

**ДИНАМИКА СИЛОВЫХ ДЕЙСТВИЙ В ТУРБОГЕНЕРАТОРАХ С РАЗНЫМИ  
ЗУБЦОВО-ПАЗОВЫМИ СТРУКТУРАМИ В НОМИНАЛЬНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ****В.И.Мильх, докт.техн.наук, Н.В.Полякова****Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт",  
ул. Фрунзе, 21, Харьков, 61002, Украина.****e-mail: [mvikpi@kpi.kharkov.ua](mailto:mvikpi@kpi.kharkov.ua)**

*Рассмотрены теоретические основы определения силовых действий в электрических машинах и выявления динамики их изменения и гармонического состава. На примере турбогенератора в режиме нагрузки проведен соответствующий расчетный анализ сил, приходящихся на проводники в пазах статора, сил, действующих на зубец сердечника статора и внутри этого сердечника в целом, электромагнитного момента и его переменной составляющей. Основой анализа является численно-полевой многопозиционный расчет магнитного поля и использование закона Ампера и тензора магнитных натяжений Максвелла. Библ. 14, табл. 5, рис. 7.*

**Ключевые слова:** электрические машины, турбогенератор, элементы активной части, силовые действия, динамика изменения, численно-полевой метод, расчетный анализ, гармонический состав.

**Введение.** В электрических машинах (ЭМ) наряду с основным процессом, обеспечивающим электромеханическое преобразование энергии, имеет место целый ряд сопутствующих силовых действий, которые имеют динамический характер [1, 13]. Классическая теория ЭМ, основанная на теории электрических и магнитных цепей, не позволяет получать для силовых действий исчерпывающие расчетные результаты, тем более – динамику их изменения. Поэтому приходится оперировать с простейшими моделями силовых взаимодействий и воздействий, например, с усредненными значениями электромагнитного момента (ЭММ). Что же касается проводников обмоток, расположенных в пазах, зубцов сердечника статора и его в целом, то для них расчет сил на основе цепных моделей приводит лишь к весьма приближенным результатам, т.к. проблема расчета сил – это проблема достаточно точного расчета магнитных полей с учетом всех влияющих факторов.

С развитием численных методов расчета магнитных полей [8, 14] проблема расчета сил, действующих на элементы конструкции ЭМ, становится в значительной мере решаемой. Уже нет ограничений на учет реальных конструктивных форм машин в целом и их элементов, на детальный учет насыщения магнитопровода.

К ЭМ, наиболее напряженным по внутренним силовым действиям, относятся крупные турбогенераторы (ТГ) [2, 13], один из самых ответственных типов ЭМ. Анализ стационарных силовых действий в разных режимах работы был проведен в [11] на примере ТГ мощностью 235 МВт. Там были рассмотрены статические силы в конкретный момент времени в фиксированном положении ротора и токов обмоток. Однако, как известно, разрушительные процессы в механических системах вызываются не только и не столько статическими силами, а в большей степени – многократными циклическими их изменениями, и в наибольшей степени для ТГ это проявляется в режиме нагрузки.

**Цель работы.** С учетом отмеченного, и продолжая курс [8] на адаптацию численных расчетов магнитных полей к анализу все большего набора параметров и характеристик ЭМ, здесь ставится цель – провести анализ динамики силовых действий в крупных ТГ в номинальном режиме работы. И для расширения «кругозора» в этом направлении поставлена задача рассмотрения двух ТГ с разными зубцово-пазовыми структурами статора.

К анализу принимаются силовые действия в активной части ТГ, которые имеют циклический динамический характер: переменная составляющая ЭММ; сила, действующая на зубец статора в угловом направлении; сила, действующая в сердечнике статора в пределах полюсного деления; сила, действующая на стержень обмотки статора в пазу. Безусловно, к важным силам относятся еще аксиальные силы внутри шихтованного сердечника статора, а также силы в лобовых частях обмоток. Однако такие силовые действия вынесены за рамки данной работы, т.к. требуют иных методических подходов [5–7] по сравнению с применяемым в данной работе. Естественно, что в рамках этой работы не могли быть рассмотрены и силы, действующие в ТГ при внезапном коротком замыкании.

**Объекты исследования.** Демонстрацию расчетных результатов будем проводить на двух ТГ [2], электромагнитные системы которых представлены на рис. 1. Первый (ТГ-1 на рис. 1, а) имеет

номинальные параметры: мощность  $P_{aN}=200$  МВт; фазные напряжение  $U_{sN}=9093$  В и ток  $I_{sN}=8625$  А; коэффициент мощности  $\cos \varphi_{sN}=0,85$ ; частоту  $f_s=50$  Гц. Его числа фаз  $m_s=3$  и пар полюсов  $p=1$ ; активная длина  $l_a=5,286$  м; немагнитный зазор  $\delta=0,1$  м; диаметр ротора  $d_r=1,075$  м; относительное укорочение обмотки статора – 0,8; числа последовательных витков фазной обмотки статора  $N_s=10$ , обмотки ротора  $N_f=180$ . Второй (ТГ-2 на рис. 1, б) имеет мощность  $P_{aN}=225$  МВт и отличается наличием в обмотке статора двух параллельных ветвей  $a_s=2$ ; активной длиной  $l_a=5,1$  м и номинальным фазным током  $I_{sN}=9703$  А. Главное же отличие составляют числа пазов статора  $Q_s$ : в ТГ-1 – 30, в ТГ-2 – 60.

