ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

Том 171 1969

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ЗВЕНЬЕВ В СИСТЕМЕ УПРАВЛЕНИЯ БЕТАТРОНОМ

В. М. РАЗИН

(Представлена объединенным научным семинаром факультета автоматики и вычислительной техники)

Экспериментальным путем установлено, что такой важный выходной параметр бетатрона, как мощность дозы излучения, очень чувствителен к способу фазировки инжекции. В связи с этим представляет интерес постановка и рассмотрение вопроса о выборе оптимального соотношения параметров в схеме рис. 1, предназначенной для преобразова-

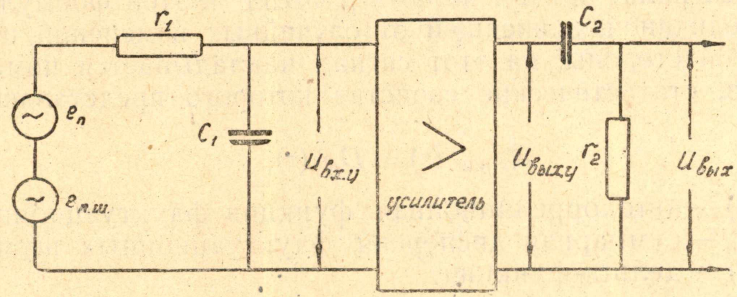

Рис. 1.

ний сигнала от пермаллоевого датчика нулевого магнитного поля в рабочей зоне.

Пермаллоевый датчик в момент перехода магнитного поля в месте установки датчика через нулевое значение генерирует импульсы напряжения $l_п$, форма которых может быть представлена уравнением [1]:

$$l_п = -\frac{H_{п.т.}\omega W_п S_с}{\left(a+\frac{N}{4\pi}\right)} \frac{10^{-8}}{\left[1+6{,}75\frac{b\omega^2}{\left(a+\frac{N}{4\pi}\right)^3} H^2_{п.ш.} t^2\right]}, \tag{1}$$

где $H_{п.т.}$ — амплитуда синусоидального магнитного поля в месте установки датчика;

ω — круговая частота магнитного поля;

$W_п$ — количество витков сигнальной обмотки на пермаллоевом сердечнике;

$S_с$ — площадь сердечника датчика;

a и b — коэффициенты, зависящие от магнитных свойств материала;

N — коэффициент размагничивания, зависящий от размеров сердечника и обмотки;

t — время.

Амплитуда напряжения $l_{\text{п.т.}}$ и длительность импульса на уровне $l = 0{,}5\, l_{\text{п.т,}}$ в соответствии с формулой (1) определяются соотношениями:

$$l_{\text{п.т.}} = -\frac{\omega W_{\text{п}} S_{\text{с}} H_{\text{п.т.}}}{\left(a + \frac{N}{4\pi}\right)} 10^{-8}, \tag{2}$$

$$\tau_{0,5} = \frac{1{,}5}{\omega H_{\text{п.т.}}} \sqrt{\frac{\left(a + \frac{N}{4\pi}\right)^3}{b}}. \tag{3}$$

В схеме рис. 1 импульс напряжения, описываемый уравнением (1), подвергается сначала фильтрации с целью ослабления влияния флуктуационных помех, вызванных перемагничиванием сердечника и другими причинами, а затем, после усиления в идеальном усилителе с коэффициентом усиления K, подвергается дифференцированию. После дифференцирования импульс детектируется вблизи нулевого уровня и поступает на компарирующее устройство для выработки сигнала фазировки инжекции. Таким образом, схема рис. 1, с одной стороны, преобразует некоторый детерминированный сигнал, математическое описание которого дается формулой (1), рассматриваемой как математическое ожидание этого сигнала, причем параметр $\omega H_{\text{п.т.}}$ в этой формуле является случайной величиной, зависящей от случайных изменений напряжения сети. С другой стороны, на этот сигнал накладывается помеха в виде белого шума, статистические свойства которого представлены соотношением

$$R_{\text{е.п.ш.}}(\tau) = D_0 \delta(\tau), \tag{4}$$

где $R_{\text{е.п.ш.}}(\tau)$ — автокорреляционная функция флуктуационных помех;

D_0 — суммарная дисперсия флуктуационных шумов;

$\delta(\tau)$ — дельта-функция.

