

## РЕАКЦИЯ ЯКОРЯ СИНХРОННОЙ МАШИНЫ С ТАНГЕНЦИАЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫМИ МАГНИТАМИ

Канд. техн. наук, доц. ШАФРАНСКИЙ В. И.

Белорусский национальный технический университет

Индуктивные сопротивления реакции якоря по продольной оси  $X_{ad}$  и поперечной оси  $X_{aq}$ , а также соотношение между ними оказывают большое влияние на технико-экономические показатели синхронной машины. В связи с этим исследование реакции якоря машины имеет научно-практическое значение.

Ротор синхронной машины рассматриваемой конструкции (рис. 1), называемый ротором коллекторного типа [1], содержит  $2p$  призматических магнитов 1 ( $p$  – число пар полюсов) и  $2p$  сегментов 2 из магнитомягкого материала, расположенных на немагнитной втулке 3. На наружной поверхности ротора имеется бандаж 4 из немагнитного материала.

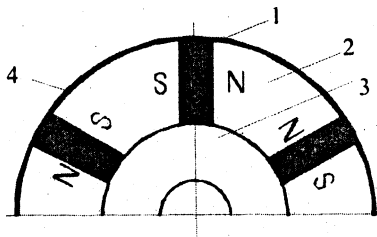


Рис. 1

Для исследования реакции якоря рассмотрим модели машины в пределах одного полюсного деления  $\tau$  по продольной оси  $d$  (рис. 2) и поперечной оси  $q$  (рис. 3), где показаны пути вероятного замыкания магнитного потока рассеяния  $\Phi_s$  и магнитного потока взаимоиндукции (реакции якоря)  $\Phi_{ad}$ , проникающего в ротор. (Параметры, относящиеся к осям  $q$  или  $d$ , имеют индекс  $d$  или  $q$  соответственно.)

Как видно из рис. 2а, магнитный поток взаимоиндукции  $\Phi_{ad}$  преодолевает магнитное сопротивление немагнитного зазора:

$$\delta = \delta_b + \delta_\delta,$$

где  $\delta_b$  – воздушный зазор;  $\delta_\delta$  – толщина бандажа, в роторе разделяется на две части, каждая из которых встречает большое магнитное сопротивление самого магнита и двух стыков между магнитом 1 и сегментами 2. Поэтому значительная часть магнитного потока  $\Phi_{ad}$  будет замыкаться по путям рассеяния (на рис. 2 не показано) ротора (через торцевые поверхности сегментов и их поверхности, прилегающие к втулке 3). Следовательно, если пренебречь магнитным сопротивлением стальных участков, то схема замещения магнитной цепи по продольной оси будет иметь вид, как на рис. 2б. Здесь символом  $R$  обозначены магнитные сопро-

тивления, обратно пропорциональные магнитным проводимостям  $\Lambda$ , т. е.  $R = 1/\Lambda$ :  $R_s$  – магнитное сопротивление рассеяния якоря;  $R_\delta$  – то же немагнитного зазора;  $R_\sigma$  – то же рассеяния ротора;  $R_m$  – то же магнита;  $R_c$  – то же стыков между магнитом и сегментами.