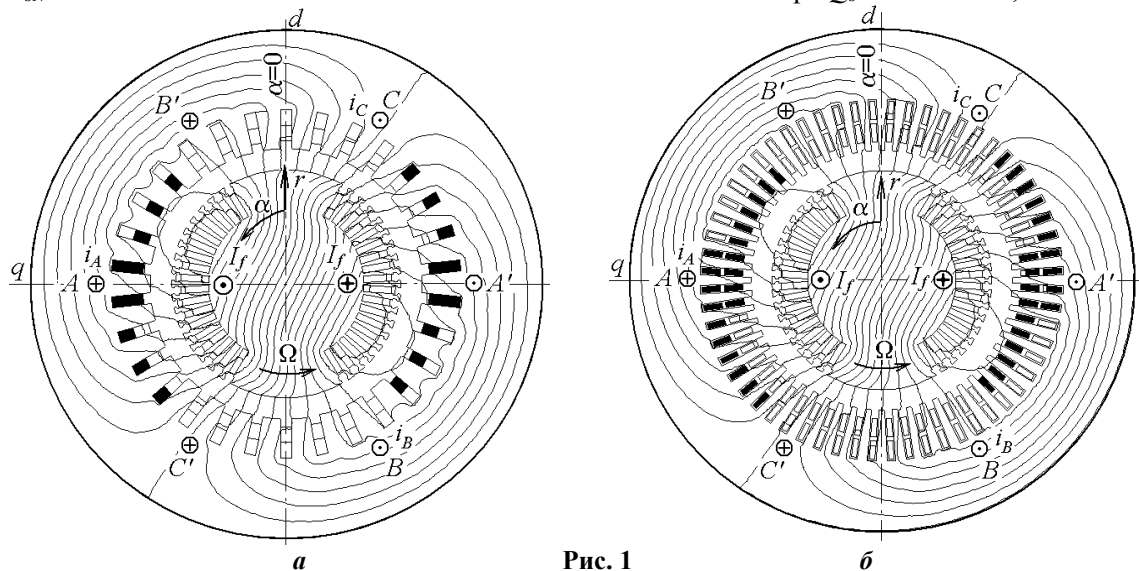


Рис. 1

На рис. 1 показаны фазные зоны обмотки статора  $A-A'$ ,  $B-B'$  и  $C-C'$ , а структура стержней в пазах дана затемнением для первой из этих фазных обмоток. Направления координат  $(r, \alpha)$  полярной системы и угловой скорости вращения ротора и магнитных полей  $\Omega$ , а также токов в обмотках соответствуют системе, введенной в [9]. Здесь даны направления токов для режима нагрузки в начальный момент времени  $t$ , с которого рассматривается динамика силовых действий.

#### Теоретические основы расчета силовых действий и их динамики.

Динамика силовых действий проявляется временными функциями ЭММ и сил, приложенных к элементам конструкции ТГ. Силовые действия получаются в самом первоуродном их виде на основе расчета магнитных полей ТГ. Временные функции силовых действий получаются посредством многопозиционных расчетов магнитных полей [8, 12] для задаваемого с шагом  $\Delta t$  временного ряда

$$t_k = \Delta t (k-1), \quad k=1, 2, \dots, K_{\min} \quad (1)$$

с обеспечением вращения ротора посредством его установки в угловые позиции

$$\alpha_k = \Delta \alpha (k-1); \quad k=1, 2, \dots, K_{\min}, \quad (2)$$

и синхронного вращения магнитного поля статора через симметричную систему фазных токов в стержнях его обмотки

$$i_{As} = I_m \cos(\omega t_k + \beta); \quad i_{Bs} = I_m \cos(\omega t_k - \frac{2}{3}\pi + \beta); \quad i_{Cs} = I_m \cos(\omega t_k + \frac{2}{3}\pi + \beta), \quad k=1, 2, \dots, K_{\min}, \quad (3)$$

где  $K_{\min}$  – минимальное число позиций, позволяющее сформировать конкретные временные функции на их периоде изменения;  $\Delta \alpha = \Omega \cdot \Delta t$  – угловой шаг вращения ротора;  $\Omega = \omega/p$  – угловая скорость;  $I_m = \sqrt{2} I_{sas}$  – амплитуда токов в параллельных ветвях;  $I_{sas} = I_s / a_s$  и  $I_s$  – действующие значения тока стержня и фазного тока;  $\omega = 2\pi f_s$  – угловая частота;  $\beta$  – угловое смещение оси, по которой действует МДС трехфазной обмотки статора, по отношению к продольной оси ротора  $d$  [9].

Расчетным режимом, в котором рассматриваются силовые процессы в ТГ, избран режим номинальной нагрузки (НН), в котором для (3) задаются номинальные токи статора  $I_{sN}$ . Значения тока возбуждения  $I_f$  и угла  $\beta$  получены методом, изложенным в [10], а именно, для ТГ-1  $I_f=1881,7$  А,  $\beta=155,74^\circ$  и  $I_f=1994,9$  А,  $\beta=158,47^\circ$  – для ТГ-2. Все это после расчета магнитного поля обеспечивает в ТГ заданные номинальные напряжения  $U_{sN}$  и коэффициент мощности  $\cos \varphi_{sN}$ .

Для исследования силовых действий в активной части ТГ магнитное поле достаточно рассчитать в двухмерной [8] постановке в их поперечном сечении (рис. 1). Оно описывается дифференциальным уравнением

$$\text{rot} \left[ \mu^{-1} \text{rot} (\vec{k} A_z) \right] = \vec{k} J_z, \quad (4)$$

где  $A_z, J_z$  – аксиальные составляющие векторного магнитного потенциала и плотности тока;  $\mu$  – абсолютная магнитная проницаемость;  $\vec{k}$  – орт по аксиальной оси  $z$ .

Это уравнение решается численным методом конечных элементов с учетом насыщения магнитопровода и магнитные поля рассчитываются по общедоступной программе FEMM [14]. Картины этих полей в режиме НН в исходный момент времени представлены на рис. 1 силовыми линиями.