Для упрощения расчетов произведем замену сигнала, форма которого задается уравнением (1), импульсом напряжения косинусоидальной формы

$$U = \frac{U_{\text{т}}}{2}(1 - \cos \omega_{\text{п}} t), \tag{5}$$

причем амплитуда импульса $U_{\text{т}}$ должна быть равна амплитуде напряжения $l_{\text{п.т.}}$ из соотношения (2), а приведенная частота $\varphi_{\text{п}}$ на основании равенства (3) может быть приближенно определена соотношением:

$$\omega_{\text{п}} = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{2\tau_{0,5}} = \frac{\pi}{1{,}5} \omega H_{\text{п,т.}} \sqrt{\frac{b}{\left(a + \frac{N}{4\pi}\right)^3}}. \tag{6}$$

Попутно отметим, что амплитуда импульса $U_{\text{т}}$ с датчика нуля поля и его длительность $\tau_{0,5}$ на уровне $U = 0{,}5\, U_{\text{т}}$ могут быть легко измерены экспериментально, например осциллографическими методами, и использованы в приведенных ниже расчетах.

Полагаем, что уравнение (5) справедливо при $0 \leqslant \omega_{\text{п}} t \leqslant 2\pi$, а при всех остальных $\omega_{\text{п}} t$ напряжение U тождественно равно нулю. Легко видеть, что при $\omega_{\text{п}} t = \pi$ напряжение U достигает максимума.

Прохождение импульса рассматриваемой формы через фильтр первого порядка в левой части схемы рис. 1 определяется суперпозицией переходных процессов включения RC — цепи одновременно на постоянное напряжение $U_{=} = \frac{U_т}{2}$ и переменное напряжение $U_{\sim} = \frac{U_т}{2} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$ в виде уравнений для напряжения u_c на емкости и тока i через сопротивление r.

$$u_c = \frac{U_т}{2\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}} \sin\left(\omega_п t - \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \omega_п T_1\right) - \frac{U_т}{2\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}} \times$$

$$\times \sin\left(-\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \omega_п T_1\right) e^{-\frac{t}{T_1}} + \frac{U_т}{2}\left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right); \quad (7)$$

$$i = C_1 \frac{du_c}{dt} = \frac{CU_т \omega_п}{2\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}} \cos\left(\omega_п t - \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \omega_п T_1\right) +$$

$$+ \frac{CU_т}{2T_1\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}} \sin\left(-\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \omega_п T_1\right) e^{-\frac{t}{T_1}} + \frac{CU_т}{2} \frac{1}{T_1} e^{-\frac{t}{T_1}}. \quad (8)$$

Постоянная времени T_1 в уравнениях может быть сделана достаточно малой. Так, например, при сопротивлении катушки на пермаллоевом сердечнике датчика 100 *ом* и емкости отводящих проводов 1000 *пф* постоянная времени $T_1 = 0{,}1$ *мксек*. Это значение T_1 может быть увеличено путем включения в цепь параллельно передаваемому сигналу безиндуктивной дополнительной емкости.

При анализе прохождения сигнала интерес представляет только рассмотрение видоизменений сигнала в средней его части, т. е. в окрестности величины $\omega_п t \cong \pi$, или $t = \tau_{0,5} = \frac{\pi}{\omega_п}$. В практически достижимых случаях величина $t = \tau_{0,5}$ может иметь значение порядка 1—10 *мксек*. Отсюда следует, что в уравнениях (7) и (8) можно пренебречь членами $Ce^{-\frac{t}{T_1}} \to 0$ для рассматриваемых моментов времени. Момент времени, когда напряжение на емкости C_1 достигнет максимума, соответствует моменту перехода тока i через нулевое значение и определится из уравнения:

$$\cos\left(\omega_п t_1 - \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \omega_п T_1\right) = 0. \quad (9)$$

