

УДК 621.313

М.А. Шакиров

## ТРАНСФОРМАТОРНАЯ МОДЕЛЬ СИНХРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

М.А. Shakirov

### TRANSFORMER MODEL OF SYNCHRONOUS GENERATORS

Разработана новая теория синхронных турбо- и гидрогенераторов, в основу которой положен непосредственный анализ движения электромагнитной энергии от ротора к статору с использованием понятия о векторе Пойнтинга.

ЯВНОПОЛЮСНЫЙ РОТОР; НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИННОГО ПОЛЯ; НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ; ВЕКТОР ПОЙНТИНГА; ОБМОТКА СТАТОРА.

The paper presents a new theory of synchronous turbo and hydro generators, based on direct analyzing the motion of electromagnetic energy from the rotor to the stator using the concept of the Poynting vector.

SALIENCY ROTOR; MAGNETIC FIELD STRENGTH; ELECTRIC FIELD INTENSITY; POYNTING VECTOR; STATOR WINDING.

Принято считать, что наивысший уровень понимания работы электротехнических устройств достигается тогда, когда он объясняется с учетом движения энергии или потока мощности, т. е. с помощью известного вектора Пойнтинга  $\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ . С этих позиций рассматриваются, в частности, передача энергии вдоль проводов линий, излучение антенн, потери на вихревые токи в массивных шинпроводах, магнитный поверхностный эффект в стальных листах и т. д. В ряде случаев такой подход может не только уточнить, но и полностью перевернуть традиционные представления об электромагнитных процессах в устройстве. Примером служит переворот в понимании роли так называемого “потока рассеяния” в пространстве между обмотками силового трансформатора. В действительности оказалось, что этот поток играет важную роль в передаче мощности от первичной обмотки во вторичную [1–3]. В данной статье показано, что аналогичная ситуация возникает при объяснении принципа действия синхронных электрических машин.

**Примечание 1.** Полученная в работе [4] формула для вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}$  в синхронных машинах некорректна, поскольку ее не удастся связать с известными выражениями для активной мощности синхронных машин и тем более с передачей реактивной мощности в нагрузку. В [5, с. 149] картины векторов [4] дополнены линиями магнитного поля. Оба автора утверждают о существовании мистической “составляющей вектора Пойнтинга ( $\mathbf{P}_\tau$ ), циркулирующей в воздушном зазоре”, т. е. по касательной к окружности посреди воздушного зазора. Более того, утверждается, что при чисто индуктивной или емкостной нагрузках только такая составляющая вектора Пойнтинга имеет место. Этот сомнительный вывод повторяется в учебниках по электрическим машинам [6–8].

Цель данной статьи не только продемонстрировать надуманность подобных представлений, но и дать совершенно новый подход при определении вектора Пойнтинга синхронного генератора, в котором важнейшую роль играет, как и в трансформаторе, *поток рассеяния* в воздушном зазоре машины. Третья цель — построение теории явнополюсных машин на базе вектора

Пойнтинга без обращения к идее *двух реакций* Андре Блонделя.

Для облегчения понимания новых идей рассматривается идеализированный синхронный генератор с магнитной проницаемостью стали  $\mu = \infty$  и сопротивлением обмотки фазы статора  $R_{об} = 0$ . Все уравнения записываются для одной фазы однопериодной, т. е. двухполюсной, машины с полюсным делением  $\tau = \pi D / 2$ , где  $D$  — диаметр по средней поверхности воздушного зазора. Число витков в фазе —  $w$ , число фаз —  $m = 3$ . Число витков обмотки постоянно-го тока ( $i_f$ ) на роторе равно  $w_f$ . Обмотки бесконечно тонкие. Комплексы синусоидальных величин, включая магнитные потоки, записываются относительно их действующих значений.

**Неявнополюсный синхронный генератор**

Центральной является идея *уподобить обмотку фазы статора* вторичной обмотке трансформатора, поскольку постоянный магнитный поток вращающегося ротора *воспринимается* ею как *первичный* переменный магнитный поток. Новизна состоит в использовании модели с неподвижным ротором, которую будем называть *трансформаторной моделью синхронного генератора* (рис. 1), поскольку в ней:

вращающийся с угловой скоростью  $\omega$  поток ротора  $\Phi_0$  (создаваемый током ротора  $i_f$ ) заменен комплексным потоком  $\dot{\Phi}_0$  неподвижного ротора;

расположение фазы обмотки статора с током  $\dot{I}$  выбирается таким, чтобы обеспечивалось бла-

гоприятное условие в отношении охвата ею потока  $\dot{\Phi}_0$ ;

все фазы *воспринимают* ротор одинаковым образом, а следовательно, аналогичная модель имеет место и для двух других фаз с токами  $\dot{I}e^{-j2\pi/3}$  и  $\dot{I}e^{j2\pi/3}$ ; их взаимное влияние будет учтено на заключительном этапе после получения соотношений для выделенной на рис. 1 фазы;

число витков фазы принимается равным

$$w' = k_{об} w, \tag{1}$$

где  $k_{об}$  — обмоточный коэффициент; фаза подключена к сопротивлению нагрузки  $Z_{нагр}$ ;

при холостом ходе ( $Z_{нагр} = \infty$ ) в фазе индуцируется ЭДС

$$\dot{E}_0 = j\omega w' \dot{\Phi}_0. \tag{2}$$

Величина  $\dot{\Phi}_0$  определяется током  $J_f = i_f / \sqrt{2}$  источника тока, внутреннее сопротивление которого равно бесконечности. Таким образом,

$$\dot{\Phi}_0 = \frac{w_r J_f}{R_d^M}, \tag{3}$$

где  $R_d^M$  — продольное магнитное сопротивление потоку  $\dot{\Phi}_0$ , равное

$$R_d^M = \frac{\pi^2 k_\mu k_\delta 2\delta}{8 \mu_0 l \tau} = \frac{\pi^2 2\delta'}{8 \mu_0 \tau}. \tag{4}$$

Здесь  $l$  — длина машины;  $\delta' = k_\mu k_\delta \delta$ , где  $k_\delta$  — коэффициент воздушного зазора;  $k_\mu$  — коэффициент насыщения. Если  $r_{rot}$  — радиус ротора, то  $r_{stat} = r_{rot} + \delta'$  — радиус статора. Коэффициент  $\pi^2 / 8$  учитывает синусоидальное распределение поля.

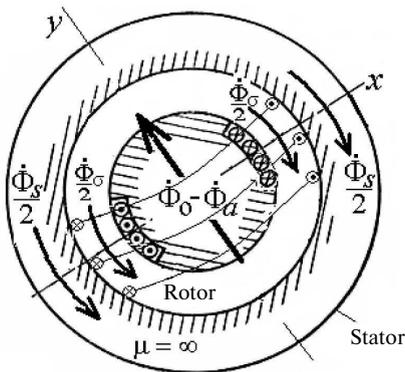


Рис. 1. Трансформаторная модель синхронного генератора

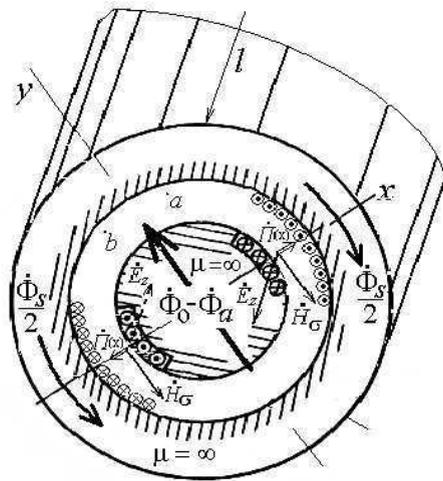


Рис. 2. Вектор Пойнтинга  $\dot{P}(x)$  в воздушном зазоре синхронного генератора