Базовыми величинами магнитного поля, которые используются при расчете силовых воздействий, является вектор магнитной индукции и его радиальная и угловая координатные составляющие

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A}; \quad B_r = r^{-1} \cdot \partial A_z / \partial \alpha; \quad B_\alpha = -\partial A_z / \partial r. \quad (5)$$

При поворотах ротора и магнитного поля соответственно (1) – (3) картина магнитного поля в целом сохраняется, но с некоторыми локальными изменениями. Конкретно, для получения всех интересных нас временных функций силовых величин на полных периодах их изменения оказалось, что достаточно поворота ротора на  $60^\circ$ , что соответствует во времени шестой части полного периода  $T$  токов статора (3). Угол поворота ротора  $\Delta\alpha$  составлял  $0,5^\circ$ , поэтому число расчетных позиций равнялось 120. Искомые временные функции конкретных величин на полных периодах затем формировались с учетом их повторения с определенным фазовым сдвигом в разных фазных зонах. Все операции выполнялись автоматически посредством управляющей программы, написанной на языке Lua.

В итоге искомые временные силовые функции представлялись дискретным числовым рядом

$$\Gamma(t_k), \quad k=1,2,\dots,K_{\min}, \quad (6)$$

где пока использован некий абстрактный символ функции  $\Gamma$ .

Поскольку представляемые далее временные функции являются периодическими, для их анализа использован, как и в [12], гармонический анализ на основе их разложения в ряды Фурье [4]

$$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_{v=1}^{N_g} \Gamma_{m,v} \cos(v \omega t + \zeta_v), \quad (7)$$

где  $\Gamma_0$  – постоянная составляющая;  $\Gamma_{m,v}, \zeta_v$  – амплитуда и начальная фаза гармоник.

Для функций типа (6), имеющих полупериодичную асимметрию вида  $\Gamma(t+T/2) = -\Gamma(t)$ , в рядах (7) присутствуют лишь нечетные гармоники с номерами  $v=1,3,5,\dots$ , для функции, не имеющей симметрии на периоде, присутствуют четные и нечетные гармоники  $v=1,2,3,\dots$ . Допустимый номер гармоник  $N_g$  не должен превышать половины выбранного для (6) числа значений  $K_{\min}$ , соответствующего полному периоду конкретно рассматриваемой функции.

Роль высших гармоник во временных функциях оценивается коэффициентом искажения

$$d_{dist} = \Gamma_{m,1} \left( \sum_{v=1}^{N_g} \Gamma_{m,v}^2 \right)^{-1/2}. \quad (8)$$

Для функций, содержащих явно выраженные высшие гармоники, значения  $d_{dist}$  заметно отличаются от единицы, присущей «чистой» синусоиде.

В приведенных далее таблицах даются для рассматриваемых функций абсолютный максимум  $\Gamma_{max}$ , постоянная составляющая  $\Gamma_0$  (она, по сути, является средним значением за период) и амплитуда первой гармоники  $\Gamma_{m,1}$  (все в абсолютных единицах), а также в относительных единицах (о.е.) амплитуды прочих гармоник

$$\Gamma_{m,v*} = \Gamma_{m,v} / \Gamma_{m,1}. \quad (9)$$

**Анализ силовых действий в турбогенераторах. Электродинамические усилия, действующие в пазу статора** непосредственно на стержни обмотки с током в пределах их площади сечения  $S$ , определяются на основе закона Ампера [8]. В полярной системе координат это выливается в формулы угловой и радиальной составляющих и модуля сосредоточенной силы на весь паз:

$$F_{A\alpha} = I_a \int_S [B_\alpha \sin(\alpha - \alpha_n) - B_r \cos(\alpha - \alpha_n)] J_z dS; \quad (10)$$

$$F_{Ar} = I_a \int_S [B_\alpha \cos(\alpha - \alpha_n) + B_r \sin(\alpha - \alpha_n)] J_z dS; \quad F_A = \sqrt{F_{A\alpha}^2 + F_{Ar}^2}, \quad (11,12)$$

где  $\alpha_n$  – угловая координата оси конкретно рассматриваемого паза, к которой приводятся эти силы. Расчеты, проведенные в заданные моменты времени (1), дали дискретные временные функции сил

$$F_{A\alpha}(t_k); F_{Ar}(t_k); F_A(t_k), \quad k=1,2,\dots, K_{\min}, \quad (13)$$

где число  $K_{\min}$  для этих функций составило 360 на их периоде  $T_2$ , который оказался равным  $T/2$ . То есть их несущая частота  $f_{s2}$  в два раза больше, чем частота токов  $f_s$ .

Графики дискретных функций (13) показаны на рис. 2. В качестве объекта избраны стержни обмотки в пазу, который на рис. 1 для каждого из ТГ расположен в левых частях их сечений прямо над поперечной осью  $q$ . Эти пазы фрагментарно показаны на рис. 2, и для них дано преимущественное направление силы  $F_A$ , которая практически равна радиальной силе  $F_{Ar}$ , т.к. угловая сила  $F_{A\alpha}$  по сравнению с ними весьма мала. В избранных пазах силы достигают наибольших значений, потому что здесь располагаются стержни одной фазной обмотки с суммарной амплитудой пазового тока  $I_{sn} = 2I_m$ ; в пазах, где сходятся стержни разных фаз,  $I_{sn} = \sqrt{3}I_m$  [12].

На рис. 2 силы даны из расчета на единицу аксиальной длины ТГ, а время – в о.е. через их период повторения  $T_2$ . Очевидно, что в ТГ-1 силы достигают примерно вдвое больших значений, чем у ТГ-2, что объясняется соотношением их пазовых токов  $I_{sn}$ .

