

## ПРОЦЕССЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕПЕЙ УПРАВЛЕНИЯ ОДНОФАЗНЫХ ИМПУЛЬСНО-ПОДМАГНИЧИВАЕМЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ

В. П. ОБРУСНИК, А. В. КОБЗЕВ

(Представлена научно-техническим семинаром НИИ АЭМ и кафедрой ЭПА)

Цепь управления любого импульсно-подмагничиваемого ферромагнитного устройства (ФУ) можно представить схемой на рис. 1, где  $i_2$  — генератор тока второй гармоники,  $L_y$  — индуктивность цепи управления при ненасыщенных сердечниках. Правомерность такого подхода можно обосновать следующими соображениями:

1. Количественные соотношения в схеме замещения на рис. 1 практически не зависят от величины индуктивности  $L_y$ , поэтому в довольно широких пределах ее изменения можно считать  $L_y = \text{const}$ .

2. В номинальном и близком к нему режимах процентное содержание высших гармоник в цепи подмагничивания не превышает 10% по отношению ко второй гармонике.

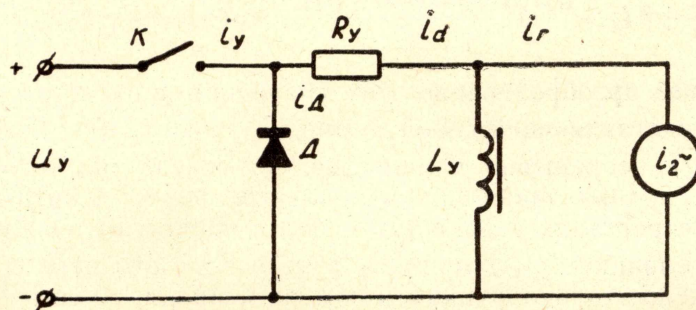


Рис. 1

3. Вследствие малой длительности подмагничивающих импульсов  $\left(\frac{t_n}{T} \leq \frac{1}{12}\right)$  энергетические соотношения в цепи обмотки управления существенно зависят от величины и фазы минимума тока в этой обмотке и практически не зависят от его формы.

Наиболее полно качественные свойства и количественные характеристики импульсно-подмагничиваемых ФУ выявляются при анализе отношения мощностей источников подмагничивания с непрерывным и импульсным управлением, в зависимости от параметров импульса:



$$K_{p1} = \frac{P_{y \text{ негр}}}{P_{y \text{ имп}}} = f(\gamma_n, \alpha_n). \quad (1)$$

Указанные связи могут быть установлены путем составления и решения дифференциальных и разностных уравнений исследуемой цепи. Так, для интервала импульса в  $n$ -й период, когда  $K_1$  замкнут и  $nT \leq t \leq nT + \gamma T$ , получим:

$$U_y = R_y \cdot i_d + L_y \frac{di_d}{dt} + L_y \frac{di_r}{dt}. \quad (2)$$

Здесь

$n$  — номер периода;

$T$  — период повторения импульсов;

$\gamma = \frac{t_n}{T}$  — относительная продолжительность импульсов.

Для интервала паузы, когда  $K_1$  разомкнут и  $nT + \gamma T \leq t \leq (n+1)T$ , будем иметь:

$$0 = R_y \cdot i_d + L_y \frac{di_d}{dt} + L_y \frac{di_r}{dt}. \quad (3)$$

Поделив (2) и (3) на  $R_y$  и вводя обозначения  $\frac{U_y}{R_y} = I$ ;  $\frac{L_y}{R_y} = T_y$ ;  $\frac{T}{T_y} = \beta$ ;  $\bar{t} = \frac{t}{T}$ , а также, учитывая, что  $i_r = I_m \sin(\omega t + \psi)$ ,  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , можно получить:

$$\beta I = \frac{di_d}{d\bar{t}} + \beta i_d + \frac{d[I_m(\bar{t}) \sin(2\pi\bar{t} + \psi)]}{d\bar{t}}, \text{ когда } n \leq \bar{t} \leq n + \gamma, \quad (4)$$

$$0 = \frac{di_d}{d\bar{t}} + \beta i_d + \frac{d[I_m(\bar{t}) \sin(2\pi\bar{t} + \psi)]}{d\bar{t}}, \text{ когда } n + \gamma \leq \bar{t} \leq n + 1. \quad (5)$$