При нагрузке, т. е. при токе  $\dot{I} \neq 0$ , под действием МДС обмотки статора ( $w'I$ ) создается поток ( $\dot{\Phi}_{\sigma 0} + \dot{\Phi}_a$ ), в целом направленный навстречу потоку  $\dot{\Phi}_0$  (см. рис. 1). Часть  $\dot{\Phi}_a$  этого потока непосредственно встречается с потоком  $\dot{\Phi}_0$  в роторе и потому называется *потоком реакции*. Результирующий поток, проходящий через ротор, равен

$$\dot{\Phi}_{rot} = \dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a. \quad (5)$$

МДС  $w'I$  проводит этот поток через сопротивление  $R_d^M$ , следовательно,

$$\dot{\Phi}_a = \frac{w'I}{R_d^M} = \frac{L_{ad}\dot{I}}{w'}, \quad (6)$$

где  $L_{ad}$  — собственная индуктивность фазы,

$$L_{ad} = \frac{w'^2}{R_d^M} = \frac{8}{\pi^2} \frac{\mu_0 l \tau}{2\delta'}. \quad (7)$$

Магнитный поток  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$ , проходящий вдоль оси воздушного зазора, обычно ассоциируется с “*тангенциальным потоком рассеяния в зазоре*”:

$$\dot{\Phi}_{\sigma 0} = \frac{w'I}{R_{\sigma}^M}, \quad (8)$$

где  $R_{\sigma}^M$  — магнитное сопротивление потоку  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$ , равное

$$R_{\sigma}^M = \frac{1}{2} \frac{\tau}{\mu_0 l \delta'}. \quad (9)$$

Напряженность магнитного поля вдоль оси воздушного зазора

$$\dot{H}_{\sigma} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\dot{\Phi}_{\sigma 0}/2}{\delta' l} = \frac{w'I}{\mu_0 R_{\sigma}^M \delta' l} = \frac{w'I}{\tau}. \quad (10)$$

**Примечание 2.** Соотношение (10) удовлетворяет граничному условию равенства поверхностного тока касательной составляющей напряженности магнитного поля на поверхности статора. Соотношение (8) следует рассматривать в качестве одного из допущений трансформаторной теории.

Согласно модели (см. рис. 1) магнитный поток в статоре равен

$$\dot{\Phi}_s = \dot{\Phi}_{rot} - \dot{\Phi}_{\sigma 0} = (\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a) - \dot{\Phi}_{\sigma 0}. \quad (11)$$

Как и в трансформаторе, в промежутке между обмотками возникает электрическое поле. Напряженность этого поля легче всего определить вначале на оси  $x$ . Согласно закону электромагнитной индукции

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \dot{E}_z(x) 2l = j\omega(\dot{\Phi}_{rot} - \dot{\Phi}_{\sigma}(x)) = j\omega(\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a - \dot{\Phi}_{\sigma}(x)), \quad (12)$$

причем интеграл взят по контуру, охватывающему весь поток ротора  $\dot{\Phi}_{rot}$  и часть потока  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$ , отсчитываемого от поверхности ротора радиуса  $r_{rot}$ :

$$\dot{\Phi}_{\sigma}(x) = 2\mu_0 \dot{H}_{\sigma} l (x - r_{rot}) = 2\mu_0 l (x - r_{rot}) \frac{w'I}{\tau}. \quad (13)$$

Индекс  $z$  в обозначении  $\dot{E}_z(x)$  указывает, что напряженность электрического поля направлена по оси вращения ротора, т. е. перпендикулярно плоскости (см. рис. 2). Из (12) вытекает

$$\dot{E}_z(x) = j\omega \frac{\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a - \dot{\Phi}_{\sigma}(x)}{2l}, \quad (14)$$

что с учетом (2), (6), (13) и (10) можно переписать в виде

$$\dot{E}_z(x) = \frac{\dot{E}_0}{2lw'} - j\omega \frac{L_{ad}\dot{I}}{2lw'} - j\omega\mu_0(x - r_{rot})\dot{H}_{\sigma}, \quad (15)$$

или

$$\dot{E}_z(x) = \frac{1}{2lw'} (\dot{E}_0 - jx_{ad}\dot{I} - j\omega w'\mu_0 2l(x - r_{rot})\dot{H}_{\sigma}), \quad (16)$$

где  $x_{ad}$  — индуктивное сопротивление фазы

$$x_{ad} = \omega L_{ad}. \quad (17)$$

Далее полагаем, что (16) имеет место в любой точке зазора в пределах статорной обмотки на расстоянии от центра  $r = x$ . Иными словами, вместо (16) можем записать (при  $r_{rot} < r < r_{stat}$ )

$$\dot{E}_z(r) = \frac{1}{2lw'} (\dot{E}_0 - jx_{ad}\dot{I} - j\omega w'\mu_0 2l(r - r_{rot})\dot{H}_{\sigma}), \quad (18)$$

что с учетом примечания 2 следует отнести еще к одному допущению рассматриваемой трансформаторной теории. Вектор  $\mathbf{E}_z(r)$  перпендикулярен вектору  $\mathbf{H}_{\sigma}$ . Совместно они определяют вектор Пойтинга

$$\mathbf{\Pi}(r) = \mathbf{E}_z(r) \times \mathbf{H}_{\sigma}, \quad (19)$$

направленный от ротора к статору. Его величина равна

$$\dot{\Pi}(r) = \dot{E}_z(r) \dot{H}_{\sigma}^* = \dot{E}_z(r) \frac{w'I^*}{\tau}, \quad (20)$$

что после учета правой части (18) дает

$$\dot{\Pi}(r) = \frac{1}{2\tau l} \left( \dot{E}_0 - jx_{ad}\dot{I} - j\omega w'\mu_0 2l(r - r_{rot}) \frac{w'I}{\tau} \right)^* I. \quad (21)$$

Из этой формулы вытекает, что на поверхности ротора ( $r = r_{rot}$ ) вектор Пойтинга равен

$$\dot{\Pi}_1 = \frac{1}{2\tau l} (\dot{E}_0^* - jx_{ad}I^2), \quad (22)$$

а на поверхности обмотки статора ( $r_{stat} = r_{rot} + \delta'$ ) с учетом обозначения (9)

$$\dot{P}_2 = \frac{1}{2\tau l} \left( \dot{E}_0 I^* - jx_{ad} I^2 - j\omega \frac{w'^2}{R_\sigma^M} I^2 \right). \quad (23)$$

Введя обозначения

$$L_\sigma = \frac{w'^2}{R_\sigma}; \quad x_\sigma = \omega L_\sigma, \quad (24)$$

получаем

$$\begin{aligned} \dot{P}_2 &= \frac{1}{2\tau l} \left( \dot{E}_0 I^* - jx_{ad} I^2 - jx_\sigma I^2 \right) = \\ &= \frac{1}{2\tau l} \left( \dot{E}_0 I^* - jx_d I^2 \right). \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь  $x_d$  — синхронное сопротивление фазы неявнополюсного генератора:

$$x_d = x_{ad} + x_\sigma. \quad (26)$$

Мощность, отводимая с поверхности ротора в направлении рассматриваемой фазы статора, равна

$$\dot{S}_1^\phi = 2\tau l \dot{P}_1 = \dot{E}_0 I^* - jx_{ad} I^2, \quad (27)$$

а подводимая к поверхности обмотки статора

$$\dot{S}_2^\phi = 2\tau l \dot{P}_2 = \dot{E}_0 I^* - jx_d I^2. \quad (28)$$

Мощность, затрачиваемая на возбуждение магнитного поля ( $\dot{\Phi}_\sigma$ ) вдоль оси воздушного зазора, равна

$$\Delta \dot{S}_\phi = \dot{S}_1^\phi - \dot{S}_2^\phi = j(x_d - x_{ad}) I^2 = jx_\sigma I^2, \quad (29)$$