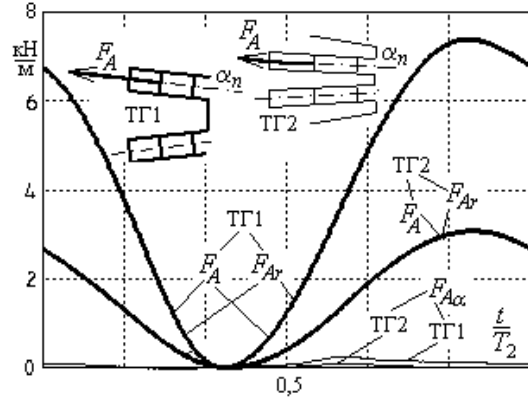


Рис. 2

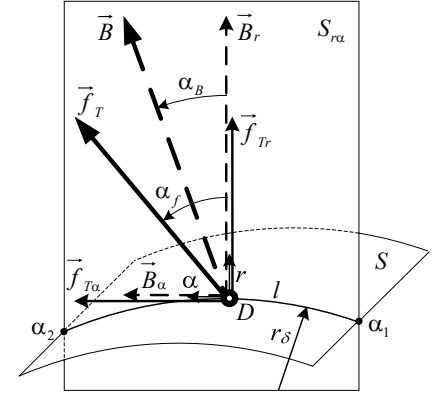


Рис. 3

Таблица 1

| ТГ  |          | $F_{A,max}$ | $F_{A,0}$ | $F_{A,m,1}$ | $F_{A,m,2^*}$ | $F_{A,m,3^*}$ | $d_{dist}$ |
|-----|----------|-------------|-----------|-------------|---------------|---------------|------------|
| ТГ1 | $\alpha$ | 0,24        | 0,08      | 0,09        | 0,404         | 0,174         | 0,896      |
|     | $r$      | 7,39        | 4,01      | 3,70        | 0,090         | 0,029         | 0,996      |
| ТГ2 | $\alpha$ | 0,096       | 0,018     | 0,03        | 0,679         | 0,465         | 0,734      |
|     | $r$      | 3,07        | 1,55      | 1,53        | 0,019         | 0,009         | 1,000      |

Состав сил, действующих на проводники в пазу статора ТГ, дан в табл. 1. Силы представлены по составляющим  $\alpha$  – угловой и  $r$  – радиальной. Максимальные  $F_{A,max}$  и средние  $F_{A,0}$  значения, а также амплитуда первой гармоники  $F_{A,m,1}$  сил даны в кН/м, амплитуды высших гармоник – в о.е. (ограничились 2-ой и 3-ей гармониками, которые для основной составляющей силы еще заметны).

**Силовая напряженность магнитного поля в зазоре.** Силовые действия на ферромагнитные сердечники ТГ, в том числе и ЭММ, после расчета магнитного поля определяются через тензор магнитного натяжения (ТМН) Максвелла [3], который описывает давление на единицу поверхности  $S$  в немагнитной части области расчета, как это уже представлено в [11]. В зазоре ТГ можно выделить цилиндрическую поверхность  $S$ , и тогда при плоскопараллельном магнитном поле векторы и составляющие магнитной индукции и ТМН находятся в плоскости  $S_{r\alpha}$ , перпендикулярной поверхности  $S$  (рис. 3). Здесь определяются нормальная (радиальная) и касательная (угловая) к поверхности составляющие ТМН  $\vec{f}_T$ , Н/м<sup>2</sup>

$$f_{Tr} = (2\mu_0)^{-1}(B_r^2 - B_\alpha^2); \quad f_{T\alpha} = \mu_0^{-1}(B_r \cdot B_\alpha), \quad (14)$$

где  $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная.

В ЭМ, в том числе в исследуемом ТГ, обычно рассматривается круговая линия  $l$  радиуса  $r_\delta$  на пересечении указанных поверхностей. Известно [3], что угол наклона  $\alpha_f$  ТМН в 2 раза больше угла наклона  $\alpha_B$  вектора магнитной индукции.

**Силовые действия на зубцы сердечника статора** определялись на основе ТМН как результирующая угловая сила  $F_{T\alpha}$  на дуге вблизи расточки сердечника статора в пределах его зубцового деления (рис. 4). Конкретно рассматривался один зубец, расположенный на левой части рис. 1 на оси  $q$ , для которого искомая сила

$$F_{T\alpha} = r_\delta \cdot l_a \cdot \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} [f_{T\alpha} \cos(\alpha - \alpha_z) + f_{Tr} \sin(\alpha - \alpha_z)] d\alpha, \quad (15)$$

где  $\alpha_1, \alpha_2$  – начальная и конечная угловые координаты указанной дуги;  $\alpha_c$  – угловая координата центральной оси зубца, к которой приводится эта сила.

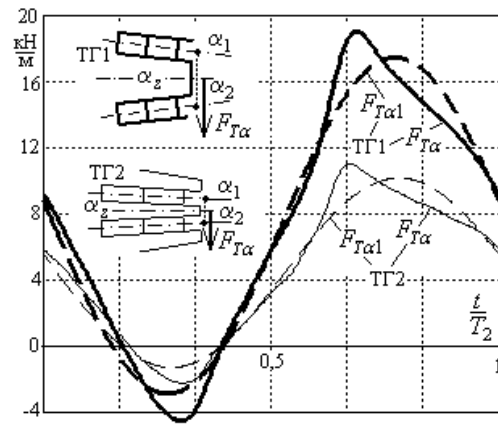


Рис. 4

Расчеты, проведенные в заданные моменты времени (1), дали дискретную временную функцию силы (16), где число  $K_{min}$  для данной функции, как и для (13), составило 360 на ее периоде, который тоже оказался равным  $T_2$ , и ее несущая частота также равна  $f_{s2}$ .

