

СИЛОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТУРБОГЕНЕРАТОРЕ В РАЗЛИЧНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ

В.И.Милых, докт.техн.наук, Н.В.Полякова

Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт"

ул. Фрунзе, 21, Харьков, 61002, Украина,

e-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua

Рассмотрены теоретические основы определения электромагнитных сил, действующих на проводники обмоток электрических машин, а также на их ротор в целом с учетом воздействия на ферромагнитный сердечник через силовую напряженность в магнитном поле зазора. На примере турбогенератора проведены численно-полевой расчетный анализ сил, приходящихся на проводники в пазах статора и ротора, анализ распределения тензора магнитного натяжения в зазоре, анализ электромагнитного и реактивного моментов, действующих на ротор, анализ сил одностороннего тяжения ротора при эксцентриситете зазора. Расчеты проводились в режимах холостого хода, номинальной нагрузки и при наличии магнитного поля только обмотки статора. Библ. 10, табл. 1, рис. 8.

Ключевые слова: силовые электромагнитные воздействия, численно-полевой метод, турбогенератор, проводники, ферромагнитный сердечник, расчетный анализ, различные расчетные режимы.

В электрических машинах (ЭМ) основным принципом действия является существование электромагнитного момента между статором и ротором [1]. К сопутствующим силовым явлениям в ЭМ относятся воздействия непосредственно на проводники их обмоток. Классическая теория электрических машин, основанная на теории электрических и магнитных цепей, не позволяет получать для силовых взаимодействий исчерпывающие расчетные результаты. Поэтому приходится оперировать с простейшими моделями силовых взаимодействий и воздействий, например, с усредненными значениями электромагнитного момента. Что же касается проводников обмоток, окруженных ферромагнитными сердечниками, то для них расчет сил на основе цепных моделей приводит лишь к оценочным, весьма приближенным результатам, так как проблема расчета сил – это, по сути, проблема достаточно точного расчета непосредственно магнитных полей с учетом всех влияющих факторов.

С развитием численных методов расчета магнитных полей [9, 10] проблема расчета сил, действующих на элементы конструкции ЭМ, становится в значительной мере решенной. Уже нет ограничений на учет конструктивных форм машин в целом и их элементов, на детальный учет насыщения магнитопровода. При этом возможно определение не только силовых воздействий на проводники различных обмоток, которые при их расположении в пазах являются далеко не основными, но возможно определение силовых воздействий и непосредственно на ферромагнитные сердечники, например, на зубцы или полюса.

Учитывая, что созданы условия достаточно детального анализа силовых взаимодействий и продолжая курс [5] на адаптацию численных расчетов магнитных полей к анализу все большего набора параметров и характеристик ЭМ, в данной работе ставится **цель** – провести анализ силовых взаимодействий в одном из самых ответственных типов ЭМ – мощном турбогенераторе (ТГ).