Практически $\omega_п T_1 \cong 0{,}03$ и $\operatorname{arctg} \omega_п T_1 \cong \omega_п T_1$, следовательно

$$\omega_п t_1 = \pi + \operatorname{arctg} \omega_п T_1 = \pi + \omega_п T_1. \quad (10)$$

Полагая

$$t_1 = \tau_{0,5} + \delta_1, \quad (11)$$

найдем

$$\delta_1 = T_1, \quad (12)$$

причем амплитуда напряжения на емкости

$$u_{с.т.} = \frac{U_т}{2\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}} + \frac{U_т}{2} = U_т\left(1 - \frac{1}{4}\omega_п^2 T_1^2\right). \quad (13)$$

Итак, в результате прохождения импульса косинусоидальной формы с частотой $\omega_п$ и амплитудой U_m через фильтр первого порядка с малой постоянной времени форма импульса в основном сохраняется. Видоизменения в средней части импульса сводятся к тому, что появляется постоянное запаздывание $\delta_1 \cong T_1$ и уменьшение амплитуды импульса в n раз, где

$$n = \frac{2\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}}{1+\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}} \cong 1 + \frac{\omega_п^2 T_1^2}{4}. \tag{14}$$

Из соотношения (13) видно, что с увеличением постоянной времени T_1 наблюдается соответствующее уменьшение амплитуды импульса. Это уменьшение амплитуды импульса после дифференцирования приведет к некоторому уменьшению крутизны продифференцированного импульса и увеличению дисперсии, т. е. для уменьшения дисперсии надо уменьшить постоянную времени T_1.

С другой стороны, для уменьшения дисперсии необходимо постоянную времени T_1 увеличивать. Это видно из того, что после прохождения случайного процесса с корреляционной функцией (4) через фильтр первого порядка дисперсия будет иметь вид

$$D_ф = \frac{D_0}{2T_1}, \tag{15}$$

т. е. при увеличении постоянной времени T_1 дисперсия на выходе фильтра будет уменьшаться.

На выходе дифференцирующей цепи рис. 1 дисперсия от флуктуационных шумов будет равна

$$D_{вых} = \frac{D_0 K^2}{T_1} \frac{1}{1+\frac{T_1}{T_2}}. \tag{16}$$

Удовлетворить этим противоречивым требованиям можно посредством того или иного способа оптимизации. С этой целью необходимо сформулировать какой-либо критерий оптимальности.

Как известно, задача выбора критерия качества, подлежащего оптимизации, не может быть решена в рамках самой теории оптимальных систем [2]. В нашем случае для решения задачи оптимизации в качестве критерия качества можно взять сумму дисперсии шума на выходе фильтра и квадрата математического ожидания потери в амплитуде импульса в окрестности максимума. Сформулированный таким образом критерий качества на основании соотношений (15) и (13) принимает вид:

$$Q \simeq \frac{D_0}{2T_1} + U_т^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+(\omega_п T_1)^2}}\right)^2 \cdot \frac{1}{4}. \tag{17}$$

Известными методами следует найти минимум функции $Q(T_1)$ для некоторого оптимального значения T_1, которое и дает решение поставленной задачи. Аналитическое решение получается весьма громоздким, поэтому следует рекомендовать для отыскания оптимального значения T_1 из уравнения (17) применение электронных цифровых вычислительных машин.

При некоторых соотношениях параметров функция $Q(T_1)$ может и не иметь минимума. В этом случае должен быть сформулирован какой-либо другой критерий качества, позволяющий решить задачу оптимизации до конца и в несколько ином плане.

Если предположить, что произведение $\omega_п T_1$ мало, т. е. $\omega_п T_1 \ll 1$, то из уравнения (17) приближенное условие минимизации функции Q примет вид:

$$T_1 \cong \sqrt[5]{\frac{2D_0}{U_т^2 \omega_п^4}}\,. \qquad (18)$$

Расчет показывает, что для практических значений величин в соотношении (18) действительно $T_1 < 0{,}1$ *мксек* и $\omega_п \; T_1 < 0{,}03$. Преобразование импульса напряжения от датчика нуля магнитного поля дифференцирующей цепью $v_2 c_2$ в правой части рис. 1 будем рассматривать в предположении, что изменения импульса в фильтре $v_1 c_1$ пренебрежимо мало и, следовательно, можно полагать, что на входы дифференцирующей цепи снова действует импульс, форма которого определяется уравнением (5), а амплитуда увеличена по оси ординат в K раз, где K — коэффициент усиления идеального усилителя в схеме рис. 1.