что согласуется с известной схемой замещения синхронного генератора и векторной диаграммой с отображением уравнений (11) для магнитных потоков (рис. 3). Диаграмма начинается с построения векторов  $\dot{U}$  и  $\dot{I}$  нагрузки при заданном угле  $\varphi$  между ними и дополнения их треугольником магнитных потоков. К напряжению  $\dot{U}$  под углом  $\pi/2$  проводится вектор магнитного потока в статоре

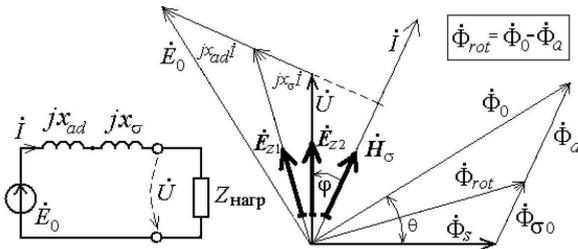


Рис. 3. Схема замещения и векторная диаграмма неявнополюсного синхронного генератора при активно-индуктивной нагрузке ( $\mu_{сталь} = \infty$ , сопротивления обмоток  $R_{об} = 0$ )

$$\dot{\Phi}_s = \frac{\dot{U}}{j\omega w'}, \quad (30)$$

к которому пристраиваются векторы  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$  и  $\dot{\Phi}_a$  (см. (8) и (6)), направленные параллельно току  $\dot{I}$ . В соответствии с (11) проводим вектор магнитного потока, создаваемого обмоткой ротора,

$$\dot{\Phi}_0 = \dot{\Phi}_s + \dot{\Phi}_a + \dot{\Phi}_{\sigma 0}. \quad (31)$$

Умножение обеих частей этого уравнения на  $j\omega w'$  превращает его в уравнение для напряжений синхронного генератора

$$\dot{E}_0 = \dot{U} + j(x_{ad} + x_\sigma) \dot{I}, \quad (32)$$

векторная диаграмма которого получается поворотом диаграммы для потоков на угол  $\pi/2$  против часовой стрелки. На диаграмме жирными линиями показаны также векторы напряженности магнитного и электрического полей. Согласно (10) вектор  $\dot{H}_\sigma$  сонаправлен с током  $\dot{I}$ . Вектор  $\dot{E}_{z1}$  — напряженность электрического поля на поверхности ротора ( $x = r_{rot}$ ). Согласно (14) он равен

$$\dot{E}_{z1} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_{rot}}{2l} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a}{2l} \quad (33)$$

и направлен перпендикулярно  $\dot{\Phi}_{rot}$ . Вектор  $\dot{E}_{z2}$  — напряженность у поверхности обмотки статора ( $x = r_{rot} + \delta'$ ). Согласно (14) он равен

$$\dot{E}_{z2} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a - \dot{\Phi}_{\sigma 0}}{2l} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_s}{2l} \quad (34)$$

и направлен перпендикулярно  $\dot{\Phi}_s$ , т. е. сонаправлен с  $\dot{U}$ .

**Замечание 1.** Модель (см. рис. 1) и полученные на ее основе соотношения для вектора Пойнтинга, включая их связи с формулами для мощности генератора, опровергают мистические представления о каком-либо “циркулирующем в воздушном зазоре потоке электромагнитной мощности”, распространяемой в [4–8]. Не должно возникать сомнения и относительно вектора Пойнтинга в точках зазора, близких к оси симметрии фазы (т. е. оси  $y$ ), например в точке  $a$  (см. рис. 2). Полагая для простоты, что в ней имеет место лишь радиальная составляющая  $H = H_\tau$  и  $E_z \neq 0$ , приходим к выводу, что в этой точке вектор Пойнтинга имеет лишь составляющую, направленную вдоль оси зазора против часовой стрелки, т. е.  $P_a \equiv P_\tau$ . Но такой же вектор Пойнтинга будет иметь место в симметрич-

ной точке  $b$ , показанной на рис. 2, но направленный (из-за изменения ориентации вектора  $\dot{E}_z$ ) против часовой стрелки, т. е.  $\Pi_b \equiv -\Pi_\tau$ . Суммарный эффект от этих величин будет нулевым, и, следовательно, циркуляционный поток мощности в зазоре не возможен.

**Замечание 2.** Фазы трехфазного генератора связаны взаимной индуктивностью  $M = -L_{ad} / 2$  [8, с. 284]. Их развязка приводит к замене собственной индуктивности фазы  $L_{ad}$  так называемой “главной индуктивностью с учетом всех фаз обмотки”, т. е. к замене  $L_{ad}$  величиной  $L_{ad} - M = 3L_{ad} / 2$ . Иначе говоря, вместо (7) следует пользоваться формулой

$$L_{ad} = \frac{3 w'^2}{2 R_d^M} = \frac{3 \mu_0 l \tau w'^2}{2 2\delta'} \quad (35)$$

Поскольку все фазы выдают одинаковую мощность в симметричную трехфазную нагрузку, то для получения полной мощности трехфазной машины следует выражения (27)–(29) умножить на три. Их вывод основывался на учете тангенциального потока  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$ , обычно называемого потоком рассеяния. Однако без него нельзя понять природу передачи энергии через зазор синхронной машины. Из этого следует, что  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$  необходимо рассматривать не как поток рассеяния, а как *рабочий поток в зазоре машины*. С этих позиций далее рассматривается передача мощности и в явнополюсном генераторе.

### Явнополюсный синхронный генератор (ЯСГ)

В 1899 году выдающийся французский физик и инженер Анри Блондель (1863–1938) опубликовал труд «Эмпирические теории синхронных генераторов», в котором изложил теорию двух реакций якоря — основы современной методологии всех учебников по ЯСГ. Из названия труда следует, что автор рассматривал свою теорию как эвристическую и, следовательно, строго говоря, нуждающуюся в подтверждении или уточнении. Ниже работа ЯСГ рассматривается с новой точки зрения, без разложения МДС реакции якоря на продольную и поперечную составляющие. Изложение основано на выявлении вектора Пойнтинга в явнополюсном синхронном генераторе.

При вращении ротора постоянный магнитный поток  $\Phi_0$ , возбуждаемый током ротора, встречает на своем пути постоянное магнитное

сопротивление зазора шириной  $2\delta$ . Поэтому в ЯСГ условия для протекания магнитного потока  $\dot{\Phi}_0$  через воздушный зазор в статор те же, что и в неявнополюсном синхронном генераторе. Он создается источником тока  $\dot{J}_f$  и преодолевает постоянное магнитное сопротивление  $R_d^M$  (4), создавая в обмотке фазы статора ЭДС

$$\dot{E}_0 = j\omega w' \dot{\Phi}_0, \text{ откуда } \dot{\Phi}_0 = \dot{E}_0 / j\omega w'. \quad (36)$$

С учетом примечания 2 следует также принять, что выражение для напряженности магнитного поля  $\dot{H}_\sigma$  в воздушном зазоре у поверхности обмотки статора ЯСГ совпадает с соотношением (10) для неявнополюсного синхронного генератора.