Демонстрацию расчетных результатов будем проводить на ТГ со следующими

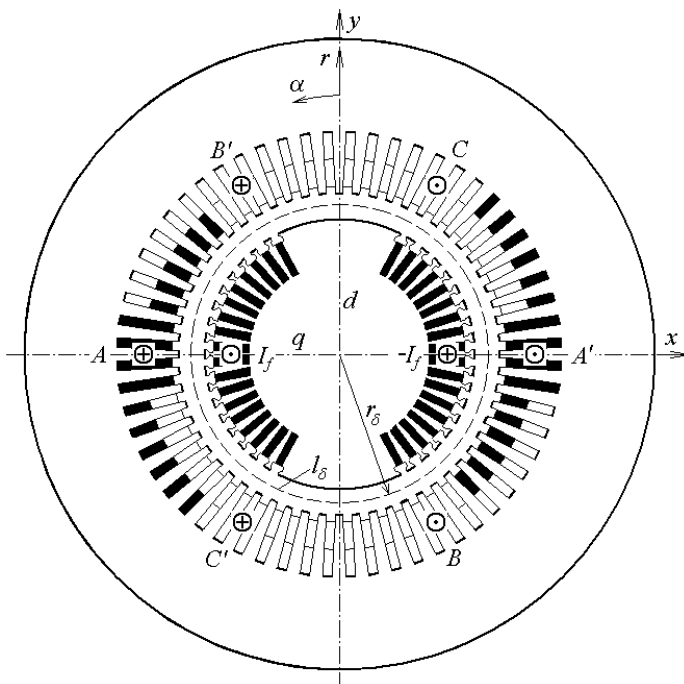


Рис. 1

номинальными параметрами: активная мощность $P_N=235$ МВт, фазные напряжения и ток $U_{sN}=9093$ В, $I_{sN}=10135$ А, коэффициент мощности $\cos\varphi_{sN}=0,85$, частота $f=50$ Гц. Параметры конструкции: числа фаз $m_s=3$, пар полюсов $p=1$ и пар параллельных ветвей обмотки статора $a=2$, немагнитный зазор $\delta=0,1$ м, активная длина $l_a=4,55$ м, диаметр ротора $d_r=1,075$ м, относительное укорочение обмотки статора – $4/5$. Числа последовательных витков фазной обмотки статора $N_s=10$, обмотки ротора $N_r=180$. В электромагнитной системе данного ТГ (рис. 1) показаны места расположения фазных зон обмотки статора $A-A'$, $B-B'$ и $C-C'$, а также структура стержней в пазах для первой из этих фазных обмоток. Система ориентации координат (r, α) полярной системы и положительных направлений токов в обмотках соответствует [6], а здесь показаны направления токов в режиме нагрузки.

Теоретические основы расчета сил и моментов. Так как силовые взаимодействия и воздействия в ЭМ осуществляются посредством магнитного поля, то оно и является наилучшей первоосновой их расчетов. Их можно сделать как в двухмерной [10], так и в трехмерной [9] постановке. Однако для реальных конструкций основных типов ЭМ практическое решение трехмерной полевой задачи требует очень больших затрат [3], которые адекватны получаемому уточнению результатов расчетов лишь в специальных случаях. В данной работе ограничимся рассмотрением силовых взаимодействий в активной части ТГ, для чего достаточно двухмерной постановки полевых задач.

Магнитное поле в поперечном сечении ЭМ описывается дифференциальным уравнением

$$\operatorname{rot}\left[\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}(\vec{k}A_z)\right]=\vec{k}J_z, \quad (1)$$

где A_z, J_z – аксиальные составляющие векторного магнитного потенциала (ВМП) и плотности тока; μ – магнитная проницаемость; \vec{k} – орт по аксиальной оси z .

Базовым численным методом расчета магнитных полей в данной работе принят метод конечных элементов (МКЭ) и соответствующая программа FEMM [10].

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

$$\vec{B}=\operatorname{rot}\vec{A}; \quad B_r=\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial A_z}{\partial\alpha}; \quad B_\alpha=-\frac{\partial A_z}{\partial r}. \quad (2)$$

Электродинамические усилия, действующие непосредственно на проводники с током в пределах их площади сечения S , определяются базовой формулой

$$\vec{F}_{em}=l_a\int_S J_z[\vec{k}\times\vec{B}]dS. \quad (3)$$

В полярной системе координат формула (3) трансформируется в формулы проекций на оси прямоугольной системы координат x, y (рис. 1) и модуль сосредоточенной силы

$$F_{emx}=-l_a\int_S[B_\alpha\sin\alpha+B_r\cos\alpha]J_zdS; \quad F_{emy}=l_a\int_S[B_r\sin\alpha-B_\alpha\cos\alpha]J_zdS; \quad F_{em}=\sqrt{F_{emx}^2+F_{emy}^2}. \quad (4)$$

Электромагнитный момент вращения, создаваемый непосредственно проводниками обмоток

$$M_{em}=l_a\int_S B_r J_z r dS. \quad (5)$$

Силовые проявления по (3)–(5) дают достаточно полную информацию при отсутствии ферромагнитных сердечников либо при расположении проводников на их цилиндрической гладкой поверхности [5].

Силы в магнитном поле с учетом использования ферромагнитных сердечников любой формы и присутствующих токонесущих проводников определяются посредством тензора натяжения Максвелла [2,10], который описывает давление на единицу поверхности в немагнитной части области расчета

$$d\vec{F}_T=0,5\cdot\left[\vec{H}\cdot(\vec{B}\cdot\vec{n})+(\vec{H}\cdot\vec{n})\cdot\vec{B}-(\vec{H}\cdot\vec{B})\cdot\vec{n}\right], \quad (6)$$

где $\vec{H}=\vec{B}/\mu$ – вектор напряженности магнитного поля; \vec{n} – вектор внешней нормали к указанной поверхности в точке, где определяется тензор (6).

Для определения тензора необходимо в области расчета выбирать поверхности, которые расположены именно в немагнитном пространстве (не попадают внутрь ферромагнетиков и на их границы). Тогда на основе (6) определяются нормальная и касательная к поверхности составляющие тензора магнитного натяжения (Н/м^2)

$$f_{Tn} = \frac{1}{2\mu_0}(B_n^2 - B_\tau^2); \quad f_{T\tau} = \frac{1}{\mu_0}(B_n \cdot B_\tau), \quad (7)$$

где $\mu_0=4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; B_n, B_τ – нормальная и касательная вектора \vec{B} .