Дальнейшее преобразование этих уравнений зависит от вида функции  $I_m(\bar{t})$ , представляющей собой амплитуду тока  $i_r(\bar{t})$ . В переходных режимах  $I_m(\bar{t})$  непрерывно изменяется, но вследствие того, что длительность переходных процессов в реальных ферромагнитных подмагничиваемых устройствах велика (20 и более периодов), можно без особой ошибки величину  $I_m(\bar{t})$  принять внутри каждого периода постоянной и являющейся только функцией номера периода, то есть

$$I_m(\bar{t}) = I_m(n). \quad (6)$$

С учетом (6) решения уравнений (4), (5) могут быть найдены известными методами в виде

$$i_{d1}(\bar{t}) = A e^{-\beta(\bar{t}-n)} + I - \frac{I_m(n) \cdot 2\pi}{\beta^2 + 4\pi^2} [2\pi \sin(2\pi\bar{t} + \psi) + \beta \cos(2\pi\bar{t} + \psi)] \quad (7)$$

при  $\delta < \bar{t} - n \leq \gamma$ ;  
 $\delta \rightarrow 0$ .

$$i_{d2}(\bar{t}) = A_1 \cdot e^{-\beta(\bar{t}-n)} - I_m(n) \frac{2\pi}{\beta^2 + 4\pi^2} [2\pi \sin(2\pi\bar{t} + \psi) + \beta \cos(2\pi\bar{t} + \psi)] \quad (8)$$



при  $\gamma \leq t-n < 1-\delta$   
 $\delta \rightarrow 0$ .

Постоянная интегрирования  $A$  найдется из начальных условий  $\bar{t}=n$ ,  
 $i_d(t) = i_d(n)$ :

$$A = i_d(n) - I + K_1 I_m(n), \quad (9)$$

где

$$K_1 = \frac{2\pi}{\beta^2 + 4\pi^2} \cdot (2\pi \sin \psi + \beta \cos \psi).$$

Значение  $A_1$  определяется после припасовывания (7) и (8) при  
 $\bar{t} = n + \gamma$ :

$$A_1 = i_d(n) - I + K_1 I_m(n) + I e^{\beta \gamma}. \quad (10)$$

Если далее принять, что  $I_m(n) = K_{mi} \cdot I_{dcpn}$ , (11)

где  $K_{mi} = \frac{I_{dcpn} - I_{dnmn}}{I_{dcpn}} \leq 1$  (рис. 2) — коэффициент модуляции тока  
 подмагничивания четными гармониками, затем путем интегрирования  
 за период уравнений (7) и (8) найти

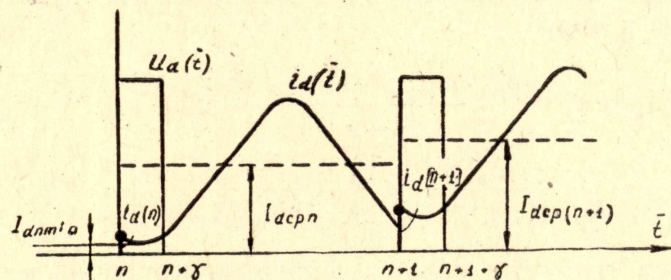


Рис. 2

$$I_m(n) = \frac{1}{K_3 \cdot \beta} \cdot i_d(n)(1 - e^{-\beta}) + \frac{1}{K_3} I \cdot \gamma + \frac{1}{K_3 \beta} \cdot I \cdot e^{-\beta}(1 - e^{\beta \gamma}), \quad (12)$$

где

$$K_3 = \left[ \frac{1}{K_{mi}} - \frac{K_1}{\beta} (1 - e^{-\beta}) \right],$$

то останется одна неизвестная функция —  $i_d(n)$  — дискрет тока в на-  
 чале каждого импульса.

Эта функция может быть найдена путем решения разностного  
 уравнения, составленного по методике [2] из условия непрерывности  
 тока в индуктивности  $L_y$ . Оно имеет вид

$$i_d[n+1] - D \cdot i_d[n] = Q, \quad (13)$$

где

$$Q = \frac{I \left[ \frac{K_1}{K_3} \gamma (e^{-\beta} - 1) + B(e^{-\beta} - 1) - e^{-\beta} + e^{\beta(\gamma+1)} \right]}{1 + \Gamma},$$

$$D = \frac{e^{-\beta} - A(1 - e^{-\beta}) + \Gamma}{1 + \Gamma}; \quad A = \frac{K_1}{K_3 \cdot \beta} \cdot (1 - e^{-\beta});$$



$$B = \frac{K_1}{K_3 \cdot \beta} \cdot e^{-\beta}(1 - e^{\beta\gamma}); \quad \Gamma = \frac{\sin \gamma}{K_3 \cdot \beta} \cdot (1 - e^{-\beta}).$$

