

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ГАРМОНИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ РАСЧЕТА ПУЛЬСАЦИИ ТОКА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РЕГУЛИРОВАНИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

А. П. ЗАЙЦЕВ, А. Д. МИТАЕНКО, Ю. В. КОЛОКОЛОВ

(Представлена научно-техническим семинаром НИИ АЭМ)

В [1] приведены схема замещения и основные уравнения, характеризующие квазистатический режим широтно-импульсного регулирования возбуждения электрических машин постоянного тока с учетом влияния вихревых токов на протекание электромагнитных процессов в цепи обмотки возбуждения и якоря. Полный ток $i_{\text{в}}$ обмотки возбуждения, потребляемый от источника питания, представляется в виде двух составляющих: ток намагничивания $i_{\text{н}}$ и эквивалентный ток контура вихревых токов $i_{\text{з}}$. Среднее за период коммутации T значение тока $i_{\text{з}}$ равно нулю, и, таким образом, контур вихревых токов не влияет на среднее значение тока намагничивания $i_{\text{н}}$, а оказывает лишь демпфирующее действие на него. Ток намагничивания, определяя полезный поток, в значительной мере определяет характер изменения переменной составляющей тока в цепи якоря. Поэтому важно знать характер изменения кривой тока намагничивания для оценки влияния импульсного регулирования возбуждения на электромагнитные процессы в цепи якоря. При наличии нулевого вентиля, шунтирующего обмотку возбуждения, выражения для переменной составляющей тока намагничивания соответственно для интервалов импульса и паузы имеют вид:

$$\text{при } 0 \leq t \leq \gamma T; \quad i_{\text{н}\sim I}(t) = I_{\text{н}}(1 - \gamma) + C_1 e^{p_1 t} + C_2 e^{p_2 t} \quad (1)$$

$$i_{\text{н}\sim II}(t) = C_3 e^{p_1(t - \gamma T)} + C_4 e^{p_2(t - \gamma T)} - \gamma I_{\text{н}} \quad (2)$$

при $\gamma T \leq t < T$.

В этих уравнениях

T — период коммутации тока в обмотке возбуждения;

γ — относительная продолжительность включенного состояния обмотки возбуждения на источник питания с напряжением U ;

$I_{\text{н}} = \frac{U}{r_{\text{в}}}$ — максимальный ток в обмотке возбуждения, соответствующий постоянному включению ее на напряжение U ;

$r_{\text{в}}$ — общее сопротивление цепи обмотки возбуждения;

$C_1 \div C_4$ и $p_{1,2}$ — постоянные интегрирования и корни характеристического уравнения, определяемые по [1].

Учитывая демпфирующее действие вихревых токов, рассмотрим возможность замены действительной кривой переменной составляющей

тока намагничивания $i_{\mu\sim}$ гармоническим сигналом. Представим переменную составляющую тока намагничивания согласно уравнениям (1) и (2) тригонометрическим рядом Фурье:

$$i_{\mu\sim}(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^n (a_k \cos k \omega t + b_k \sin k \omega t), \quad (3)$$

где $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

Используя равенство (1) и (2), определим аналитически выражения коэффициентов ряда (3), справедливые на интервале $0 \leq t \leq T$

$$\frac{a_0}{2} = \frac{1}{T} \left[\int_0^T i_{\mu\sim I}(t) dt + \int_{\gamma T}^T i_{\mu\sim II}(t) dt \right]; \quad (4)$$

$$a_k = \frac{2}{T} \left[\int_0^T i_{\mu\sim I}(t) \cos k \omega t dt + \int_{\gamma T}^T i_{\mu\sim II}(t) \cos k \omega t dt \right]; \quad (5)$$

$$b_k = \frac{2}{T} \left[\int_0^T i_{\mu\sim I}(t) \sin k \omega t dt + \int_{\gamma T}^T i_{\mu\sim II}(t) \sin k \omega t dt \right]. \quad (6)$$

После вычисления интегралов с учетом выражения для постоянных интегрирования $C_1 \div C_4$ из [1] получены выражения для коэффициентов ряда Фурье:

$$\frac{a_0}{2} = 0, \quad (7)$$

что соответствует принятому нулевому среднему значению переменной составляющей тока намагничивания;

$$a_k = \frac{I_y p_1 p_2 T^2 \{ [p_1 p_2 T^2 - (k 2 \pi)^2] \sin \beta + k 2 \pi T (p_1 + p_2) (1 - \cos \beta) \}}{k \pi [(p_1 T)^2 + (k 2 \pi)^2] [(p_2 T)^2 + (k 2 \pi)^2]}; \quad (8)$$

$$b_k = \frac{I_y p_1 p_2 T^2 \{ (1 - \cos \beta) [p_1 p_2 T^2 - (k 2 \pi)^2] - k 2 \pi T (p_1 + p_2) \sin \beta \}}{k \pi [(p_1 T)^2 + (k 2 \pi)^2] [(p_2 T)^2 + (k 2 \pi)^2]}. \quad (9)$$

В этих равенствах $\beta = k 2 \pi \gamma$.