В ЭМ, в том числе и в исследуемом ТГ, обычно рассматривается поверхность, образованная в зазоре круговым контуром l_δ с радиусом r_δ (рис. 1) и имеющая осевую длину l_a . Тогда нормальные составляющие – это радиальные составляющие B_r, f_{Tr} , касательные – угловые составляющие $B_\alpha, f_{T\alpha}$.

Для получения результирующей силы, действующей на ротор, из полярной системы координат (r, α) переходим в прямоугольную систему координат (x, y) (рис. 1), и тогда с учетом положительных направлений координатных осей можно определить проекции этой силы на оси x и y и ее модуль

$$F_{Tx} = -r_\delta \cdot l_a \int_0^{2\pi} (f_{T\alpha} \cos \alpha + f_{Tr} \sin \alpha) \cdot d\alpha; \quad F_{Ty} = r_\delta \cdot l_a \int_0^{2\pi} (f_{Tr} \cos \alpha - f_{T\alpha} \sin \alpha) \cdot d\alpha; \quad F_T = \sqrt{F_{Tx}^2 + F_{Ty}^2}. \quad (8)$$

Определение координатных составляющих этой силы при расчете магнитного поля посредством МКЭ проводится, соответственно, численным интегрированием.

В ЭМ с обмотками, расположенными в пазах, силы реально действуют, как уже отмечено, не только и не столько на проводники, а преимущественно на зубцы сердечников. При отсутствии токов в пазах на противоположные боковые стороны зубцов в угловом направлении действуют в среднем одинаковые силы, поэтому в целом электромагнитный момент между ротором и статором отсутствует. При наличии токов в проводниках картина магнитного поля, как это будет показано далее, искажается, и баланс угловых составляющих сил с разных сторон зубцов нарушается. И в зазоре между сердечниками ротора и статора силовые линии магнитного поля искажаются – в угловом направлении возникает силовое магнитное натяжение. Так и получается электромагнитный вращающий момент, действующий на ротор ЭМ

$$M_{em} = l_a \int_{l_\delta} r \cdot f_{T\alpha} \cdot dl = \frac{l_a r_\delta^2}{\mu_0} \int_0^{2\pi} B_r B_\alpha d\alpha, \quad (9)$$

где интегрирование проводится в зазоре по уже упоминавшейся линии окружности с радиусом r_δ .

В программе FEMM предусмотрена процедура вычисления электромагнитного момента (9) на основе тензора натяжения по задаваемому круговому контуру. Однако есть и более надежная процедура, когда выделяются все элементы ротора (сердечник и обмотка в пазах), а программа FEMM сама формирует в зазоре кольцевой слой, и электромагнитный момент через тензор натяжения определяется как поверхностный интеграл по площади S_δ кольцевого сечения зазора (а с учетом осевой длины ротора – это объемное интегрирование)

$$M_{em} = \frac{l_a}{(r_s - r_r) S_\delta} \int r f_{T\alpha} dS = \frac{l_a}{\mu_0 (r_s - r_r)} \int_0^{2\pi} \int_{r_r}^{r_s} r B_r B_\alpha r dr d\alpha, \quad (10)$$

где r_r и r_s – радиусы окружностей, ограничивающие площадь S_δ со стороны ротора и статора.

При использовании (10) нивелируется погрешность, вызванная дискретной конечно-элементной структурой. Расчет момента проводится фактически по средневзвешенному тензору натяжения с усреднением результатов расчетов по целому ряду контуров в области зазора.

Расчетный анализ силовых взаимодействий. Расчеты были проведены в режимах холостого хода (ХХ) и номинальной нагрузки (НН). Их постановка осуществлялась в соответствии с [5, 6]. В частности, в обмотке статора задавались мгновенные значения токов трехфазной системы

$$i_A = I_m \cos(\beta); \quad i_B = I_m \cos(\beta - 2/3 \cdot \pi); \quad i_C = I_m \cos(\beta + 2/3 \cdot \pi), \quad (11)$$

где $I_m = \sqrt{2} I_s$; I_s – амплитуда и действующее значение тока; β – угловое смещение оси, вдоль которой действует МДС трехфазной обмотки статора, по отношению к продольной оси ротора d .