Умножая почленно обе части уравнения (8) на сопротивление v_2 и заменяя постоянную времени T_1, после несложных преобразований получим выражение для напряжения на выходе дифференцирующей цепи

$$u_{r_2} = \frac{KU_т \omega_п T_2}{2} \left[\frac{\sin(\omega_п t - \operatorname{arctg} \omega_п T_2)}{\sqrt{1 + \omega_п^2 T_2^2}} + \frac{\omega_п T_2}{1 + \omega_п^2 T_2^2} e^{-\frac{t}{T_2}} \right]. \qquad (19)$$

При идеальном дифференцировании рассматриваемого сигнала с помощью дифференцирующего элемента, имеющего постоянную времени T_2, должно было бы быть получено напряжение

$$u_r = \frac{KU_т \omega_п T_2}{2} \sin \omega_п t. \qquad (20)$$

Вычислим суммарную задержку, которая имеет место в формирующих цепях канала фазировки, с целью получения статистической зависимости фазы инжекции от случайных изменений напряжения сети.

Выше было установлено, что задержка в фильтре составляет $\delta_1 \cong T_1$, т. е. она не зависит от сетевого напряжения.

В литературе [3] указывается, что оптимальное в смысле обеспечения лучшего дифференцирования и сохранения достаточной амплитуды после дифференцирования импульсов приблизительно прямоугольной формы значения параметра $\omega_п T_2$ определяется неравенством $\omega_п T_2 \leqslant 0{,}25$. Это обстоятельство по-прежнему означает, что при рассмотрении переходных процессов в дифференцирующей цепи при интересующем нас значении аргумента $\omega_п t \cong \pi$ можно пренебречь в уравнении (19) экспоненциальной составляющей. В этом случае момент перехода дифференцированного напряжения t_2 через нуль определится согласно соотношению (19) при $u_{\gamma_2} = 0$ из решения уравнения:

$$\sin(\omega_п t_2 - \operatorname{arctg} \omega_п T_2) = 0. \qquad (21)$$

Из уравнения (21) получаем

$$\omega_п t_2 = \pi + \operatorname{arctg} \omega_п T_2. \qquad (22)$$

Полагая $T_2 = \tau_{0,5} + \delta_2$, находим с учетом того, что $\omega_п \tau_{0,5} = \pi$,

$$\delta_2 = \frac{1}{\omega_п} \operatorname{arctg} \omega_п T_2. \qquad (23)$$

Применяя приближенную формулу $\operatorname{arctg} x \cong x - \frac{x^3}{3}$, справедливую с точностью до 0,1 % при $-0{,}29 < x < 0{,}29$, определим временную задержку δ_2 при дифференцировании реальной RC-цепью

$$\delta_2 \cong T_2 \left(1 - \frac{\omega^2 T_2^2}{3}\right). \tag{24}$$

Конечная крутизна нарастания напряжения на выходе дифференцирующей цепи после перехода через нуль и наличие определенного порога U_0 срабатывания компарирующего устройства обусловливают задержку δ_3, которую определим следующим образом. Наклон кривой напряжения в функции времени на выходе дифференциатора равен

$$\frac{dU_{r_2}}{dt} = \frac{KU_\text{т}\omega_\text{п}^2 T^2}{2} \frac{\cos[\omega_\text{п} t - \operatorname{arctg} \omega_\text{п} T_2)}{\sqrt{1 + \omega_\text{п}^2 T_2^2}}, \tag{25}$$

При $\omega_\text{п} t = \pi + \operatorname{arctg} \omega_\text{п} T_2$ имеем

$$\frac{dU_{r_2}}{dt} = -\frac{KU_\text{т}\omega_\text{п}^2 T}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_\text{п}^2 T_2^2}}. \tag{26}$$