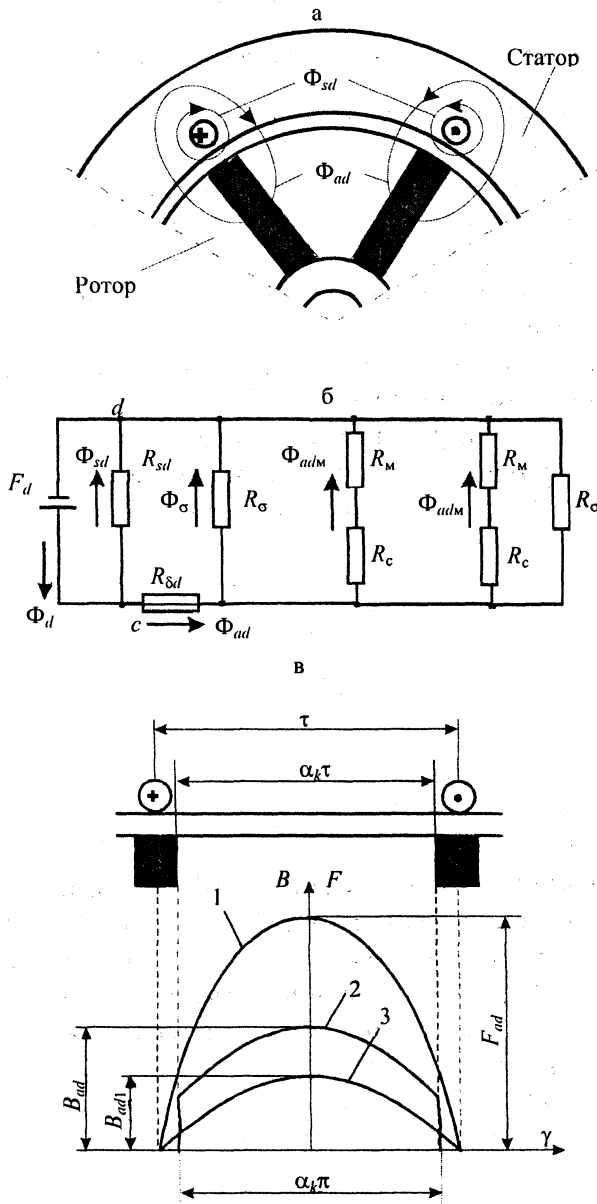


Рис. 2. Модель синхронной машины для продольной оси: а – пути замыкания магнитного потока; б – схема замещения; в – кривые МДС и индукций

Магнитную проводимость  $\Lambda_s$  можно рассчитать, например, по [2], а магнитную проводимость  $\Lambda_\sigma$  – по [3]. Остальные магнитные проводимости, следовательно, и магнитные сопротивления определим ниже.

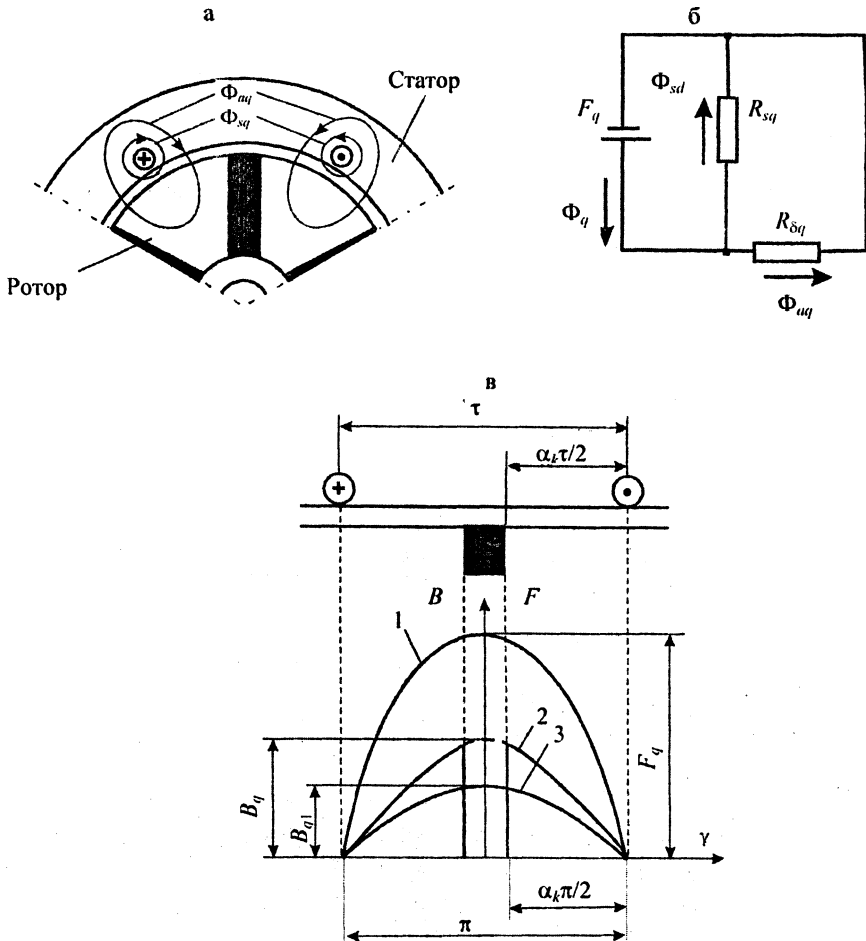


Рис. 3. Модель синхронной машины для поперечной оси: а – пути замыкания магнитного потока; б – схема замещения; в – кривые МДС и индукций

Как видно из рис. 3а, магнитный поток взаимоиндукции по поперечной оси  $\Phi_{aq}$  в роторе замыкается по магнетомягкому сегменту 2, магнитным сопротивлением которого можно пренебречь, поэтому схема замещения магнитной цепи по поперечной цепи будет иметь вид, как на рис. 3б.