Анализ выражений (3), (8) и (9) показывает, что гармонический состав кривой переменной составляющей тока намагничивания определяется как параметрами цепи возбуждения (значения корней P_1 и P_2), так и частотой коммутации $\frac{1}{T}$ и средним значением тока в цепи обмотки возбуждения (величина γ).

Для рассматриваемого случая ряд (3) с учетом (7) можно записать так:

$$i_{\mu\sim}(t) = \sum_{k=1}^n A_k \sin(k \omega t + \varphi_k), \quad (10)$$

где $A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ — амплитуда K -й гармоники;

$\varphi_k = \arctg \frac{a_k}{b_k}$ — фаза K -й гармоники.

Используя равенство (8) и (9), после несложных преобразований получим:

$$A_k = \frac{0,45 I_y p_1 p_2 T^2}{k} \sqrt{\frac{1 - \cos \beta}{[(p_1 T)^2 + (k 2\pi)^2][(p_2 T)^2 + (k 2\pi)^2]}}; \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_k = \frac{\sin \beta [p_1 p_2 T^2 - (k 2\pi)^2] + k 2\pi T (p_1 + p_2) (1 - \cos \beta)}{(1 - \cos \beta) [p_1 p_2 T^2 - (k 2\pi)^2] - k 2\pi T (p_1 + p_2) \sin \beta}. \quad (12)$$

Гармонический анализ выражения для переменной составляющей тока намагничивания i_{μ} при широтно-импульсном управлении цепей возбуждения показывает, что амплитуда высших гармоник значительно меньше амплитуды основной гармоники. Это подтверждается графиками, рассчитанными по уравнению (11) для двигателя П52 мощностью

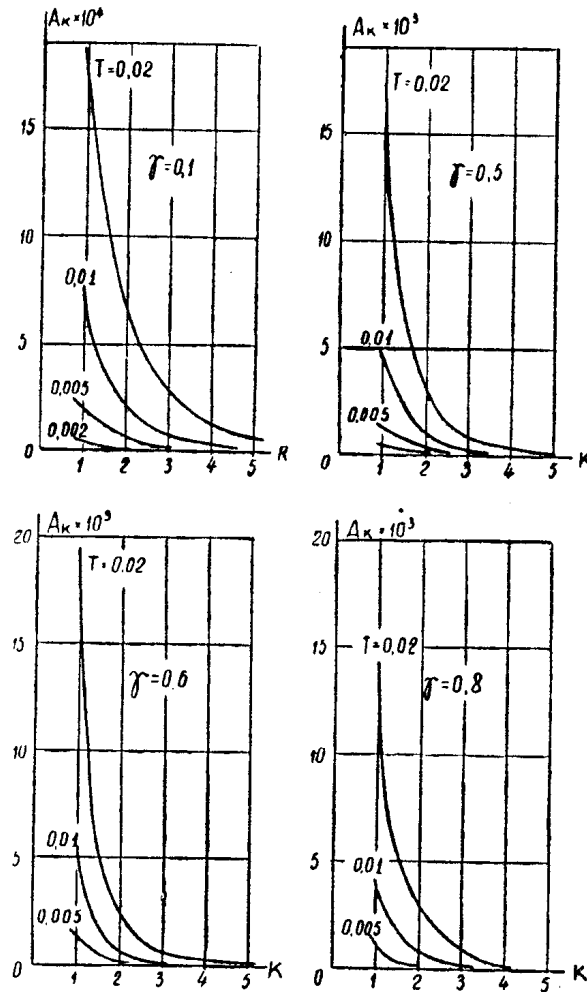


Рис. 1.

8 кВт при $k=1 \div 5$. При этом была учтена зависимость параметров цепи возбуждения, а следовательно, и корней $p_{1,2}$ от величины среднего тока в обмотке возбуждения.

Из-за демпфирующего действия вихревых токов для предварительных расчетов можно принимать пульсации переменной составляющей тока намагничивания i_{μ} синусоидальными с частотой, определяемой частотой коммутации тока в обмотке возбуждения

$$i_{\mu} = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1). \quad (13)$$

Тогда размах пульсаций Δi_r определится двойной амплитудой A_1 основной гармоники. При этом наименьшая погрешность при пренебрежении высшими гармониками будет для значений γ , близких к 0,5. Реально с учетом влияния вихревых токов уравнение для якорного тока имеет третий порядок. Для расчета максимального размаха пульсаций тока якоря необходимо определить время этого максимума, решая уравнение третьего порядка. В общем случае эта задача аналитически не решается. В связи с этим, используя результаты гармонического анализа, можно упростить расчет пульсаций тока якоря, вызванных пульсациями магнитного потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Зайцев, А. Д. Митаенко. Анализ электромагнитных процессов в цепи обмотки возбуждения при импульсном регулировании. Доклады VII научно-технической конференции «Статические преобразователи в автоматике и электроприводе». Томск, 1971.