Следовательно, вблизи перехода через нуль и после этого момента

$$U_{r_2} \cong -\frac{KU_\text{т}\omega_\text{п}^2 T_2}{2} \frac{t}{\sqrt{1 + \omega_\text{п}^2 T_2^2}}. \tag{27}$$

В момент компарирования $u_{\gamma_2} = -U_0$ и $t = \delta_3$, следовательно

$$\delta_3 = \frac{2U_0 \sqrt{1 + \omega_\text{п}^2 T_2^2}}{KU_\text{т}\omega_\text{п}^2 T_2}. \tag{28}$$

Суммарная задержка равна

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 = T_1 + T_2 \left(1 - \frac{\omega_\text{п}^2 T_2^2}{3}\right) + \frac{2U_0 \sqrt{1 + \omega_\text{п}^2 T_2^2}}{KU_\text{т}\omega_\text{п}^2 T_2}. \tag{29}$$

Из уравнения (6) видно, что круговая частота $\omega_\text{п}$ пропорциональна параметру $\omega H_\text{п.т.}$ и, следовательно, напряжению сети, и, соответственно, амплитуде импульса $U_\text{т}$, поэтому напишем

$$\omega_\text{п} = \gamma U_\text{т}, \tag{30}$$

где γ — коэффициент пропорциональности.

Подставляя (30) в (29) и полагая, при $\omega_\text{п}^2 T_2^2 \ll 1$,

$$\sqrt{1 + \omega_\text{п}^2 T_2^2} \cong 1 + \frac{1}{2}\omega_\text{п}^2 T_2^2.$$

получим

$$\delta = T_1 + T_2 + \frac{2U_0}{KU_\text{т}^3 \gamma^2 T^2} + \frac{u_0 T_2}{KU_\text{т}} - \frac{\gamma^2 U_\text{т}^2 T_2^3}{3}. \tag{31}$$

В результате мы получили некоторую нелинейную функцию от случайного аргумента $U_\text{т}$, пропорционального соответствующим случайным изменениям напряжения сети. С целью линеаризации полученного уравнения положим $U_\text{т} = U_\text{то} + \Delta U_\text{т}$, причем $U_\text{то} = \text{const}$ будет соответствовать некоторому номинальному значению напряжения сети, а $\Delta U_\text{т}$ будет представлять чисто случайные отклонения от номинального значения. Учитывая, что

$$U_\text{т} = U_\text{то}\left(1 + \frac{\Delta U_\text{т}}{U_\text{то}}\right) \tag{32}$$

и полагая $\frac{\Delta U_\text{т}}{U_\text{то}} \ll 1$, можно произвести подстановку (32) в (31) и отбросить из рассмотрения в полученном таким образом уравнении малые члены. Указанные преобразования позволяют написать

$$\delta \cong T_1 + T_2 + \frac{2U_0}{K\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2} + \frac{U_0 T_2}{KU_{\text{то}}} - \frac{\gamma^2 T_2^3 U_{\text{то}}^2}{3} -$$

$$- \frac{\Delta U_{\text{т}}}{U_{\text{то}}} \left(\frac{6U_0}{K\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2} + \frac{U_0 T_2}{KU_{\text{то}}} + \frac{2}{3} (\gamma^2 T_2^3 U_{\text{то}}^2) \right). \quad (33)$$

Теперь можно вычислить зависимость дисперсии центрированной случайной величины $\delta' = \delta - \delta_0$, определяемой последним членом в правой части уравнения (33), от дисперсии центрированной случайной величины $\Delta U_{\text{т}}$ в виде соотношения

$$D(\delta') = \frac{D(\Delta U_{\text{т}})}{U_{\text{то}}^2} \left(\frac{6U_0}{K\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2} + \frac{U_0 T_2}{KU_{\text{то}}} + \frac{2\gamma^2 T_2^3 U_{\text{то}}^2}{3} \right)^2. \quad (34)$$