В режиме ХХ ток ротора I_f составлял 810 А, в режиме НН – 2094 А. В режиме НН еще задавался угол $\beta = -159,48^\circ$, при котором мгновенные значения фазных токов на параллельную ветвь составили $i_A = -6711,6$ А; $i_B = 1180,5$ А; $i_C = 5531,1$ А. Именно таким значениям фазных токов соответствуют указанные на рис. 1 их направления. Значения всех токов и при ХХ, и при НН после расчета магнитного поля обеспечивали заданное номинальное напряжение U_{sN} , а в режиме НН еще и заданный коэффициент мощности $\cos \varphi_{sN}$, что устанавливалось на основе разработанного в [6, 7] метода.

Картини магнитных полей ТГ в режимах ХХ и НН показаны на рис. 2, а, б, соответственно, силовыми линиями – линиями равного ВМП $A_z^* = \text{const}$, при его нормировании по максимальному для конкретно представляемого режима абсолютному значению A_{max} . – $A_z^* = A_z / A_{max}$. Значения A_{max} в режимах ХХ и НН составляли 0,5211 и 0,6598 Вб/м. На рис. 2 показаны пространственные векторы МДС обмотки ротора – F_f , МДС реакции якоря F_a и результирующая МДС в режиме нагрузки F_l в общем для них масштабе. Направление МДС F_a соответствует заданному в (11) углу β .

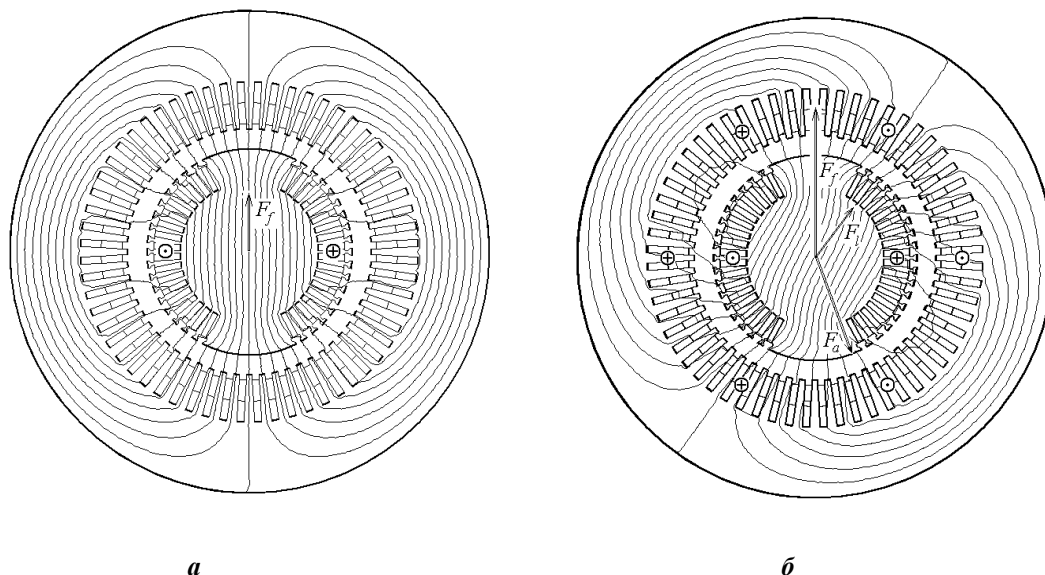


Рис. 2

Силы, которые действуют непосредственно на проводники обмоток, определены по (3), (4) и показаны в векторной форме на рис. 3 для режима НН (не для всех пазов, чтобы не перегружать изображение). Здесь каждый вектор соответствует силе, приходящейся на паз и единицу длины ТГ, причем для векторов конкретные масштабы даны отдельно для сил статора и ротора. Общий характер действия сил очевиден: они направлены вглубь массива своего сердечника. Резкая неравномерность распределения сил по обмотке статора объясняется тем, что в разных фазных обмотках статора проходят различные мгновенные значения токов, которые определяются в соответствии с (11). Наибольшая сила на паз ротора составляет 9,8 кН/м, на паз статора – 3 кН/м, в режиме ХХ силы действуют, естественно, только на проводники ротора и существенно меньшие – максимальная сила на паз составила 1,5 кН/м. Момент вращения (5), создаваемый силами, приложенными к проводникам обмотки статора, составил 6,85 кН·м, к проводникам ротора – (-16,1) кН·м. Последнее дает всего 2,15% от номинального момента, действующего на ротор целиком.