Явнополюсность ротора проявляется в отношении двух возникающих под действием МДС обмотки статора ( $w' I$ ) магнитных потоков,  $\dot{\Phi}_a$  и  $\dot{\Phi}_\sigma$ . Пути каждого из них включают воздушные участки, дважды за период  $T = 2\pi / \omega$  изменяющих свою магнитную проводимость. Это принуждает трансформаторную модель (см. рис. 1) применительно для ЯСГ рассматривать в качестве *параметрической* магнитной цепи. Магнитная проводимость на пути потока реакции  $\dot{\Phi}_a$  варьируется из-за изменения *длины* воздушного зазора и может быть описана зависимостью [9, стр.19]

$$\Lambda_\delta(t) = \Lambda_0 + \Lambda_2 \cos 2(\omega t + \beta), \quad (37)$$

где  $\beta$  — угол между вектором тока фазы статора и поперечной осью ротора  $q$  (или вектором  $\dot{E}_0$ ), причем

$$\Lambda_d = \Lambda_0 + \Lambda_2, \quad \Lambda_q = \Lambda_0 - \Lambda_2, \quad (38)$$

где  $\Lambda_d$  и  $\Lambda_q$  — продольная (по оси  $d$ ) и поперечная (по оси  $q$ ) проводимости воздушного зазора. При этом

$$R_d^M = \frac{1}{\Lambda_d}; \quad R_q^M = \frac{1}{\Lambda_q} \quad (39)$$

— магнитные сопротивления соответственно по продольной  $d$  и поперечной  $q$  осям ротора. На модели (см. рис. 1) ось  $d$  совпадает с осью  $y$ , а ось  $q$  — с осью  $x$ . Очевидно, что

$$\Lambda_0 = \frac{\Lambda_d + \Lambda_q}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_d^M} + \frac{1}{R_q^M} \right);$$

$$\Lambda_2 = \frac{\Lambda_d - \Lambda_q}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_d^M} - \frac{1}{R_q^M} \right). \quad (40)$$

Для мгновенного значения магнитного потока реакции можно написать следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Phi_a(t) &= w'I_m \sin(\omega t) \Lambda_\delta(t) = \\ &= w'I_m \sin(\omega t) (\Lambda_0 + \Lambda_2 \cos 2(\omega t + \beta)) = \\ &= w'I_m \Lambda_0 \sin \omega t - w'I_m \frac{\Lambda_2}{2} \sin(\omega t + 2\beta) + \\ &\quad + w'I_m \frac{\Lambda_2}{2} \sin(3\omega t + 2\beta), \end{aligned} \quad (41)$$

в котором зачеркнуто слагаемое, соответствующее 3-ей гармонике, как не представляющее интереса (в действительности оно компенсируется аналогичными слагаемыми от других фаз). С учетом соотношений (40) получаем

$$\begin{aligned} \Phi_a(t) &= w' \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_d^M} + \frac{1}{R_q^M} \right) I_m \sin \omega t - \\ &- w' \frac{1}{4} \left( \frac{1}{R_d^M} - \frac{1}{R_q^M} \right) I_m \sin(\omega t + 2\beta), \end{aligned} \quad (42)$$

или в комплексной форме

$$\dot{\Phi}_a = \frac{w' \dot{I}}{2} \left( \frac{1}{R_d^M} + \frac{1}{R_q^M} \right) - \frac{w' \dot{I}}{4} \left( \frac{1}{R_d^M} - \frac{1}{R_q^M} \right) e^{j2\beta}. \quad (43)$$

Используя понятия об индуктивностях по продольной и поперечной осям

$$L_{ad} = \frac{w'^2}{R_d^M}; \quad L_{aq} = \frac{w'^2}{R_q^M}, \quad (44)$$

можем также записать

$$\dot{\Phi}_a = \frac{1}{w'} \left( \frac{L_{ad} + L_{aq}}{2} - \frac{L_{ad} - L_{aq}}{4} e^{j2\beta} \right) \dot{I}. \quad (45)$$

Магнитная проводимость  $\Lambda_\sigma(t)$  на пути потока  $\dot{\Phi}_\sigma$  варьируется из-за изменения *поперечного сечения* воздушного канала. Увеличение сечения этого канала до наибольшего значения (при этом достигается максимальное значение  $\Lambda_\sigma$  проводимости канала по отношению к потоку  $\dot{\Phi}_\sigma$ ) происходит одновременно с образованием наименьшей длины воздушного зазора на пути потока  $\dot{\Phi}_a$  (то есть достижением максимального значения проводимости ( $\Lambda_\delta \rightarrow \Lambda_d$ ) по отношению к потоку  $\dot{\Phi}_a$ ). Иначе говоря, магнитная проводимость  $\Lambda_\sigma(t)$  изменяется синхронно  $\Lambda_\delta(t)$ , и закон вариации проводимости воздушного канала на пути потока  $\dot{\Phi}_\sigma$  по форме совпадает с формулой (37). Поэтому и результат

преобразования выражения для мгновенного значения этого потока

$$\Phi_\sigma(t) = w'I_m \sin(\omega t) \Lambda_\sigma(t) \quad (46)$$

будет аналогичен преобразованиям (41)–(45), что позволяет по аналогии с (45) записать следующее выражение для “тангенциального” потока на оси воздушного зазора:

$$\dot{\Phi}_{\sigma 0} = \frac{1}{w'} \left( \frac{L_{\sigma d} + L_{\sigma q}}{2} - \frac{L_{\sigma d} - L_{\sigma q}}{4} e^{j2\beta} \right) \dot{I}. \quad (47)$$

Физический смысл элементов в этом выражении определяется по аналогии с элементами (44), и можно принять

$$\frac{L_{\sigma d}}{L_{\sigma q}} = \frac{L_{ad}}{L_{aq}}. \quad (48)$$

Обозначив напряженность электрического поля в зазоре у поверхности обмотки фазы статора через  $\dot{E}_{z2}$ , согласно закону электромагнитной индукции получаем

$$\dot{E}_{z2} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a - \dot{\Phi}_{\sigma 0}}{2l}. \quad (49)$$

После подстановки сюда правых частей (36), (45) и (47) находим

$$\begin{aligned} \dot{E}_{z2} &= \frac{1}{2lw'} \left( \dot{E}_0 - j \frac{x_{ad} + x_{aq}}{2} \dot{I} + j \frac{x_{ad} - x_{aq}}{4} \dot{I} e^{j2\beta} - \right. \\ &\quad \left. - j \frac{x_{\sigma d} + x_{\sigma q}}{2} \dot{I} + j \frac{x_{\sigma d} - x_{\sigma q}}{4} \dot{I} e^{j2\beta} \right), \end{aligned}$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} x_{ad} &= \omega L_{ad}, & x_{aq} &= \omega L_{aq}, & x_{\sigma d} &= \omega L_{\sigma d}, \\ & & x_{\sigma q} &= \omega L_{\sigma q}. \end{aligned} \quad (50)$$

Принимая далее

$$x_d = \omega L_{ad} + \omega L_{\sigma d}, \quad x_q = \omega L_{aq} + \omega L_{\sigma q}, \quad (51)$$

можно напряженность электрического поля записать также в виде

$$\dot{E}_{z2} = \frac{1}{2lw'} \left( \dot{E}_0 - j \frac{x_d + x_q}{2} \dot{I} + j \frac{x_d - x_q}{4} \dot{I} e^{j2\beta} \right). \quad (52)$$

Перемножив левые и правые части (52) и (10), получаем выражение для вектора Пойнтинга у поверхности обмотки статора:

$$\begin{aligned} \dot{\Pi}_2 &= \dot{E}_z \dot{H}_\sigma^* = \\ &= \frac{1}{2\tau l} \left( \dot{E}_0 \dot{I}^* - j \frac{x_d + x_q}{2} \dot{I}^2 + j \frac{x_d - x_q}{4} e^{j2\beta} \dot{I}^2 \right). \end{aligned} \quad (53)$$