Динамика изменения силы  $F_{Tα}$  для двух ТГ представлена на рис. 4, где также фрагментарно показаны их зубцы и преимущественное направление рассматриваемой силы. Эта сила является знакопеременной и для ТГ-1 достигает значительно больших значений ввиду большей длины дуги зубцового деления. Значения силы приходятся на единицу аксиальной длины ТГ.

Состав сил, аналогичный табл. 1, но теперь для сил  $F_{Tα}$ , действующих на зубцовое деление статора ТГ, дан в табл. 2 (в кН/м и в о.е.). Гармонический состав сил здесь представлен спектром до уровня 0,02 о.е. На рис. 4, наряду с полными функциями, представлены также их первые гармоники  $F_{Tα1}$ .

Таблица 2

| ТГ  | $F_{Tα,max}$ | $F_{Tα,0}$ | $F_{Tα,m,1}$ | $F_{Tα,m,2*}$ | $F_{Tα,m,3*}$ | $F_{Tα,m,4*}$ | $F_{Tα,m,5*}$ | $F_{Tα,m,6*}$ | $F_{Tα,m,7*}$ | $d_{dist}$ |
|-----|--------------|------------|--------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|------------|
| ТГ1 | 19,53        | 7,30       | 10,16        | 0,128         | 0,082         | 0,086         | 0,032         | 0,019         | 0,022         | 0,984      |
| ТГ2 | 11,58        | 4,45       | 5,73         | 0,154         | 0,088         | 0,083         | 0,036         | 0,020         | 0,027         | 0,979      |

**Силы, действующие на сердечник статора** в целом в поперечном сечении

ТГ, также определялись на основе составляющих ТМН (14). Конкретно рассматривалась радиальная сила

$$F_{Tr} = r_{\delta} \cdot l_a \cdot \int_0^{\pi} [f_{Tr} \cos(\alpha - \alpha_q) - f_{Tα} \sin(\alpha - \alpha_q)] \cdot d\alpha, \quad (17)$$

действующая на половину сечения сердечника. Она определялась на дуге окружности в пределах полюсного деления ТГ, проведенной вблизи расточки его сердечника статора. Эта сила приведена к горизонтальной оси, расположенной под углом  $\alpha_q = 90^\circ$ .

Расчеты для заданных моментов времени (1) дали дискретную временную функцию силы

$$F_{Tr}(t_k), \quad k=1,2,\dots, K_{min}, \quad (18)$$

где  $K_{min}$  для данной функции, период повторения  $T_2$  и несущая частота  $f_{s2}$  такие же, как и для функций (13), (16).

Динамика изменения силы  $F_{Tr}$  для двух ТГ показана на рис. 5, где также фрагментарно показан сердечник статора одного из ТГ, а также даны направления сил, действующих на его половинки. Эти силы являются переменными со значительной долей постоянной составляющей. Они приложены к аксиальному сечению сердечника, проходящему по линии  $ab$ . Для любого другого аксиального сечения временные функции силы повторяются, только с соответствующим временным сдвигом. Как и ранее, силы даны на единицу аксиальной длины ТГ.

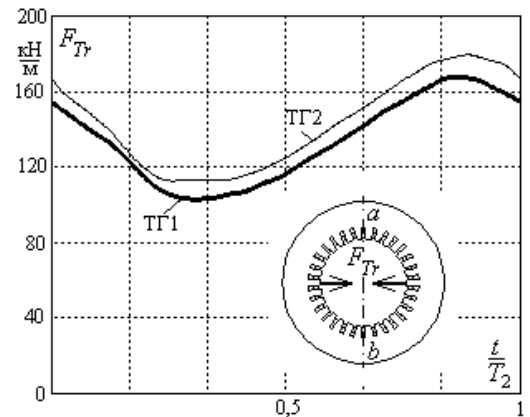


Рис. 5

Состав сил, аналогичный табл. 1 и 2, но теперь для сил  $F_{Tr}$ , действующих на полюсное деление статора ТГ, дан в табл. 3 (в кН/м и в о.е.). Гармонический состав сил здесь представлен спектром до 0,02 о.е.

Таблица 3

| ТГ  | $F_{Tr,max}$ | $F_{Tr,0}$ | $F_{Tr,m,1}$ | $F_{Tr,m,2*}$ | $F_{Tr,m,3*}$ | $F_{Tr,m,4*}$ | $F_{Tr,m,5*}$ | $F_{Tr,m,6*}$ | $d_{dist}$ |
|-----|--------------|------------|--------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|------------|
| ТГ1 | 169          | 134        | 31,01        | 0,088         | 0,033         | 0,036         | 0,014         | 0,008         | 0,995      |
| ТГ2 | 181          | 143        | 33,17        | 0,123         | 0,010         | 0,025         | 0,023         | 0,022         | 0,991      |

**Переменная составляющая электромагнитного момента.**

В программе FEMM [14] предусмотрена процедура, когда в кольцевом слое зазора формируется совокупность контуров, и ЭММ определяется через угловую составляющую ТМН как поверхностный интеграл по площади  $S_\delta$  поперечного сечения такого слоя

$$M_{em} = \frac{l_a}{(r_s - r_r)} \int_{S_\delta} r \cdot f_{T\alpha} \cdot dS = \frac{l_a}{\mu_0(r_s - r_r)} \int_0^{2\pi r_s} \int_{r_r} r \cdot B_r \cdot B_\alpha \cdot r \cdot dr \cdot d\alpha, \quad (19)$$

где  $r_r$  и  $r_s$  – радиусы окружностей, ограничивающие площадь  $S_\delta$  слоя со сторон ротора и статора.