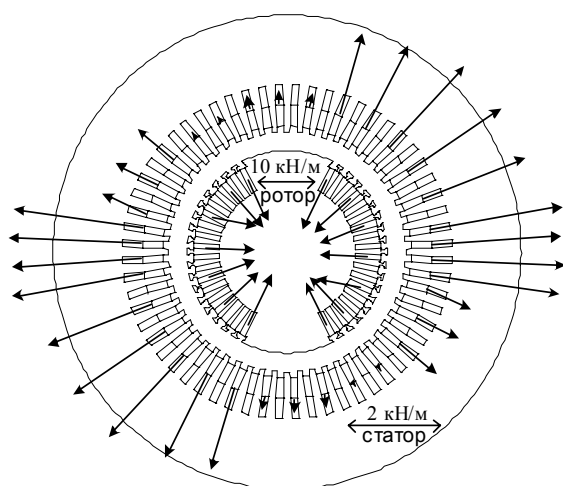


Рис. 3

Картини магнитных полей, показанные на рис. 2, повторены частично на рис. 4 в зоне зазора с захватом края большого зуба ротора (рис. 2, а и рис. 4, а – режим ХХ; рис. 2, б и рис. 4, б – режим НН). Если сравнить рисунки, то видно, как при переходе от ХХ к нагрузке исказилась общая картина магнитного поля. Если при ХХ и были локальные натяжения силовых линий в зазоре (отклонения от радиальных линий), то они в целом относительно зубцов имеют симметричный характер и результирующее действие в касательном направлении равно нулю – электромагнитный момент между ротором и статором отсутствует. В режиме нагрузки карти-

на рис. 4, а – режим ХХ; рис. 2, б и рис. 4, б – режим НН). Если сравнить рисунки, то видно, как при переходе от ХХ к нагрузке исказилась общая картина магнитного поля. Если при ХХ и были локальные натяжения силовых линий в зазоре (отклонения от радиальных линий), то они в целом относительно зубцов имеют симметричный характер и результирующее действие в касательном направлении равно нулю – электромагнитный момент между ротором и статором отсутствует. В режиме нагрузки карти-

на рис. 4, а – режим ХХ; рис. 2, б и рис. 4, б – режим НН). Если сравнить рисунки, то видно, как при переходе от ХХ к нагрузке исказилась общая картина магнитного поля. Если при ХХ и были локальные натяжения силовых линий в зазоре (отклонения от радиальных линий), то они в целом относительно зубцов имеют симметричный характер и результирующее действие в касательном направлении равно нулю – электромагнитный момент между ротором и статором отсутствует. В режиме нагрузки карти-

на натяжений имеет преобладающий односторонний характер и это приводит к соответствующему электромагнитному моменту по (9) или (10).

Распределение составляющих магнитной индукции и тензора натяжений по средней линии зазора l_δ (рис. 1) на двух полюсных делениях τ_p показано на рис. 5 – для режимов ХХ (а) и НН (б). Очевидно, что локальные силовые напряжения, т.е. тензоры натяжения магнитного поля, возникают и в режиме ХХ.