Решая уравнение (13) классическим методом по [1], получим:

$$i_d[n] = \frac{I[K_{Mi} \cdot K_1 \cdot \gamma(e^{-\beta} - 1) + e^{-\beta}(e^{\beta\gamma} - 1)]}{1 - e^{-\beta}} \cdot (1 - e^{-\beta_3 n}) - \frac{K_{Mi} \cdot I \sin \psi [\beta\gamma - e^{-\beta}(1 - e^{\beta\gamma})]}{\beta - K_1 \cdot K_{Mi}(1 - e^{-\beta}) + K_{Mi} \cdot \sin \psi (1 - e^{-\beta})} \cdot e^{-\beta_3 n}, \quad (14)$$

где  $\beta_3 = \ln\left(\frac{1}{D}\right)$  — эквивалентная постоянная времени.

Если (14) подставить в (12), (10), (9) и далее в (7) и (8), то найдется закон изменения тока  $i_d(\bar{t})$  в любой момент времени, включая и переходный процесс.

Анализ (14) позволяет сделать вывод об идентичности динамических свойств импульсно- и непрерывно-управляемых ФУ. Во-первых, эквивалентная постоянная  $\beta_3$  зависит только от параметров схемы замещения и не зависит от параметров импульсов, а во-вторых, если в (14) экспоненту  $e^{\beta\gamma}$  заменить ее разложением в ряд Тейлора и пренебречь величинами четвертого порядка малости относительно  $\beta$  и  $\gamma$ , то (14) приводится к виду

$$i_d[n] = I \cdot \gamma \left[ \frac{K_{Mi} \cdot K_1(e^{-\beta} - 1) + e^{-\beta} \cdot \beta}{1 - e^{-\beta}} (1 - e^{-\beta_3 n}) - \frac{K_{Mi} \cdot \sin \psi \cdot (1 + e^{-\beta})}{\beta - K_{Mi} \cdot K_1(1 - e^{-\beta}) + K_{Mi} \cdot \sin \psi (1 - e^{-\beta})} \cdot e^{-\beta_3 n} \right]. \quad (15)$$

Оказывается, что если скачок непрерывного управляющего напряжения равен скачку среднего значения импульсного, то  $i_d[n]$  качественно и количественно изменяется одинаково как при непрерывном ( $I\gamma = I_{\text{непр}}$ ), так и при импульсном управлении.

Для установившегося режима  $n \sim$  и ток  $i_d$  в любой момент времени будет найден из выражений:

$$i_{d1}(\varepsilon) = [C - I + K_{Mi} \cdot \gamma \cdot I \cdot K_1] e^{-\beta\gamma} - I - K \cdot K_{Mi} \cdot I \gamma [2\pi \sin(2\pi\varepsilon + \psi) + \beta \cos(2\pi\varepsilon + \psi)], \quad (16a)$$

$$0 \leq \varepsilon \leq \gamma.$$

$$i_{d2}(\varepsilon) = [C - I + K_1 \cdot K_{Mi} \cdot I \gamma + I \cdot e^{\beta\gamma}] e^{-\beta\varepsilon} - K \cdot K_{Mi} \cdot I \gamma [2\pi \sin(2\pi\varepsilon + \psi) + \beta \cos(2\pi\varepsilon + \psi)], \quad (16)$$

$$\gamma \leq \varepsilon \leq 1.$$

Используя (16a), (16), можно найти среднее значение тока подмагничивания

$$I_{dcp} = \int_0^1 i_d(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^\gamma i_{d1}(\varepsilon) d\varepsilon + \int_\gamma^1 i_{d2}(\varepsilon) d\varepsilon = I \cdot \gamma \quad (17)$$

и тока управления  $I_{ycp} = \int_0^1 i_d(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^\gamma i_{d1}(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{I[1 - e^{-\beta(1-\gamma)}](e^{-\beta\gamma} - 1)}{\beta(1 - e^{-\beta})} +$

$$+ I \cdot \gamma + K \cdot K_{Mi} \cdot I \cdot \gamma [\cos(2\pi\gamma + \psi) - \cos \psi - \frac{\beta}{2\pi} \sin(2\pi\gamma + \psi) + \frac{\beta}{2\pi} \sin \psi]. \quad (18)$$



Подставляя (17) и (18) в (1), получаем связь коэффициента  $K_{p1}$  с параметрами  $I$ ;  $\gamma$ ;  $K_{mi}$ ;  $\beta$ ;  $\psi$ .