Далее необходимо учесть дисперсию за счет действия флуктуационных шумов. С учетом соотношения (27) момент перехода через нуль суммарной кривой преобразованного сигнала и случайного шумового напряжения определяется из решения уравнения

$$u_{\tau_2} \cong -\frac{KU_{\text{т}} \omega_{\text{п}}^2 T_2}{2} t + a(t) = 0 \quad (35)$$

относительно переменной t. В уравнении (35) принято с целью упрощения расчетов $\sqrt{1 + \omega_{\text{п}}^2 T_2^2} \cong 1$, а сигнал $a(t)$ является случайной составляющей за счет действия тепловых и магнитных флуктуационных шумов, дисперсия которых определена соотношением (16). Производя замены с помощью равенств (30) и (32) и решая уравнение (35) относительно переменной t, получаем уравнение в первом линейном приближении

$$t \cong \frac{2a(t)}{K\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2} - \frac{6a(t) \Delta U_{\text{т}}}{K\gamma^2 U_{\text{то}}^4 T_2}. \quad (36)$$

Предполагая, что случайные величины $\Delta U_{\text{т}}(t)$ и $a(t)$ не коррелированы, вычислим результирующую дисперсию от действия флуктуационных сигналов $a(t)$ и случайных изменений напряжения сети $\Delta u_{\text{т}}(t)$. Известно, что дисперсия D_{xy} произведения некоррелированных случайных величин x и y может быть определена по формуле

$$D(xy) = D(x) D(y) + D(x) m_y^2 + D_y m_x^2, \quad (37)$$

где $D(x)$, $D(y)$, m_x и m_y — дисперсии и математические ожидания случайных величин x и y соответственно.

Поскольку мы рассматриваем центрированные случайные величины ΔU_m и $a(t)$, то $m_{\Delta U_m} = 0$ и $m_{a(t)} = 0$.

Следовательно, дисперсия момента определения прохождения продифференцированного сигнала через нулевое значение за счет действия флуктуационных эффектов и влияния случайных колебаний напряжения сети на величину коэффициентов при переменной t в уравнении (35) определиться следующим образом:

$$D_{[t]} = \frac{4D[a(t)]}{(K\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2)^2} + \frac{36 D[a(t)] D[\Delta U_{\text{т}}]}{(K\gamma^2 U_{\text{то}}^4 T_2)^2}. \quad (38)$$

Теперь учтем, что согласно (16)

$$D_{\text{вых}} = D[a(t)] = \frac{D_0 K^2}{T_1} \frac{T_2}{T_1 + T_2} \quad (39)$$

и что общая суммарная результирующая дисперсия от случайных величин δ' из уравнения (33) и t из уравнения (36) равна

$$D = D[\delta'] + D[t]. \tag{40}$$

При написании соотношения (40) учитывается, что практически случайные величины δ' и t почти не коррелированы.

В окончательном виде функция, представляющая собой критерий качества для определения постоянной времени T_2 и коэффициента усиления K, с учетом (40), (37), (38) и (34), запишется следующим образом:

$$D = \frac{4D_0}{T_1}\frac{T_2}{T_1+T_2}\frac{1}{(\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2)^2} + \frac{36D_0}{T_1}\frac{T_2}{T_1+T_2}\frac{D[\Delta U_{\text{т}}]}{(\gamma^2 U_{\text{то}}^4 T_2)^2} +$$

$$+ \frac{D(\Delta U_{\text{т}})}{U_{\text{то}}^2}\left[\frac{6U_0}{K\gamma^2 U_{\text{то}}^3 T_2} + \frac{U_0 T_2}{KU_{\text{то}}} + \frac{2\gamma^2 T_2^3 U_{\text{то}}^2}{3}\right]^2 \tag{41}$$