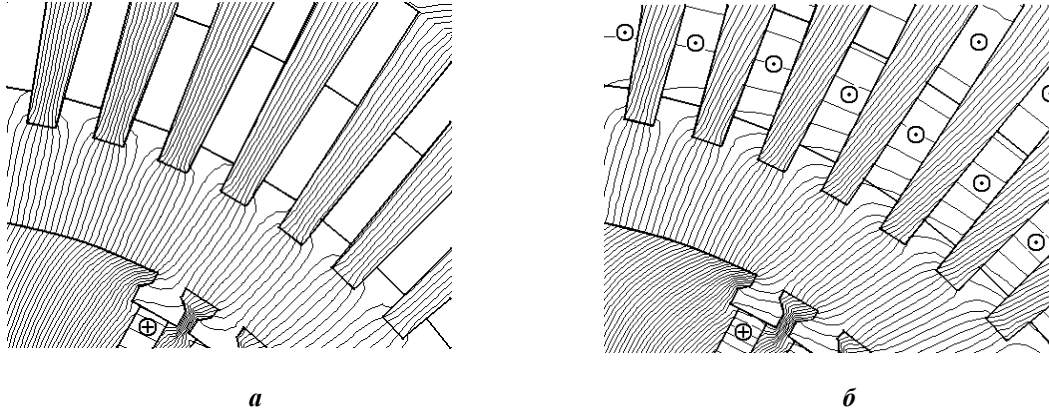
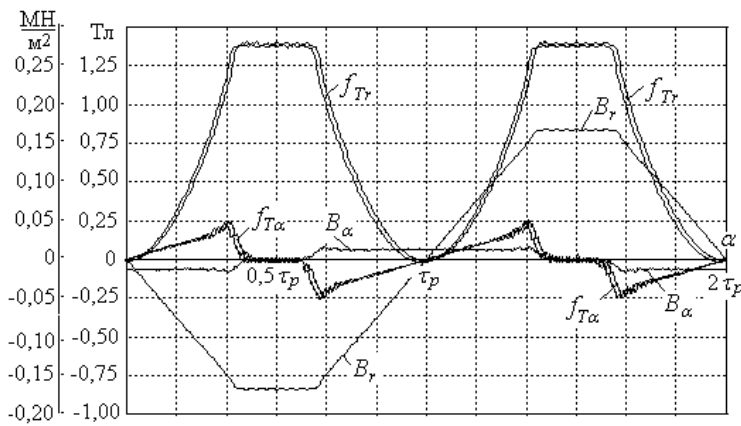
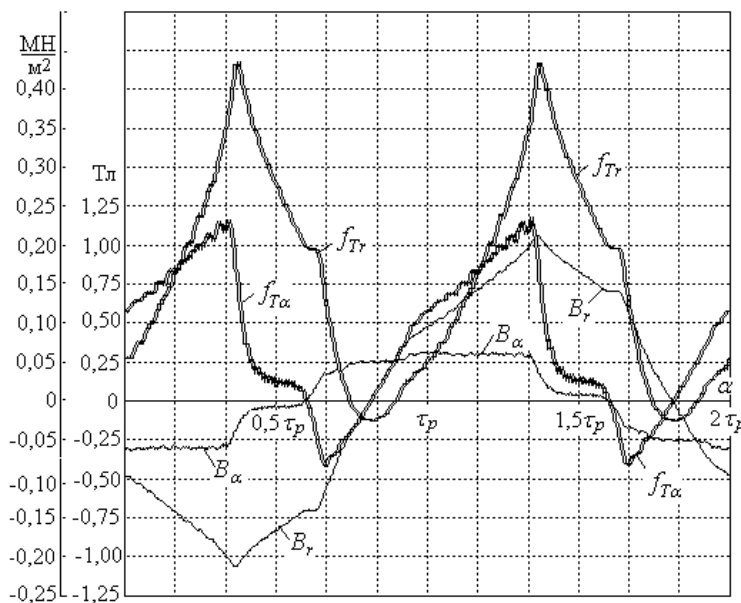


Рис. 4



а



б

Рис. 5

Но они, в отличие от режима нагрузки, в целом по двум полюсным делениям взаимно компенсируются и не создают результирующего электромагнитного момента. Также очевидно, что преобладают силы радиального тяжения, что соответствует преимущественно радиальной ориентации линий магнитного поля в зазоре (рис. 2 и рис. 4). Максимальные значения тензора магнитного натяжения составили для радиальной его составляющей в режиме ХХ $0,281 \text{ МН/м}^2$ и $0,434 \text{ МН/м}^2$ – в режиме НН.

В режиме НН результирующий электромагнитный момент ТГ M_{em} по (9) составил $749,687 \text{ кН}\cdot\text{м}$, по (10) – $749,013 \text{ кН}\cdot\text{м}$ (в данном случае различия оказались не столь значительны). Чтобы оценить, насколько полученный через тензор магнитных натяжений электромагнитный момент соответствует общим данным ТГ, была определена его электромагнитная мощность

$$P_{em} = M_{em} \Omega, \quad (12)$$

где $\Omega = \omega/p$ – угловая скорость ротора; $\omega = 2\pi f$ – угловая частота.

Определенная так электромагнитная мощность составила $235,3 \text{ МВт}$, что весьма близко к заданной номинальной электрической мощности ТГ

$$P_N = m_s U_{sN} I_{sN} \cos \varphi_{sN}, \quad (13)$$

составляющей 235 МВт . Причем значения U_{sN} и φ_{sN} , как и входящая в (12) ве-

личина M_{em} , были определены и подтверждены после расчета магнитного поля именно через него по методике из [6, 7].

Различия (относительно небольшие) значений мощности могут объясняться тем, что момент определяется по реальному распределению магнитной индукции в зазоре (рис. 5), а напряжение – через ЭДС, которая в данном случае, как и в [6, 7], определялась только по первой гармонической составляющей магнитного потокоцепления фазной обмотки статора.