Расчеты, проведенные в заданные моменты (1), дали дискретную временную функцию ЭММ

$$M_{em}(t_k), \quad k=1,2,\dots, K_{min}. \quad (20)$$

В ТГ эти функции достаточно стабильны с определяющей ролью средних значений  $M_{em,0}$ , которые были выделены из (20) и составили 636,1 кН·м для ТГ-1 и 717,3 кН·м для ТГ-2. Проверка этих значений проведена через электромагнитную мощность  $P_{em} = M_{em} \Omega$ , которая составила 199,8 и 225,4 МВт соответственно, что весьма близко к номинальным мощностям рассматриваемых ТГ.

Из функции (20) выделяется переменная составляющая ЭММ

$$dM_{em}(t_k) = M_{em}(t_k) - M_{em,0}, \quad k=1,2,\dots, K_{min}, \quad (21)$$

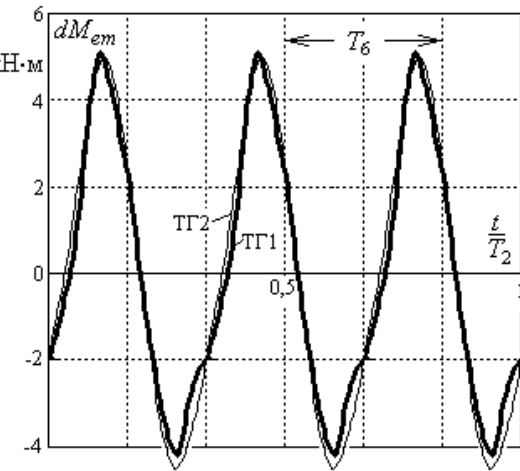
которая имеет период повторения  $T_6$ , составляющий шестую часть от глобального периода  $T$ .

Для функции (21) на ее периоде повторения  $T_6$   $K_{min}=120$ , ее несущая частота  $f_{s6} = 6 \cdot f_s$ . Такая периодичность объясняется в [12] периодичностью распределения максимумов пазовых токов статора, которые составляют, как указано выше,  $I_{sn} = 2I_m$  в пазах, где сходятся стержни одной фазной обмотки (рис. 1), и  $I_{sn} = \sqrt{3}I_m$  – разные фазы.

Графики функции (21) показаны на рис. 6 на протяжении трех периодов  $T_6$ , что соответствует периоду  $T_2$  уже рассмотренных функций (13), (16) и (18).

Результаты гармонического анализа в соответствии с (6)–(9) для переменной составляющей ЭММ представлены в табл. 4 (в кН·м и в о.е.). Большее проявление высших гармоник для ТГ-1 объясняется влиянием зубцовых пульсаций, накладываемых на основной колебательный процесс. Конечно, значения переменной составляющей ЭММ  $dM_{em}$  на два порядка меньше его среднего значения  $M_{em,0}$ .

Но изменения ЭММ (наряду с другими – рассмотренными выше циклическими



**Рис. 6**

**Таблица 4**

| ТГ  | $dM_{em,max}$ | $dM_{m,1}$ | $dM_{m,2}^*$ | $dM_{m,3}^*$ | $dM_{m,4}^*$ | $dM_{m,5}^*$ | $d_{dist}$ |
|-----|---------------|------------|--------------|--------------|--------------|--------------|------------|
| ТГ1 | 5,24          | 4,07       | 0,174        | 0,102        | 0,011        | 0,044        | 0,978      |
| ТГ2 | 5,03          | 4,53       | 0,102        | 0,031        | 0,006        | 0,000        | 0,994      |

силовыми действиями в ТГ) могут приводить к шуму и вибрации их активной части.

**Магнитное потокосцепление фазной обмотки.**

Пульсации сил и ЭММ, наличие в них заметных высших гармоник могут вызвать сомнение относительно гармонического состава основной функциональной величины ТГ – ЭДС в обмотке статора. Для проверки этого рассмотрим временную функцию магнитного потокосцепления (МПС), порождающую функцию ЭДС.

Для этого, как уже представлялось в [8, 12], в процессе уже объясненных здесь расчетов вращающегося магнитного поля, была сформирована дискретная временная функция МПС

$$\Psi_s(t_k), \quad k=1,2,\dots, K_{min}, \quad (22)$$

которая имеет упоминавшийся глобальный период  $T$  и сформирована по числу точек  $K_{min}=720$ .

Графики временных функций МПС показаны на рис. 7, они близки к синусоидам, что подтверждает их гармонический состав в табл. 5 (в Вб и о.е.). Амплитуды остальных гармоник были менее 0,001 о.е. Поскольку временные функции МПС обладают полупериодичной асимметрией, которая уже упоминалась, то в их спектре присутствуют лишь нечетные гармоники.

На рис. 7 показаны также графики пазовых токов  $I_{sn}$ , приходящихся на стержни одной фазы, расположенные в общем пазу  $\alpha_1$  – это, по сути, сумма синусоидальных токов двух стержневой фазной обмотки  $A-A'$ . Это, естественно, чисто синусоидальная функция, соответствующая (3). Переходу через нуль графиков тока  $I_{sn}$  соответствуют нулевые значения сил на рис. 2.

Подытоживая результаты гармонического анализа, отметим, что номера гармоник для МПС (табл. 5) являются глобальными для ТГ, их несущая частота соответствует частоте токов  $f_s$ ; эти номера обозначим через  $\nu_s$ . В табл. 1–3 данные соответствуют, как отмечалось, иной несущей частоте  $f_{s2}$ , поэтому локальные номера гармоник  $\nu$  в (7) для величин из этих таблиц при переводе в глобальную нумерацию надо удвоить, т.е.  $\nu_s = 2\nu$ . Гармонический состав в табл. 4 для переменной составляющей ЭММ соответствует несущей частоте  $f_{s6}$  – тогда для этих гармоник с номерами  $\nu$  имеем глобальные номера  $\nu_s = 6 \cdot \nu$ . Таким образом, на основной процесс со спектром из нечетных гармоник (табл. 5) накладывается гармонический спектр из табл. 1 – табл. 4, основой которого в глобальном исчислении являются четные гармоники.