Таким образом, мощность, передаваемая в нагрузку фазы, равна

$$\dot{S}_2^\Phi = 2\tau l \dot{\Pi}_2 =$$

$$= \dot{E}_0^* I - j \frac{x_d + x_q}{2} I^2 + j \frac{x_d - x_q}{4} e^{j2\beta} I^2, \quad (54)$$

или

$$\dot{S}_2^\Phi = \dot{E}_0^* I - Z_a I^2 = \dot{E}_0^* I - (R_a + jX_a) I^2, \quad (55)$$

где  $Z_a$  — главное сопротивление якоря ЯСГ в заданном режиме его работы,

$$Z_a = R_a + jX_a = j \frac{x_d + x_q}{2} - j \frac{x_d - x_q}{4} e^{j2\beta}. \quad (56)$$

Приравнивая коэффициенты при действительных и мнимых членах в правой и левой частях этого выражения, получаем

$$R_a = \frac{x_d - x_q}{4} \sin 2\beta; \quad (57)$$

$$X_a = \frac{x_d + x_q}{2} - \frac{x_d - x_q}{4} \cos 2\beta. \quad (58)$$

Эти величины зависят от угла  $\beta$  между ЭДС  $\dot{E}_0$  и током  $\dot{I}$ . Они отличаются от приводимых в учебниках [8, с. 542] наличием в знаменателях выражений для  $R_a$  и второго слагаемого  $X_a$  четверки вместо двойки! Определение параметров с учетом всех фаз осуществляются по правилу, представленному в замечании 2.

Как и в случае неявнополюсного синхронного генератора, векторную диаграмму ЯСГ можно получить пристраиванием к заданным векторам  $\dot{U}$ ,  $\dot{I}$  нагрузки векторной диаграммы для магнитных потоков (рис. 4). Вначале проводим перпендикулярно  $\dot{U}$  вектор магнитного потока в статоре  $\dot{\Phi}_s$ , вычисляемого с помощью (30), к которому согласно (31) необходимо при-

бавить потоки  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$  и  $\dot{\Phi}_a$ . Для удобства в соответствии с (47) и (45) представим эти потоки в виде

$$\dot{\Phi}_{\sigma 0} = \dot{\Phi}'_{\sigma 0} - \dot{\Phi}_{\sigma 0}^\beta; \quad (59)$$

$$\dot{\Phi}_a = \dot{\Phi}'_a - \dot{\Phi}_a^\beta, \quad (60)$$

где

$$\dot{\Phi}'_{\sigma 0} = \frac{1}{w'} \frac{(L_{\sigma d} + L_{\sigma q})}{2} \dot{I} = \frac{1}{\omega w'} \frac{(x_{\sigma d} + x_{\sigma q})}{2} \dot{I}; \quad (61)$$

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_{\sigma 0}^\beta &= \frac{1}{w'} \frac{(L_{\sigma d} - L_{\sigma q})}{4} e^{j2\beta} \dot{I} = \\ &= \frac{1}{\omega w'} \frac{(x_{\sigma d} - x_{\sigma q})}{4} e^{j2\beta} \dot{I}; \end{aligned} \quad (62)$$

$$\dot{\Phi}'_a = \frac{1}{w'} \frac{(L_{ad} + L_{aq})}{2} \dot{I} = \frac{1}{\omega w'} \frac{(x_{ad} + x_{aq})}{2} \dot{I}; \quad (63)$$

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_a^\beta &= \frac{1}{w'} \frac{(L_{ad} - L_{aq})}{4} e^{j2\beta} \dot{I} = \\ &= \frac{1}{\omega w'} \frac{(x_{ad} - x_{aq})}{4} e^{j2\beta} \dot{I}, \end{aligned} \quad (64)$$

после чего уравнение для потоков ЯСГ (31) принимает вид

$$\dot{\Phi}_0 = \dot{\Phi}_s + (\dot{\Phi}'_{\sigma 0} - \dot{\Phi}_{\sigma 0}^\beta) + (\dot{\Phi}'_a - \dot{\Phi}_a^\beta), \quad (65)$$

что и отражено на рис. 4. Потоки  $\dot{\Phi}'_{\sigma 0}$  и  $\dot{\Phi}'_a$  совпадают по фазе с током  $\dot{I}$ , тогда как потоки  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}^\beta$  и  $\dot{\Phi}_a^\beta$  софазны с вектором  $\dot{I}e^{j2\beta}$ . Поэтому для наглядности на диаграмме построен также вспомогательный вектор  $\dot{I}e^{j2\beta}$ . Условие (48) приводит

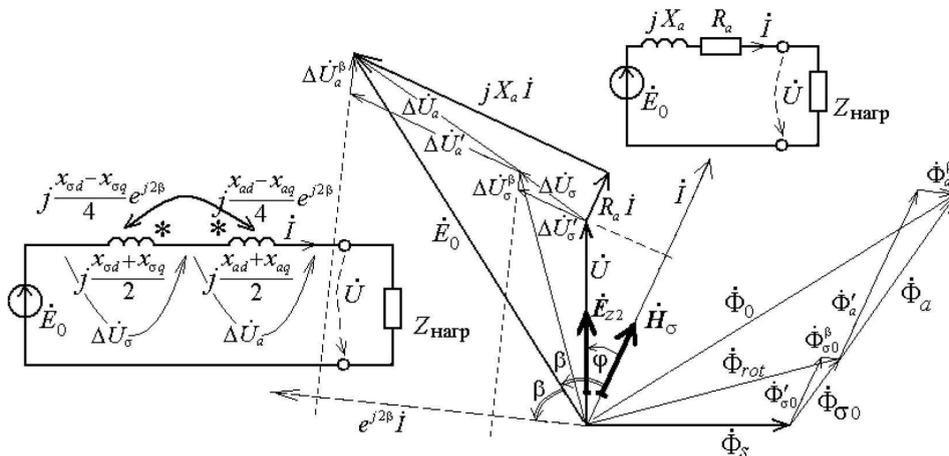


Рис. 4. Схемы замещения и векторная диаграмма явнополюсного синхронного генератора при активно-индуктивной нагрузке ( $\mu_{\text{сталь}} = \infty$ , сопротивления обмоток  $R_{\sigma 0} = 0$ )

к тому, что потоки  $\dot{\Phi}_{\sigma 0}$  и  $\dot{\Phi}_a$  также оказываются софазными и лежат на одной прямой. Умножение обеих частей уравнения для потоков (65) на  $j\omega w'$  превращает его в уравнение для напряжений синхронного генератора:

$$\begin{aligned} \dot{E}_0 = \dot{U} + j \frac{(x_{\sigma d} + x_{\sigma q})}{2} \dot{I} - j \frac{(x_{\sigma d} - x_{\sigma q})}{4} e^{j2\beta} \dot{I} + \\ + j \frac{(x_{ad} + x_{aq})}{2} \dot{I} - j \frac{(x_{ad} - x_{aq})}{4} e^{j2\beta} \dot{I}. \end{aligned} \quad (66)$$