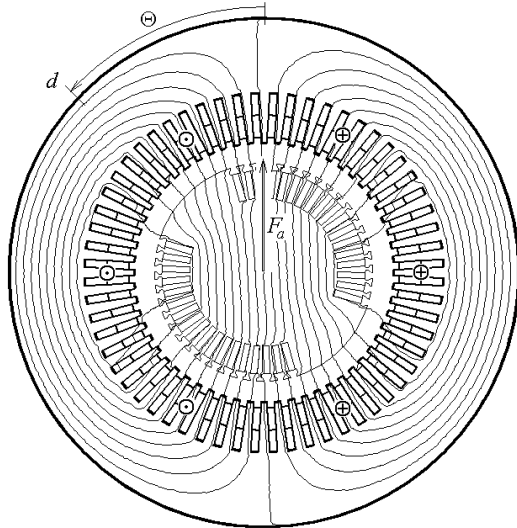


Рис. 6

Здесь Θ – это угол между направлением действия МДС обмотки статора F_a и продольной осью ротора d (рис. 6). Задавая различные значения угла Θ с шагом $0,5^\circ$ в диапазоне от 0 до 90° , провели расчеты магнитного поля и определили реактивный момент M_{em} по (10).

Расчеты проводились при четырех разных значениях фазного тока статора I_s^* в о.е.: $0,25$; $0,5$;

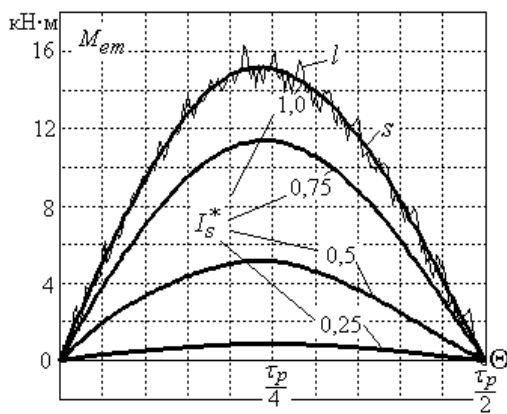


Рис. 7

элементов). При номинальном токе статора максимальное значение реактивного момента составило $15,2$ кН·м при $\Theta=45^\circ$, то есть 2% от номинального момента ТГ. Именно этому состоянию ТГ соответствует картина магнитного поля на рис. 6, где $A_{max}=0,6463$ Вб/м. Реактивный момент может быть использован для вращения ротора в различных экспериментах или при введении его в синхронизм в случае обесточенной обмотки ротора.

На рис. 8 показана зависимость от тока статора I_s^* максимального значения электромагнитного момента $M_{em\ max}$, которое достигается при повернутом на 45° роторе. При слабом насыщении кривая на рис. 8 (до I_s^* порядка $0,5$) близка к параболе, а при увеличении тока статора рост момента заметно замедляется из-за сильного насыщения магнитопровода ТГ.

Были проведены также расчеты реактивного вращающего момента, действующего на неявнополюсный ротор ТГ. Этот момент существует ввиду того, что ротор все-таки имеет анизотропию магнитных свойств по продольной и поперечной осям из-за наличия «большого зуба» – зоны сердечника ротора без пазов. Интерес к численно-полевому решению такой задачи вызван тем, что аналитические выражения для реактивного момента дают, в основном, только качественную оценку, не позволяя детально выявить числовые значения реактивного момента в ТГ с неявнополюсным ротором, что анализировалось в [4] при расчетах другого ТГ. Под реактивным моментом в синхронных машинах подразумеваем момент, действующий на ротор при отсутствии тока в его обмотке и, следовательно, его магнитного поля. То есть в ТГ будем рассматривать только магнитное поле, создаваемое трехфазной системой токов обмотки статора (11).

Для снятия угловой реактивной характеристики $M_{em}(\Theta)$ пошагово поворачивали ротор, сохраняя возбуждение статора.

Уровень $1,0$ соответствовал очень сильному насыщению магнитопровода, уровень $0,5$ был близок к номинальному насыщению, при котором в обмотке статора обеспечивалось номинальное напряжение. Результаты расчетов проиллюстрированы на рис. 7 семейством угловых характеристик с расчетом момента по (10) в пределах поворота ротора на полполюсное деление τ_p .

При номинальном токе на рис. 7 также представлен график, полученный по (9). Здесь становится очевидным преимущество метода (10), давшего кривую s , так как в случае (9) в графике l присутствуют хаотичные пульсации момента, вызванные дискретностью конечно-элементной структуры, несмотря на то, что она все-таки была довольно детализированной (более 18 тыс. узлов и 36 тыс. треугольных

Еще одним направлением исследований силовых взаимодействий в ТГ является анализ сил одностороннего магнитного тяжения, действующих на ротор. При этом на основе тензора натяжений силы определялись для контура l_s по формулам (8). Естественно, что при симметричном зазоре (рис. 1) одностороннее тяжение отсутствовало, а возникало оно при наличии эксцентриситета зазора.