Анализ уравнения (41) позволяет сделать важные, на наш взгляд, в практическом отношении предварительные выводы. Во-первых, полученное соотношение имеет минимум по отношению к постоянной времени T_2. Исследуя это соотношение известными способами на минимум, можно найти некоторое оптимальное значение постоянной времени T_2, обеспечивающее минимальную дисперсию на выходе канала формирования управляющего импульса в схеме фазировки инжекции. Во-вторых, сколь угодно малое значение дисперсии может быть достигнуто за счет увеличения коэффициента усиления К идеального усилителя, т. е. усилителя безынерционного типа с идеальной линейной амплитудной характеристикой и бесконечной полосой пропускания. Ясно, что во втором приближении необходимо учесть реальные характеристики усилителя, и тогда, по-видимому, может появиться некоторая оптимальная величина коэффициента усиления усилителя. Отметим, что аналитическое исследование выражения (41) на минимум представляет непреодолимые затруднения, и задача должна решаться графически или с помощью электронных цифровых вычислительных машин. Решение поставленной задачи усложняется в еще большей степени при учете реальных параметров усилителя и других элементов в канале фазировки инжекции.

В заключение отметим, что в полном расчете статистических свойств канала фазировки инжекции необходимо учесть такие статистические свойства тиратронов в конечном модулирующем каскаде и подмодуляторе, если таковой имеется.

Известно [4], что в водородных тиратронах, находящих преимущественное использование в схемах инжекции, время зажигания составляет величину порядка десятых долей *мксек,* причем нестабильность момента зажигания доходит до нескольких сотых долей *мксек.*

Различают два вида нестабильности. Периодическая нестабильность проявляется в изменениях момента срабатывания тиратрона от импульса к импульсу. Апериодическая нестабильность проявляется в постепенном изменении времени зажигания, например, вследствие изменения температуры генератора водорода и других причин. В условиях работы тиратрона в схеме инжекции, если питание зарядного устройства нестабилизировано, может иметь место нестабильность, обусловленная изменением анодного напряжения от цикла к циклу. Нестабильность последнего типа можно в первом приближении определить в виде изменения времени зажигания в функции анодного напряжения.

$$t_з = A - BU_а = A - BU_{ао}\left(1 + \frac{\Delta U_а}{U_{ао}}\right). \qquad (42)$$

Здесь A и B — константы, а анодное напряжение $U_а = U_{ао} + \Delta U_а$, где $\Delta U_а$ представляет случайную величину.

Дисперсия времени зажигания за счет случайных изменений напряжения $\Delta U_а$ будет равна

$$D(t_з)_{\Delta u_a} = B^2 D[\Delta U_а]. \qquad (43)$$

Если принять, что периодическая нестабильность и случайные изменения величины $\Delta U_а$ не коррелированы, то результирующая дисперсия времени срабатывания $t_{ср}$ тиратрона будет равна

$$D(t_{ср}) = D(t_з)_{\Delta u_а} + D(t'_з), \qquad (44)$$

где $D(t'_з)$ — дисперсия периодической нестабильности.

Апериодическая нестабильность зажигания тиратрона будет вносить медленный дрейф по отношению к величине математического ожидания времени зажигания тиратрона. Следовательно, необходимо принимать соответствующие меры по снижению „внутренней“ нестабильности зажигания тиратрона посредством формирования управляющего импульса с надлежащими параметрами на сетке тиратрона.

В последнее время разработаны тиратроны с общей нестабильностью порядка тысячных долей *мксек*. Для подобных тиратронов основным дестабилизирующим фактором становится, таким образом, влияние непостоянства анодного напряжения в соответствии с уравнением (42).

Следует особо отметить, что введение в канал фазировки инжекции различного рода электронных схем задержки является весьма нежелательным, так как такие схемы вносят не значительные флуктуации времени задержки за счет своих внутренних нестабильностей и тем самым существенно ухудшают статистические характеристики канала. Обеспечение некоторой функциональной гибкости в канале инжекции в этом случае приводит к неоправданным потерям в производительности бетатронной установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Ананьев, А. А. Воробьев, В. И. Горбунов. Индукционный ускоритель электронов — бетатрон. Атомиздат, 1961.

2. Основы автоматического управления, под ред. В. С. Пугачева. Физматгиз, 1963.

3. Я. С. Ицхоки. Импульсные устройства. Сов. Радио, 1959.

4. Г. А. Ворончев. Импульсные тиратроны. Сов. Радио, 1958.