На рис. 2в и 3в показаны синусоидальные кривые 1 МДС якоря  $F$ , кривые 2 действительной индукции  $B$ , построенные с учетом того, что магнитное сопротивление постоянного магнита соизмеримо с магнитным сопротивлением воздуха, а также кривые 3 первой гармоники индукции.

Определим вначале индуктивное сопротивление реакции якоря по продольной оси

$$X_{ad} = \frac{E_{ad}}{I_d}, \quad (1)$$

где  $E_{ad}$  – ЭДС, индуцированная продольной составляющей магнитного потока взаимоиндукции  $\Phi_{ad}$ ;  $I_d$  – продольная составляющая тока якоря.

ЭДС  $E_{ad}$  индуцируется первой гармоникой продольного потока якоря  $\Phi_{ad1}$ , поэтому [4]

$$E_{ad} = \sqrt{2}\pi w k_0 f \Phi_{ad1}, \quad (2)$$

где  $f$  – частота;  $w$ ,  $k_0$  – число витков и обмоточный коэффициент соответственно.

Магнитный поток  $\Phi_{ad1}$  определяется первой гармонической индукции  $B_{d1}$  [4]

$$\Phi_{ad1} = \frac{2}{\pi} \tau L B_{d1}, \quad (3)$$

где  $L$  – активная длина машины.

Согласно теории рядов Фурье

$$B_{d1} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} B_d(\gamma) \cos \gamma d\gamma, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – угловая координата.

Как видно из рис. 2в, в пределах интегрирования  $\gamma = 0 \dots \pi/2$ :

$$\begin{aligned} B_d(\gamma) &= B_d \cos \gamma && \text{при } 0 < \gamma < \alpha_k \frac{\pi}{2}; \\ B_d(\gamma) &= 0 && \text{при } \alpha_k \frac{\pi}{2} < \gamma < \frac{\pi}{2}, \end{aligned}$$

где  $\alpha_k = \frac{b_c}{\tau}$  – конструктивный коэффициент полюсной дуги;  $b_c$  – длина дуги сегмента 2.

Следовательно:

$$\begin{aligned} B_{d1} &= \frac{4}{\pi} \int_0^{\alpha_k \frac{\pi}{2}} B_d \cos^2 \gamma d\gamma = \frac{4B_d}{\pi} \int_0^{\alpha_k \frac{\pi}{2}} \frac{1}{2} (1 + \cos 2\gamma) d\gamma = \\ &= \frac{2B_d}{\pi} \left( \gamma + \frac{1}{2} \sin 2\gamma \right) \Bigg|_0^{\alpha_k \frac{\pi}{2}} = \frac{B_d}{\pi} (\alpha_k \pi + \sin \alpha_k \pi) = B_d k_d, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $k_d = \frac{B_{d1}}{B_d} = \frac{\alpha_k \pi + \sin \alpha_k \pi}{\pi}$  – коэффициент формы кривой индукции по продольной оси.

На основании (1)...(3) и (5)

$$X_{ad} = \frac{2\sqrt{2} w k_0 f \tau L B_d k_d}{I_d}. \quad (6)$$

Продольный магнитный поток взаимоиндукции, созданный обмоткой якоря, определяется площадью, ограниченной кривой 2 действительной кривой индукции (рис. 2в) и осью абсцисс:

$$\Phi_{ad} = 2L \int_0^{\alpha_k \frac{\pi}{2}} B_d \cos \frac{\pi}{\tau} x dx = \frac{2}{\pi} L \tau B_d \sin \alpha_k \frac{\pi}{2} = \frac{2}{\pi} L \tau B_d k_{\Phi d}, \quad (7)$$

где  $k_{\Phi d} = \sin \alpha_k \frac{\pi}{2}$  – коэффициент формы кривой магнитного потока по продольной оси;  $x = \frac{\tau}{\pi} \gamma$  – координата в единицах длины.

Этот магнитный поток можно выразить также следующим образом:

$$\Phi_{ad} = \Lambda_{ad} F_d, \quad (8)$$

где  $\Lambda_{ad}$  – полная магнитная проводимость по продольной оси на пару полюсов;

$$F_d = \frac{2\sqrt{2}mwk_o I_d}{\pi p} \text{ – МДС на пару полюсов по продольной оси [4],} \quad (9)$$

где  $m$  – число фаз обмотки якоря.