По (1) с учетом (17) и (18) на ЭЦВМ Мир-1 для ряда ФУ были рассчитаны кривые  $K_{p1} = f(\psi, \gamma)$ ;  $K_{p1max} = f(K_{mi}, \gamma)$ ;  $K_{p1max} = f(\beta, \gamma)$ . Характер их показан на рис. 3, а, б, в, а анализ позволяет получить ряд интересных выводов и рекомендаций.

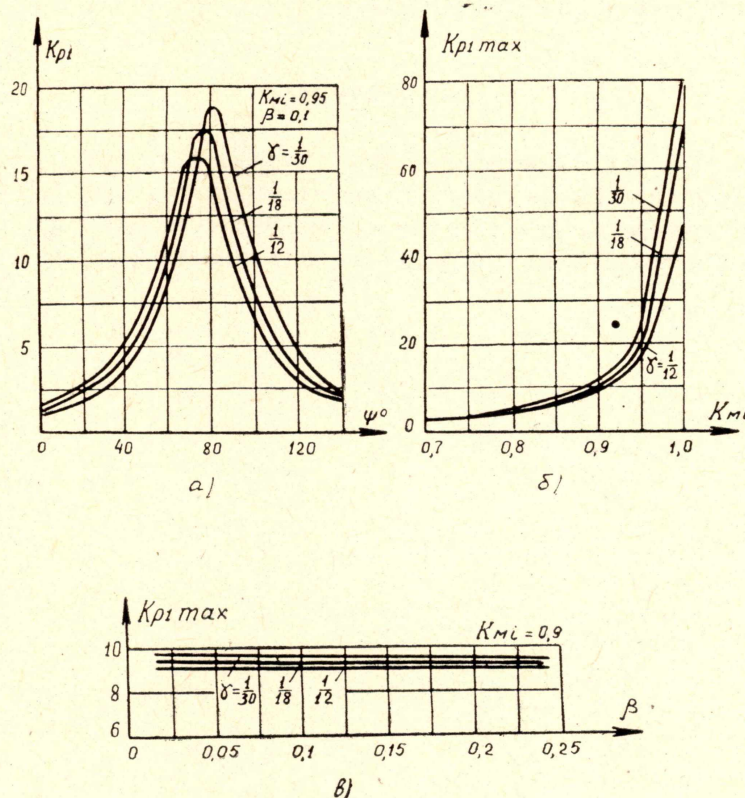


Рис. 3

1. Коэффициент передачи по мощности в цепи подмагничивания  $K_{p1}$  очень сильно зависит от фазы тока второй гармоники относительно импульса. Например (рис. 3, а), если  $\psi > 150^\circ$ , то  $K_{p1} < 1$  и при импульсном управлении потребуется даже бо́льшая мощность, чем при непрерывном. В то же время при  $\psi = 75^\circ \div 85^\circ$  значение  $K_{p1}$  увеличивается в несколько десятков раз. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при проектировании промежуточных полупроводниковых усилителей для импульсно-подмагничиваемых ФУ. В частности, учитывая, что фаза второй гармоники тока зависит от ряда факторов (степени подмагничивания, характера и величины нагрузки и т. д.), усилитель необходимо строить так, чтобы фаза импульса изменялась в соответствии с изменением фазы второй гармоники.

2. Максимальное значение  $K_{p1max}$  зависит от относительной длительности импульсов  $\gamma$ , и меньшему  $\gamma$  соответствует большее значение  $K_{p1max}$  (рис. 3, б). Отсюда следует, что для поддержания коэффициента усиления по мощности на достаточно высоком уровне необходимо ограничивать предельную ширину импульсов и так выбирать параметры полупроводникового усилителя, чтобы условия его согласования с ФУ выполнялись при возможно меньшей их длительности.

3.  $K_{p1max}$  слабо зависит от величины  $\beta = \frac{T}{T_y}$  (рис. 3, в), вследст-



вие чего кривые на рис. 3, а и б могут быть использованы для ФУ различных мощностей.

4.  $K_{p1\max}$  очень сильно зависит от величины коэффициента модуляции тока подмагничивания  $K_{mi}$ . При прочих равных параметрах большему  $K_{mi}$  соответствует большее значение  $K_{p1\max}$ . Следовательно, для получения большого коэффициента усиления по мощности нужно иметь достаточно большое значение  $K_{mi}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. О. Гельфонд. Исчисление конечных разностей. «Наука», 1967.
2. Я. З. Цыпкин. Теория линейных импульсных систем. ГИФМЛ, 1963.
3. В. П. Обрусник, А. В. Кобзев. Способ импульсного управления, Авторское свидетельство, № 245842 кл. 21a<sup>2</sup> 18/08. Бюллетень изобретений, № 20, 1969.