**Выводы.** 1. Численный расчет магнитного поля является эффективной основой для определения и анализа широкого спектра силовых действий в электрических машинах. При этом вычисление разных сил и вращающих моментов практически лишено каких-либо серьезных условностей и дает качественно и количественно достоверную информацию с учетом практически любой формы конструкции и насыщения магнитопровода, а динамика изменения силовых действий может быть выявлена на основе многопозиционных расчетов с синхронным вращением ротора и магнитного поля статора.

2. Численно-полевой анализ силовых действий в турбогенераторах проявил их физическую основу и показал величину и динамику этих действий на элементы их конструкции. При этом выявлено, что силы, действующие на проводники обмотки статора, на зубцы его сердечника и внутри сердечника в целом, достигают весьма существенных значений, которые должны учитываться при расчете механической устойчивости активной части ТГ. Особенно с учетом того, что эти силовые действия имеют удвоенную несущую частоту и высшие гармонические составляющие.

3. В однотипных по мощности и габаритам турбогенераторах, но с различным числом пазов статора, суммарные внутренние силовые действия (электромагнитный момент и в целом на сердечник статора) практически равноценны. Но на локальные элементы (стержни обмотки в пазах и зубцы статора) действуют существенно отличающиеся силы: при уменьшенном вдвое числе пазов локальные силы примерно вдвое больше, т.к. объемы и поверхности приложения этих сил также соответственно большие.

4. Принцип расчетного анализа динамики силовых действий, продемонстрированный на примере турбогенераторов, может быть распространен и на другие типы электрических машин с иной конструкцией элементов их активной части.

1. Вольдек А.И. Электрические машины. – Ленинград: Энергия, 1978. – 832 с.
2. Зозулін Ю.В., Антонов О.С., Бичік В.М., Боричевський А.М., Кобзар К.О., Лівшиць О.Л., Ракогон В.Г., Роговий І.Х., Хаймович Л.Л., Чередник В.І. Створення нових типів та модернізація діючих турбогенераторів для теплових електричних станцій. – Харків: ПФ «Колегіум», 2011. – 228 с.
3. Иванов-Смоленский А.В. Электромагнитные силы и преобразование энергии в электрических машинах. – Москва: Высш. школа, 1989. – 312 с.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1973. – 832 с.
5. Кузьмин В.В., Милых В.И., Шпаченко В.С. Обзор методов расчета электродинамических сил в электротехнических устройствах // Электрика. – 2011. – №11. – С. 40–42.
6. Милых В.И., Высочин А.И. Принципы расчета магнитного поля в торцевой зоне турбогенератора в различных режимах его работы // Электротехніка і електромеханіка. – 2010. – №3. – С. 17–22.
7. Милых В.И., Высочин А.И. Расчет трехмерного распределения магнитного поля мощного турбогенератора в режиме холостого хода // Электротехніка і електромеханіка. – 2011. – №3. – С. 30–32.
8. Милых В.И., Полякова Н.В. Определение электромагнитных параметров электрических машин на основе численных расчетов магнитных полей // Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – №2. – С. 40–46.
9. Милых В.И., Полякова Н.В. Система направлений и фазовых соотношений электромагнитных величин при численных расчетах магнитных полей в турбогенераторе // Электротехніка і електромеханіка. – 2011. – №5. – С. 33–38.

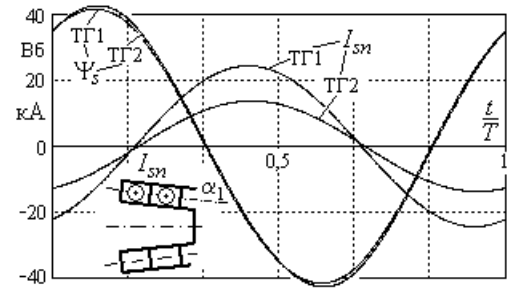


Рис. 7

Таблица 5

| ТГ  | $\Psi_{max}$ | $\Psi_{m,1}$ | $\Psi_{m,3}^*$ | $d_{dist}$ |
|-----|--------------|--------------|----------------|------------|
| ТГ1 | 41,58        | 41,69        | 0,010          | 1,000      |
| ТГ2 | 42,66        | 42,43        | 0,014          | 1,000      |

10. Милых В.И., Полякова Н.В. Организация численного расчета магнитного поля турбогенератора в режиме нагрузки с обеспечением заданных его выходных параметров // *Электротехника і електромеханіка.* – 2012. – №1. – С. 36–41.
11. Милых В.И., Полякова Н.В. Силовые взаимодействия в турбогенераторе в различных стационарных режимах работы // *Технічна електродинаміка.* – 2013. – №5. – С. 47–54.
12. Милых В.И., Полякова Н.В. Расчетный и гармонический анализ магнитных полей в активной зоне турбогенератора в режиме нагрузки // *Электротехника і електромеханіка.* – 2013. – №6. – С. 40–45.
13. Титов В.В., Хуторецкий Г.М., Загородная Г.А., Вартаньян Г.П., Заславский Д.И., Смотров И.А. Турбогенераторы. – Л.: Энергия, 1967. – 895 с.
14. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. FEMM 4.2 32 bit Executable (11 apr 2012). [Электронный ресурс] : Режим доступа : <http://www.femm.info/wiki/Download>. – 2013.