Из равенства (7) и (8) с учетом (9) находим

$$B_d = \frac{\sqrt{2}mwk_o I_d}{pL\tau k_{\Phi d}} \Lambda_{ad}. \quad (10)$$

Подставим это значение  $B_d$  в (6) и получим

$$X_{ad} = \frac{4mf(wk_o)^2 k_d}{pk_{\Phi d}} \Lambda_{ad}. \quad (11)$$

Магнитная проводимость  $\Lambda_{ad} = \frac{1}{R_{ad}}$ , а магнитное сопротивление  $R_{ad}$  –

это сопротивление схемы на рис. 2б относительно точек  $d$  и  $c$

$$R_{ad} = R_{\delta d} + \frac{R_{\sigma} R_{mc}}{2(R_{\sigma} + R_{mc})} = \frac{2R_{\delta d}(R_{\sigma} + R_{mc}) + R_{\sigma} R_{mc}}{2(R_{\sigma} + R_{mc})}, \quad (12)$$

где  $R_{mc} = R_m + R_c$ .

Если пользоваться магнитными проводимостями, то

$$R_{ad} = \frac{1}{\Lambda_{\delta d}} + \frac{1}{2(\Lambda_{\sigma} + \Lambda_{mc})} = \frac{\Lambda_{\delta d} + 2(\Lambda_{\sigma} + \Lambda_{mc})}{2\Lambda_{\delta d}(\Lambda_{\sigma} + \Lambda_{mc})}, \quad (13)$$

где  $\Lambda_{\sigma}$  – проводимость рассеяния торцевых и боковых поверхностей ротора.

Следовательно:

$$\Lambda_{ad} = \frac{2\Lambda_{\delta d}(\Lambda_{\sigma} + \Lambda_{mc})}{\Lambda_{\delta d} + 2(\Lambda_{\sigma} + \Lambda_{mc})}. \quad (14)$$

Магнитная проводимость немагнитного зазора

$$\Lambda_{\delta d} = \frac{\Phi_{ad}}{F_{\delta d}}, \quad (15)$$

где  $F_{\delta d} = \frac{2\delta k_{\delta} B_d}{\mu_0}$  – МДС немагнитного зазора на пару полюсов;  $k_{\delta}$  – коэффициент, учитывающий зубчатое строение статора;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость воздуха.

Подставив сюда значение  $\Phi_{ad}$  из (7), получим

$$\Lambda_{\delta d} = \frac{\mu_0 L \tau k_{\Phi d}}{\pi \delta k_{\delta}}. \quad (16)$$

МДС, приложенная к магниту и стыкам:

$$F_{dmc} = H_c 2\delta_c + H_m h_m, \quad (17)$$

где  $H_c$ ,  $H_m$  – напряженность стыка и напряженность магнита соответственно;  $\delta_c$  – длина воздушного зазора в стыке;  $h_m$  – высота (толщина) магнита (размер в тангенциальном направлении).

Напряженности стыка и магнита:

$$H_c = \frac{B_c}{\mu_0} = \frac{\Phi_{adm}}{S_m \mu_0} = \frac{\Phi_{adm}}{b_m \mu_0 L};$$

$$H_m = \frac{B_m}{\mu_m} = \frac{\Phi_{adm}}{\mu_m L b_m},$$

где  $S_m = b_m L$  – площадь магнита;  $b_m$  – ширина магнита (размер в радиальном направлении),  $\mu_m = \frac{B_r}{H_{cb}}$  – магнитная проницаемость магнита;  $B_r$  – остаточная индукция магнита;  $H_{cb}$  – коэрцитивная сила магнита по индукции.

Следовательно:

$$F_{dmc} = \frac{\Phi_{adm}}{L b_m} \left( \frac{2\delta_c}{\mu_0} + \frac{h_m}{\mu_m} \right). \quad (18)$$

Магнитная проводимость магнита и стыков

$$\Lambda_{mc} = \frac{\Phi_{adm}}{F_{dmc}} = \frac{L b_m}{2\delta_c / \mu_0 + h_m / \mu_m}. \quad (19)$$

Индуктивное сопротивление реакции якоря по поперечной оси можно представить выражением, аналогичным (11):

$$X_{aq} = \frac{4m(wk_o)k_q}{pk_{\Phi q}}. \quad (20)$$

Коэффициент формы кривой индукции по поперечной  $k_q$  можно найти, определив ее первую гармонику  $B_{q1}$  по кривой 2 на рис. 3в:

$$B_{q1} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} B_q(\gamma) \cos \gamma d\gamma.$$

