = L \left(G + \frac{1}{r_s} \right) t'^2.$$

Из точки (x_2, y_2) изображающая точка совершает мгновенный скачок (по отрезку траектории «быстрого» движения $x + y = \text{const}$) в точку (x_2^*, y_2^*) предельного цикла, определяемую соотношениями (10.67) и лежащую в области (I), и затем идет в области (I) по траектории «медленного» движения (10.64б), начинающейся (пусть при $t = 0$) в точке $(x_2^*, y_2^*)^3$:

$$\begin{aligned} x &\approx -[A - (x_2 + y_2)] e^{-a_1 t} + (A - y_2^*) e^{-t}, \\ y &\approx A - (A - y_2^*) e^{-t}. \end{aligned}$$

¹⁾ Если уравнение $\Phi(t) = 0$ имеет несколько корней (что может быть только при $(1 - a_2)^2 < 4b_2$), то под t' следует понимать наименьший положительный корень этого уравнения.

²⁾ Если же предельный цикл переходит в область (III) и лишь затем выходит на полуправую Γ_2 , то в этом случае, интегрируя уравнения колебаний блокинг-генератора в областях (IIIa) и (III) и используя очевидное условие непрерывности траекторий при переходе через границу этих областей, следует найти уравнение дуги предельного цикла, лежащей в областях (IIIa) и (III):

$$x = \varphi_1(t_{ct}), \quad y = \psi_1(t_{ct}),$$

и составить функцию

$$\Phi_1(t_{ct}) = \frac{SR_0}{k} [1 + \varphi_1(t_{ct})] - \psi_1(t_{ct}).$$

Тогда корень уравнения

$$\Phi(t_{ct}) = 0$$

будет являться длительностью импульса τ (в единицах обычного времени), а координатами точки (x_2, y_2) будут:

$$x_2 = \varphi_1(\tau), \quad y_2 = \psi_1(\tau).$$

³⁾ Полагая, что при $t = 0$ $x = x_2^*$ и $y = y_2^*$, мы получим из (10.64б):

$$B_1 + B'_1 = x_2^* \quad \text{и} \quad A - B'_1 = y_2^*,$$

поскольку $b_1 \ll 1$, или

$$B_1 = x_2^* + y_2^* - A = -[A - (x_2 + y_2)] \quad \text{и} \quad B'_1 = A - y_2^*.$$

Пусть t_1 — момент выхода на полупрямую Γ_1 изображающей точки, движущейся в области (I) по этой дуге предельного цикла; t_1 , очевидно, определяется уравнением $x = -1$ или, поскольку $a_1 \ll 1$ и $e^{-t_1} \ll e^{-a_1 t_1}$,

$$-1 \approx -[A - (x_2 + y_2)] e^{-a_1 t_1}.$$

Таким образом, длительность интервалов времени, в течение которых лампа блокинг-генератора заперта, равна:

$$t_1 = \frac{1}{a_1} \ln [A - (x_2 + y_2)]$$

в единицах безразмерного времени области (I), или

$$T_1 = \frac{L}{r_1} t_1 = CR \cdot \ln [A - (x_2 + y_2)]$$

в единицах обычного времени.

Так как обычно длительность импульса $\tau \ll T_1$, то период автоколебаний блокинг-генератора

$$T = T_1 + \tau \approx T_1.$$

§ 12. Симметричный мультивибратор

Рассмотрим автоколебания симметричного мультивибратора (рис. 578), предложенного Абрагамом и Блохом и являющегося одним из часто применяемых генераторов разрывных колебаний напряжения [131, 6, 61].

1. Уравнения колебаний. Для этой схемы, пренебрегая сеточными токами, анодной реакцией и всеми паразитными параметрами, в том числе и паразитными емкостями, и считая схему симметричной (т. е.

считая одинаковыми характеристики ламп L_1 и L_2 , а также величины соответствующих емкостей и сопротивлений схемы), получим (в обозначениях рис. 578) следующие уравнения колебаний:

$$\frac{E_a - (u_1 + v_1)}{R_a} = i_{a2} + \frac{u_1 - E_g}{R_g},$$

$$\frac{E_a - (u_2 + v_2)}{R_a} = i_{a1} + \frac{u_2 - E_g}{R_g},$$

$$C \frac{dv_1}{dt} = \frac{u_1 - E_g}{R_g},$$

$$C \frac{dv_2}{dt} = \frac{u_2 - E_g}{R_g},$$

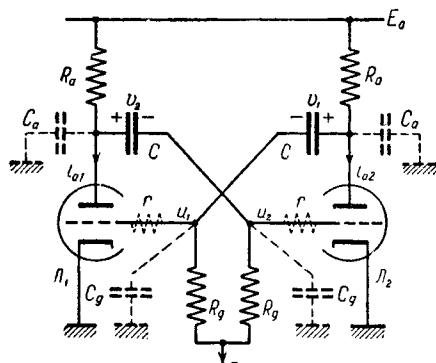


Рис. 578.

где анодные токи ламп i_{a1} и i_{a2} — функции соответственно u_1 и u_2 :

$$i_{a1} = i_a(u_1), \quad i_{a2} = i_a(u_2).$$