Иначе говоря, векторная диаграмма для напряжений получается простым поворотом диаграммы для потоков на  $\pi/2$  против часовой стрелки. На диаграмме выражение (66) представлено в обозначениях

$$\begin{aligned} \dot{E}_0 = \dot{U} + (\Delta \dot{U}'_{\sigma} - \Delta \dot{U}^{\beta}_{\sigma}) + (\Delta \dot{U}'_a - \Delta \dot{U}^{\beta}_a) = \\ = \Delta \dot{U}'_{\sigma} + \Delta \dot{U}_a; \end{aligned} \quad (67)$$

$$\begin{aligned} \Delta \dot{U}'_{\sigma} = j \frac{(x_{\sigma d} + x_{\sigma q})}{2} \dot{I}; \\ \Delta \dot{U}^{\beta}_{\sigma} = j \frac{(x_{\sigma d} - x_{\sigma q})}{4} e^{j2\beta} \dot{I}; \end{aligned} \quad (68)$$

$$\begin{aligned} \Delta \dot{U}'_a = j \frac{(x_{ad} + x_{aq})}{2} \dot{I}; \\ \Delta \dot{U}^{\beta}_a = j \frac{(x_{ad} - x_{aq})}{4} e^{j2\beta} \dot{I}; \end{aligned} \quad (69)$$

$$\Delta \dot{U}'_{\sigma} = \Delta \dot{U}'_{\sigma} - \Delta \dot{U}^{\beta}_{\sigma}; \quad \Delta \dot{U}_a = \Delta \dot{U}'_a - \Delta \dot{U}^{\beta}_a. \quad (70)$$

Уравнению (66) соответствует схема замещения в левой части (см. рис. 4) с несимметричными управляющими сопротивлениями по току. Вспомогательные пунктирные линии на векторной диаграмме представляют собой перпенди-

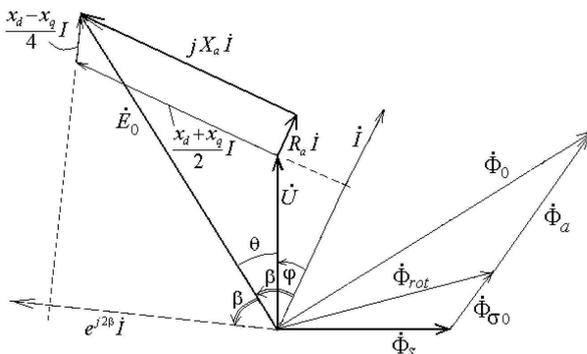


Рис. 5. Упрощенный вид векторной диаграммы явнополюсного синхронного генератора при активно-индуктивной нагрузке ( $\mu_{\text{сталь}} = \infty$ , сопротивления обмоток  $R_{06} = 0$ )

куляры, опущенные на соответствующие векторы; они служат для пояснения направления комплексных величин (68), (69). Утолщенными линиями выделена диаграмма напряжений упрощенной схемы замещения, изображенной в правом верхнем углу рис. 4 с главным сопротивлением  $Z_a$  якоря ЯСГ (см. (56)–(58)), входящим в уравнение

$$\dot{E}_0 = \dot{U} + Z_a \dot{I} = \dot{U} + (R_a + jX_a) \dot{I}. \quad (71)$$

На диаграмме жирными линиями показаны также векторы напряженности магнитного ( $\dot{H}_{\sigma}$ ) и электрического ( $\dot{E}_{z2}$ ) полей у поверхности статора. Согласно (10) вектор  $\dot{H}_{\sigma}$  сонаправлен с током  $\dot{I}$ . Вектор  $\dot{E}_{z2}$  равен

$$\dot{E}_{z2} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_a - \dot{\Phi}_{\sigma 0}}{2l} = j\omega \frac{\dot{\Phi}_s}{2l} \quad (72)$$

и направлен перпендикулярно  $\dot{\Phi}_s$ , т. е. сонаправлен с вектором  $\dot{U}$ .

С учетом обозначений (51) выражению (66) можно придать вид

$$\dot{E}_0 = \dot{U} + j \frac{(x_d + x_q)}{2} \dot{I} - j \frac{(x_d - x_q)}{4} e^{j2\beta} \dot{I}. \quad (73)$$

Слагаемые этого выражения показаны на упрощенной векторной диаграмме (рис. 5).

### Расхождение между трансформаторной теорией и теорией двух реакций А. Блонделя

В основе теории Блонделя — эвристическое допущение о существовании в машине продольного потока  $\dot{\Phi}_{ad}$  реакции, обусловленного продольным током  $\dot{I}_d$ , и поперечного потока реакции  $\dot{\Phi}_{aq}$ , обусловленного поперечным током  $\dot{I}_q$ . Эти потоки являются частями общего потока  $\dot{\Phi}_a$  реакции якоря:  $\dot{\Phi}_a = \dot{\Phi}_{ad} + \dot{\Phi}_{aq}$ . Принципиальное отличие рассмотренной трансформаторной теории — в отсутствии подобных искусственных допущений, поскольку явнополюсность учитывается через естественное изменение сопротивления магнитной цепи на пути потоков реакции  $\dot{\Phi}_a$  и рассеяния  $\dot{\Phi}_{\sigma}$  каждой фазы. Это привело к тому, что выражения (57), (58) для составляющих главного сопротивления якоря  $Z_a = R_a + jX_a$  оказались отличными от аналогичных формул, вытекающих из теории А. Блонделя (табл. 1).

В связи с этим представляет интерес рассмотреть, как в новой теории видоизменяется векторная диаграмма А. Блонделя. Поскольку в его диаграмме используется разложение тока

Таблица 1

Сравнение соотношений теории А. Блонделя и трансформаторной теории

Величины и уравнения	Теория двух реакций Блонделя	Трансформаторная теория
Активное сопротивление ЯСГ	$R_a = \frac{x_d - x_q}{2} \sin 2\beta$	$R_a = \frac{x_d - x_q}{4} \sin 2\beta$
Реактивное сопротивление ЯСГ	$X_a = \frac{x_d + x_q}{2} - \frac{x_d - x_q}{2} \cos 2\beta$	$X_a = \frac{x_d + x_q}{2} - \frac{x_d - x_q}{4} \cos 2\beta$
Уравнение напряжений ЯСГ	$\dot{E}_0 = \dot{U} + jx_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q$	$\dot{E}_0 = \dot{U} + jx_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q - j \frac{x_d - x_q}{4} \dot{I}_d + j \frac{x_d - x_q}{4} \dot{I}_q$
Угловая характеристика активной мощности	$P = \frac{mE_0U}{x_d} \sin \theta + \frac{mU^2}{2} \left( \frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\theta$	$P = \frac{mE_0U}{(3x_d + x_q)/4} \sin \theta + \frac{mU^2}{2} \frac{8x_d x_q}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} \left( \frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\theta$
Угловая характеристика реактивной мощности	$Q = \frac{mE_0U}{x_d} \cos \theta + \frac{mU^2}{2} \left( \frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \cos 2\theta - \frac{mU^2}{2} \left( \frac{1}{x_q} + \frac{1}{x_d} \right)$	$Q = \frac{mE_0U}{(3x_d + x_q)/4} \cos \theta + \frac{mU^2}{2} \frac{8x_d x_q}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} \left( \frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \cos 2\theta - \frac{mU^2}{2} \frac{16x_d x_q}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} \left( \frac{1}{x_q} + \frac{1}{x_d} \right)$

фазы на продольный ( $\dot{I}_d$ ) и поперечный ( $\dot{I}_q$ ), необходимо и нам выполнить это разложение, как показано на диаграмме (рис. 6). Комплексная форма этих составляющих тока может быть представлена в виде

$$\dot{I}_d = -j\dot{I} \sin \beta e^{j\beta} = \frac{1 - e^{j2\beta}}{2} \dot{I}; \quad (74)$$

$$\dot{I}_q = \dot{I} \cos \beta \cdot e^{j\beta} = \frac{1 + e^{j2\beta}}{2} \dot{I}; \quad (75)$$

$$\dot{I} = \dot{I}_d + \dot{I}_q. \quad (76)$$

С учетом этих соотношений уравнение для напряжений (73) можно преобразовать к формуле, приведенной в правой колонке табл. 1.