УДК 621.313

## ДИНАМІКА СИЛОВИХ ДІЙ В ТУРБОГЕНЕРАТОРАХ З РІЗНИМИ ЗУБЦОВО-ПАЗОВИМИ СТРУКТУРАМИ В НОМІНАЛЬНОМУ РЕЖИМІ РОБОТИ

В.І.Мілих, докт. техн. наук, Н.В.Полякова

Національний технічний університет "Харківський політехнічний інститут"

вул. Фрунзе, 21, Харків, 61002, Україна.

e-mail: [mvikpi@kpi.kharkov.ua](mailto:mvikpi@kpi.kharkov.ua)

*Розглянуто теоретичні основи визначення силових дій в електричних машинах і виявлення динаміки їхньої зміни та гармонійного складу. На прикладі турбогенератора в режимі навантаження проведено відповідний розрахунковий аналіз сил, що приходяться на провідники в пазах статора, сил, що діють на зубець осердя статора і усередині цього осердя в цілому, електромагнітного моменту і його змінної складової. Основою аналізу є чисельно-польовий багатопозиційний розрахунок магнітного поля та використання закону Ампера і тензора магнітних натяжень Максвелла. Бібл. 14, табл. 5, рис. 7.*

**Ключові слова:** електричні машини, турбогенератор, елементи активної частини, силові дії, динаміка зміни, чисельно-польовий метод, розрахунковий аналіз, гармонійний склад.

## DYNAMICS OF FORCE ACTION IN TURBOGENERATORS WITH DIFFERENT TOOTH-SLOT STRUCTURES IN NOMINAL MODE

V.I.Milykh, N.V.Polyakova

National technical university "Kharkov polytechnic institute",

Frunze, 21, Kharkiv, 61002, Ukraine.

e-mail: [mvikpi@kpi.kharkov.ua](mailto:mvikpi@kpi.kharkov.ua)

*Theoretical basics definition of force action in electric machines and revealing of the dynamics of their changes and harmonic composition are considered. The relevant calculated analysis of the forces which account for the conductors in the stator slots, of the forces acting on the tooth of the stator core and inside of the core as a whole, of the electromagnetic torque and a variable component is carried on the example of a turbogenerator in the load mode. The basis of the analysis are numeral-field calculation of the magnetic field in many positions and the use of Ampere's law and Maxwell's tensor magnetic tension.*

References 14, figures 7, tables 5.

**Key words:** electric machines, turbogenerator, elements of active part, force action, dynamics of change, numeral-field method, calculated analysis, harmonic composition.

1. Voldek A.I. Electrical machines. – Leningrad: Energiia, 1978. – 832 p. (Rus)
2. Zozulin Yu.V., Antonov O.Ye., Bychik V.M., Borychevskiy A.M., Kobzar K.O., Livshyts O.L., Rakohon V.H., Rohovyi I.Kh., Khaimovych L.L., Cherednyk V.I. Creation of new types and modernization of the existing turbogenerators for the thermal electric stations. – Kharkiv: PF «Kolehium», 2011. – 228 p. (Ukr)
3. Ivanov-Smolenskii A.V. Electromagnetic forces and energy conversion in electrical machines. – Moskva: Vysshiaia shkola, 1989. – 312 p. (Rus)
4. Korn G., Korn T. Reference book on mathematics for research workers and engineers. – Moskva: Nauka, 1973. – 832 p. (Rus)
5. Kuzmin V.V., Milykh V.I., Shpatenko V.S. A review of methods of calculation of electrodynamic forces in electrical engineering devices // *Elektrika.* – 2011. – №11. – Pp. 40–42. (Rus)
6. Milykh V.I., Vysochin A.I. Principles of calculation of magnetic field in the butt-end area of turbogenerator in different operating conditions // *Elektrotehnika і Elektromekhanika.* – 2010. – №3. – Pp. 17–22. (Rus)
7. Milykh V.I., Vysochin A.I. The calculation of three-dimensional distribution of the magnetic field of the powerful turbogenerator under no-load conditions // *Elektrotehnika і Elektromekhanika.* – 2011. – №3. – Pp. 30–32. (Rus)
8. Milykh V.I., Polyakova N.V. Determination of the electromagnetic parameters of electrical machines on the basis of the numeral calculations of the magnetic fields // *Elektrotehnika і Elektromekhanika.* – 2006. – №2. – Pp.40–46. (Rus)
9. Milykh V.I., Polyakova N.V. System of directions and phase relations of electromagnetic values at the numeral calculations of the magnetic fields in turbogenerator // *Elektrotehnika і Elektromekhanika.* – 2011. – №5. – Pp.33–38. (Rus)
10. Milykh V.I., Polyakova N.V. Organization of the numerical calculation of the magnetic field of turbogenerator in load mode with providing of prescribed its output parameters // *Elektrotehnika і Elektromekhanika.* – 2012. – №1. – Pp. 36–41. (Rus)
11. Milykh V.I., Polyakova N.V. The force interactions in turbogenerator in different steady-state working conditions // *Tekhnichna elektrodynamika.* – 2013. – №5. – Pp. 47–54. (Rus)
12. Milykh V.I., Polyakova N.V. Calculated and harmonic analysis of the magnetic fields in the active zone of the turbogenerator in the load mode // *Elektrotehnika і Elektromekhanika.* – 2013. – №6. – Pp. 40–45. (Rus)
13. Titov V.V., Hutoretskii G.M., Zagorodnaia G.A., Vartanian G.P., Zaslavskii D.I., Smotrov I.A. Turbogenerators. – Leningrad: Energiia, 1967. – 895 p. (Rus)
14. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. FEMM 4.2 32 bit Executable (11 apr 2012) [Electronic resource]: Mode of access: <http://www.femm.info/wiki/Download>. – 2013.

Надійшла 05.12.2013

Остаточний варіант 20.01.2014