Как видно из рис. 3в:

$$B_q(\gamma) = 0 \quad \text{при } 0 < \gamma < (1 - \alpha_k) \frac{\pi}{2};$$

$$B_q(\gamma) = B_q \cos \gamma \quad \text{при } (1 - \alpha_k) \frac{\pi}{2} < \gamma < \frac{\pi}{2},$$

поэтому

$$\begin{aligned} B_{q1} &= \frac{4}{\pi} \int_{(1-\alpha_k)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} B_q(\gamma) \cos^2 \gamma d\gamma = \frac{2B_q}{\pi} \left( \gamma + \frac{1}{2} \sin 2\gamma \right) \Big|_{(1-\alpha_k)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} = \\ &= B_q \left( \alpha_k - \frac{1}{\pi} \sin \alpha_k \pi \right) = B_q k_q, \end{aligned}$$

$$\text{где } k_q = \frac{B_{q1}}{B_q} = \frac{\alpha_k \pi - \sin \alpha_k \pi}{\pi}.$$

Коэффициент формы кривой магнитного потока по поперечной оси  $k_{\Phi q}$  найдем, определив величину этого потока по кривой 2 на рис. 3в:

$$\begin{aligned} \Phi_{aq} &= 2L \int_{(1-\alpha_k)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} B_q(\gamma) \cos \frac{\pi}{\tau} x dx = \frac{2}{\pi} L \tau B_q \sin \frac{\pi}{\tau} x \Big|_{(1-\alpha_k)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} = \\ &= \frac{2}{\pi} L \tau B_q \left[ \sin \frac{\pi}{2} - \sin \frac{\pi}{2} (1 - \alpha_k) \right] = \frac{2}{\pi} L \tau B_q k_{\Phi q}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\text{где } k_{\Phi q} = 1 - \cos \alpha_k \frac{\pi}{2}.$$

Магнитная проводимость немагнитного зазора по поперечной оси

$$\Lambda_{aq} = \frac{\Phi_{aq}}{F_{\delta q}} = \frac{\mu_0 L \tau k_{\Phi q}}{\pi \delta k_{\delta}}, \quad (22)$$

где  $F_{\delta q} = \frac{2\delta k_{\delta} B_q}{\mu_0}$  – МДС воздушного зазора на пару полюсов.

## ВЫВОДЫ

1. В магнитоэлектрических синхронных машинах с тангенциально намагниченными магнитами  $X_{aq} \geq X_{ad}$ , что не характерно для машин с электромагнитным возбуждением.

2. На магнитные проводимости и индуктивные сопротивления реакции якоря по продольной и поперечной осям сильное влияние оказывает размер магнита в тангенциальном направлении, определяющий конструктивный коэффициент полюсной дуги.

3. Магнитная проводимость рассеяния ротора оказывает сильное влияние на индуктивное сопротивление взаимоиндукции по продольной оси.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балагуров В. А., Галтеев Ф. Ф. Электрические генераторы с постоянными магнитами. – М., 1988. – 280 с.
2. Проектирование электрических машин / Под ред. И. П. Копылова. – М., 1980. – 495 с.
3. Постоянные магниты / Под ред. Ю. М. Пятина. – М., 1980. – 486 с.
4. Вольдек А. И. Электрические машины. – Л., 1978. – 832 с.

Представлена кафедрой  
электрооборудования

Поступила 12.12.2002

УДК 62-85:621.313.333

## **ТИРИСТОРНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ ПО ТОКУ КАК ЗВЕНО СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ**

**Канд. техн. наук, доц. КОВАЛЬ А. С.,  
инж. СКАРЫНО Б. Б.**

*Белорусско-Российский университет*

Электроприводы переменного тока на основе тиристорных преобразователей напряжения (ТПН) позволяют наряду с формированием пускотормозных режимов обеспечивать и режим энергосбережения при недогруженном двигателе.

Однако, несмотря на простоту силовой схемы ТПН, в процессе функционирования таких систем возникают трудности. Одна из них связана с колебаниями момента двигателя при работе на подсинхронных скоростях [1], когда и обеспечивается эффект энергосбережения за счет уменьшения напряжения на двигателе при использовании ТПН с синхронизацией по напряжению в приводе без обратной связи по скорости. В этом случае для устойчивой работы необходимо применять ТПН с синхронизацией по току [1, 2]. Возникает задача представления ТПН с синхронизацией по току в виде звена системы автоматического регулирования, что позволяет подходить к проектированию систем энергосберегающего параметрического асинхронного электропривода. Рассмотрим подход к решению такой задачи при работе асинхронного двигателя на участке механической характе-