**Примечание 3.** Эта формула легко получается, если предварительно представить (73) следующей цепочкой равенств:

$$\begin{aligned} \dot{E}_0 &= \dot{U} + j \left( \frac{x_d + x_q}{4} \dot{I} - \frac{x_d - x_q}{4} e^{j2\beta} \dot{I} \right) + j \frac{x_d + x_q}{4} \dot{I} = \\ &= \dot{U} + j \frac{1}{2} \left( \frac{x_d(1 - e^{j2\beta})}{2} \dot{I} + \frac{x_q(1 + e^{j2\beta})}{2} \dot{I} \right) + j \frac{x_d + x_q}{4} \dot{I} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \dot{U} + j \frac{1}{2} (x_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q) + j \frac{x_d + x_q}{4} (\dot{I}_d + \dot{I}_q) = \\ &= \dot{U} + j(x_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q) - j \frac{1}{2} (x_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q) + \\ &= \dot{U} + j(x_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q) - j \frac{1}{2} (x_d \dot{I}_d + jx_q \dot{I}_q) + \\ &\quad + j \frac{x_d + x_q}{4} (\dot{I}_d + \dot{I}_q); \quad (77) \end{aligned}$$

после чего получаем искомое выражение для  $\dot{E}_0$  (см. табл. 1), отображенное также на векторной диаграмме (см. рис. 6).

**Примечание 4.** Вывод выражения для активной мощности  $P$  связан с проектированием напряжения  $\dot{U}$  и падений напряжений в диаграмме (см. рис. 6) на направление вектора  $\dot{E}_0$  и направление, перпендикулярное ему, в результате чего можно написать

$$\begin{aligned} E_0 &= U \cos \theta + x_d I_d - \frac{x_d - x_q}{4} I_d = \\ &= U \cos \theta + \frac{3x_d + x_q}{4} I_d; \quad (78) \end{aligned}$$

$$U \sin \theta = x_q I_q + \frac{x_d - x_q}{4} I_q, \quad (79)$$

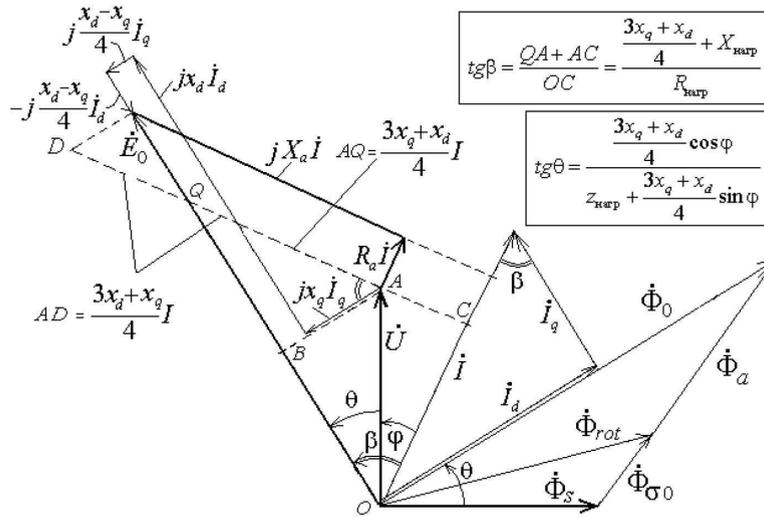


Рис. 6. Векторная диаграмма явнополюсного синхронного генератора с использованием разложения тока  $\dot{I}$  на продольную ( $\dot{I}_d$ ) и поперечную ( $\dot{I}_q$ ) составляющие

откуда следует

$$I_d = \frac{E_0 - U \cos \theta}{(3x_d + x_q)/4}; \quad I_q = \frac{U \sin \theta}{(3x_q + x_d)/4}. \quad (80)$$

Учитывая, что  $\varphi = \beta - \theta$ , имеем

$$\begin{aligned} P &= mUI \cos \varphi = mUI \cos(\beta - \theta) = \\ &= mU(I \sin \beta \sin \theta + I \cos \beta \cos \theta) = \\ &= mU(I_d \sin \theta + I_q \cos \theta). \end{aligned} \quad (81)$$

Выполнив замену  $I_d$  и  $I_q$  по формулам (80), можно написать:

$$\begin{aligned} P &= mU \left( 4 \frac{E_0 - U \cos \theta}{3x_d + x_q} \sin \theta + 4 \frac{U \sin \theta}{3x_q + x_d} \cos \theta \right) = \\ &= 4 \frac{mE_0 U}{(3x_d + x_q)} \sin \theta + m2U^2 \left( -\frac{1}{3x_d + x_q} + \frac{1}{3x_q + x_d} \right) \sin 2\theta = \\ &= \frac{mE_0 U}{(3x_d + x_q)/4} \sin \theta + m2U^2 \frac{2(x_d - x_q)}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} \sin 2\theta = \\ &= \frac{mE_0 U}{(3x_d + x_q)/4} \sin \theta + \\ &+ m2U^2 \frac{2x_d x_q}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} \left( \frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\theta, \end{aligned}$$

что совпадает с выражением для  $P$ , записанным в правой колонке табл. 1.

**Примечание 5.** Аналогичным образом выводится выражение для

$$\begin{aligned} Q &= mUI \cos \varphi = mUI \sin(\beta - \theta) = \\ &= mU(I \sin \beta \cos \theta - I \cos \beta \sin \theta) = \\ &= mU(I_d \cos \theta - I_q \sin \theta), \end{aligned} \quad (82)$$

что после замены  $I_d$  и  $I_q$  по формулам (80) дает

$$\begin{aligned} Q &= mU \left( 4 \frac{E_0 - U \cos \theta}{3x_d + x_q} \cos \theta - 4 \frac{U \sin \theta}{3x_q + x_d} \sin \theta \right) = \\ &= 4 \frac{mE_0 U}{3x_d + x_q} \cos \theta - 4mU^2 \left( \frac{\cos^2 \theta}{3x_d + x_q} + \frac{\sin^2 \theta}{3x_q + x_d} \right) = \\ &= 4 \frac{mE_0 U}{3x_d + x_q} \cos \theta - \\ &- 4mU^2 \frac{x_d + 2x_d \cos^2 \theta + x_q + 2x_q \sin^2 \theta}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} = \\ &= \frac{mE_0 U}{(3x_d + x_q)/4} \cos \theta - \\ &- 4mU^2 \frac{(x_d - x_q) \cos 2\theta + 2(x_d + x_q)}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} = \\ &= \frac{mE_0 U}{(3x_d + x_q)/4} \cos \theta - \frac{4mU^2 x_d x_q}{(3x_d + x_q)(3x_q + x_d)} \times \\ &\times \left[ \left( \frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_q} \right) \cos 2\theta + 2 \left( \frac{1}{x_d} + \frac{1}{x_q} \right) \right]. \end{aligned}$$

Отсюда напрямую вытекает выражение для  $Q$  в правой колонке табл. 1.

Построение диаграммы (см. рис. 6) по заданным  $U, I$  и  $\varphi$  осуществляется с помощью отрезка  $AQ$ , перпендикулярного вектору  $\dot{I}$ , благодаря чему находим направление вектора  $\dot{E}_0$  и, следовательно, угол  $\beta$ . Длина  $AQ$  определяется из треугольника  $ABQ$ . Угол при вершине  $A$  равен  $\beta$ , и поэтому для рис. 6 имеем

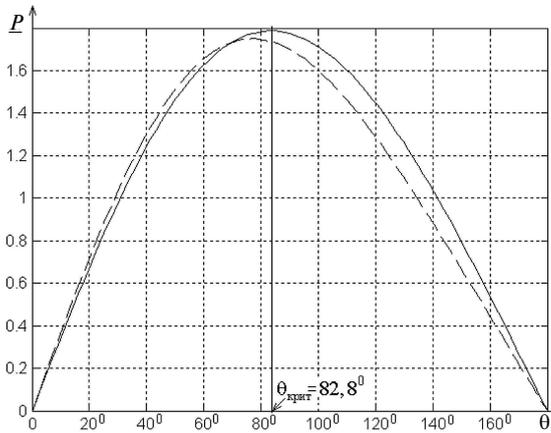


Рис. 7. Угловые характеристики активной мощности ЯСГ

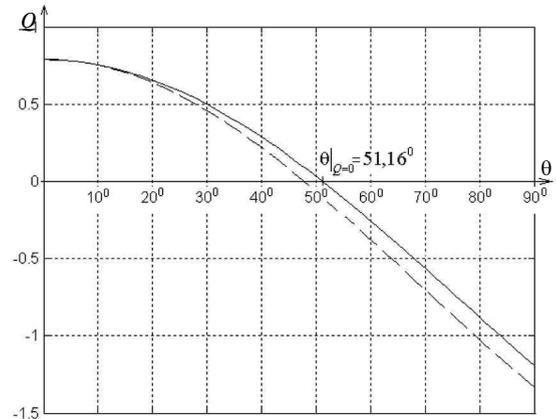


Рис. 8. Угловые характеристики реактивной мощности ЯСГ

$$AQ = \frac{1}{\cos\beta} AB = \frac{1}{\cos\beta} \left( x_q I_q + \frac{x_d - x_q}{4} I_q \right) = \left( \frac{3x_q + x_d}{4} \right) \frac{I_q}{\cos\beta} = \left( \frac{3x_q + x_d}{4} \right) I. \quad (83)$$

После этого ток  $I$  можно разложить на составляющие  $I_d, I_q$  и построить всю диаграмму.

**Пример.** Найдем, пользуясь формулами новой теории, угловые характеристики активной и реактивной мощностей явнополюсного генератора с относительными параметрами  $x_d = 1,1, x_q = 0,75$  и  $\cos\varphi = 0,8$  при  $\varphi > 0$ . Путем построения векторной диаграммы (рис. 6) описанным выше методом устанавливаем, что при номинальной нагрузке ( $\underline{U} = 1, \underline{I} = 1$ ) значение ЭДС получается равным  $\underline{E}_0 = 1,797$ , а номинальный угол нагрузки  $\theta_{ном} = 24,05^\circ$ . Пользуясь формулами для мощностей  $P$  и  $Q$  из правой колонки табл. 1, убеждаемся (проверяем), что в этом случае

$$\underline{P}_{ном} = 0,8; \underline{Q}_{ном} = 0,6.$$

Подставив найденные значения  $\underline{E}_0 = 1,797$  в выражение  $P(\theta)$  и  $Q(\theta)$  из правой колонки

табл. 1, получаем угловые характеристики, приведенные сплошными линиями на рис. 7, 8.

Для сравнения пунктиром на этих рисунках представлены кривые, полученные при тех же значениях  $x_d, x_q$  и  $\cos\varphi$  в учебнике [10, с. 720] на основании теории А. Блонделя, согласно которой при номинальной нагрузке ( $\underline{U} = 1, \underline{I} = 1$ ) получается значение ЭДС, равное  $\underline{E}_0 = 1,87$ , и  $\theta_{ном} = 22^\circ 27'$ . Различия свойств этих характеристик отмечены в табл. 2

**Вывод**

За более чем 100-летнюю историю явнополюсных синхронных машин впервые показана возможность создания альтернативы теории двух реакций А. Блонделя. В отличие от нее новая теория основывается на менее жестких допущениях, что дает надежду на получение большей точности и достоверности в отображении реальных процессов, протекающих в синхронных гидрогенераторах и других синхронных машинах с явнополюсными роторами. С другой стороны, как первый шаг, изложенный материал нуждается в тщательной проверке, включая экспериментальные исследования.

Таблица 2

**Сравнение угловых характеристик**

Величины	Теория двух реакций Блонделя	Трансформаторная теория
$\theta_{крит}$	77,4°	82,8°
$P_{наиб}$	1,749	1,786
$\theta _{Q=0}$	47,8°	51,16°
$Q_{наиб}$	0,791	0,787

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Шакиров М.А.** Теория трансформаторов. Часть 1: Идеализированный трансформатор с тонкими обмотками // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2012. № 3. Т. 2 (154). С. 85–110.
2. **Шакиров М.А.** Теория трансформаторов. Часть 2: Идеализированный трансформатор с обмотками конечной толщины // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2012. № 4 (150). С. 21–52.
3. **Шакиров М.А.** Теоретические основы электротехники. Тензоры в ТОЭ. Электродинамика. Теория относительности. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2011.
4. **Брон О.Б.** Электромагнитное поле как вид материи. М.: ГЭИ, 1962.
5. **Туровский Я.** Техническая электродинамика. М.: Энергия, 1974.
6. **Поливанов К.М.** Теоретические основы электротехники. М.: Энергия, 1969.
7. **Важнов А.И.** Электрические машины. Л.: Энергия, 1969.
8. **Иванов-Смоленский А.В.** Электрические машины. М.: Энергия, 1980.
9. **Важнов А.И.** Основы теории переходных процессов синхронной машины. Л.: Энергия, 1960.
10. **Вольдек А.И.** Электрические машины. Л.: Энергия. 1974.

### REFERENCES

1. **Shakirov M.A.** Teoriya transformatorov. Chast 1: Idealizirovanny transformator s tonkimi obmotkami. *Nauchno-tekhnicheskiye vedomosti SPbGPU*. 2012. № 3(154). T. 2. S. 85–110. (rus.)
2. **Shakirov M.A.** Teoriya transformatorov. Chast 2: Idealizirovanny transformator s obmotkami konechnoy tolshchiny. *Nauchno-tekhnicheskiye vedomosti SPbGPU*. 2012. № 4 (150). S. 21–52. (rus.)
3. **Shakirov M.A.** Teoreticheskiye osnovy elektrotekhniki. Tenzory v TOE. Elektrodinamika. Teoriya otноситel'nosti. SPb.: Izd-vo Politekhn. Un-ta, 2011. (rus.)
4. **Bron O.B.** Elektromagnitnoye pole kak vid materii. M.: GEI, 1962. (rus.)
5. **Turovskiy Ia.** Tekhnicheskaya elektrodinamika. M.: Energiya, 1974. (rus.)
6. **Polivanov K.M.** Teoreticheskiye osnovy elektrotekhniki. M.: Energiya, 1969. (rus.)
7. **Vazhnov A.I.** Elektricheskkiye mashiny. L.: Energiya, 1969. (rus.)
8. **Ivanov-Smolenskiy A.V.** Elektricheskkiye mashiny. M.: Energiya, 1980. (rus.)
9. **Vazhnov A.I.** Osnovy teorii perekhodnykh protsessov sinkhronnoy mashiny. L.: Energiya, 1960. (rus.)
10. **Voldek A.I.** Elektricheskkiye mashiny. L.: Energiya. 1974. (rus.)

### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**ШАКИРОВ Мансур Акмелович** — доктор технических наук профессор кафедры теоретических основ электротехники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29. E-mail: manshak@mail.ru

### AUTHOR

**SHAKIROV Mansur A.** — St. Petersburg State Polytechnical University. 29, Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia. E-mail: manshak@mail.ru