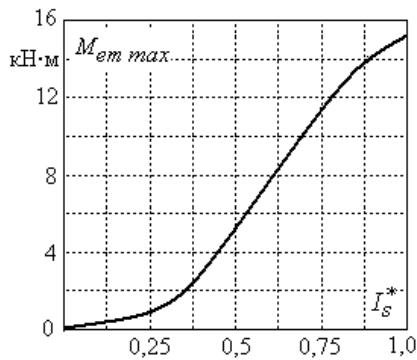


Рис. 8

Он имитировался смещением оси ротора относительно центральной оси статора на задаваемую величину ε .

Данные расчета сил одностороннего тяжения в режимах ХХ (рис. 2, а) и НН (рис. 2, б) представлены в таблице. В режимах ХХ и НН проводились смещения отдельно по осям d и q , а в режиме НН делалось также смещение по направлению силовых линий магнитного поля: на рис. 2, б это соответствует направлению вектора МДС F_l . Результаты расчетов показывают, что эксцентриситет зазора ТГ приводит к весьма значительным силам одностороннего тяжения, особенно в режиме НН при смещении ротора по его продольной оси d .

Выводы.

Численный расчет магнитного поля является эффективной основой для определения и анализа широкого спектра силовых взаимодействий в электрических машинах. При этом вычисление различных 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.

Проведенный численно-полевой анализ силовых взаимодействий в турбогенераторе выявляет их физическую основу и показывает величину и характер распределения электродинамических усилий по проводникам обмоток, распределение силовой напряженности в магнитном поле зазора, а также электромагнитного и реактивного моментов, сил одностороннего магнитного тяжения, действующих на ротор ТГ.

ε , мм	Смещение ротора и его направление				
	по оси d		по оси q		по вектору F_l
	ХХ	НН	ХХ	НН	НН
	Силы магнитного тяжения, кН				
0	0	0	0	0	0
2	35,8	44,1	29,7	40,1	40,5
4	60,8	86,5	51,5	73,2	76,4
6	88,1	130,2	73,2	110,5	115,1
8	117,4	172,9	96,3	144,0	148,6
10	146,9	216,3	118,6	180,6	188,1

1. Вольдек А.И. Электрические машины. – Ленинград: Энергия, 1978. – 832 с.
2. Иванов-Смоленский А.В. Электромагнитные силы и преобразование энергии в электрических машинах. – Москва: Высш. школа, 1989. – 312 с.
3. Милых В.И., Высочин А.И. Расчет трехмерного распределения магнитного поля мощного турбогенератора в режиме холостого хода // Электротехника і електромеханіка. – 2011. – №3. – С. 30–32.
4. Милых В.И., Даныко В.Г., Полякова Н.В. Численно-полевой расчет электромагнитного момента и угловой характеристики идеализированного турбогенератора // Вісник Східноукр. нац. ун-ту. – 2006. – № 1(95). – С. 144–152.
5. 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.
6. 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.
7. Милых В.И., Полякова Н.В. Организация численного расчета магнитного поля турбогенератора в режиме нагрузки с обеспечением заданных его выходных параметров // Электротехніка і електромеханіка. – 2012. – №1. – С. 36–41.
8. Henrotte F., Deliege A., Hameyer K. The eggshell method for the computation of electromagnetic forces on rigid bodies in 2D and 3D // The Xth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation Perugia, Italy, June 16–19, 2002.
9. Maxwell 3D. Electromagnetic and electromechanical analysis. – Pittsburgh: Ansoft Corporation, 2006.
10. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.2. User's Manual, September 26, 2006 // <http://femm.berlios.de>.

СИЛОВІ ВЗАЄМОДІЇ В ТУРБОГЕНЕРАТОРІ У РІЗНИХ СТАЦІОНАРНИХ РЕЖИМАХ 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

Розглянуто теоретичні основи визначення електромагнітних сил, що діють на провідники обмоток електричних машин, а також на їхній ротор у цілому з урахуванням дії на феромагнітне осердя через силову напруженість у магнітному полі проміжку. На прикладі турбогенератора проведено чисельно-польовий розрахунковий аналіз сил, що діють на провідники в пазах статора і ротора, аналіз розподілу тензора магнітного натягнення в проміжку, аналіз електромагнітного і реактивного моментів, що діють на ротор, аналіз сил одностороннього тяжіння ротора при ексцентриситеті проміжку. Розрахунки проводилися в режимах неробочого ходу, номінального навантаження і за наявності магнітного поля тільки обмотки статора. Бібл. 10, табл. 1, рис. 8.

Ключові слова: силові електромагнітні дії, чисельно-польовий метод, турбогенератор, провідники, феромагнітне осердя, розрахунковий аналіз, різні розрахункові режими.

THE FORCE INTERACTIONS IN TURBOGENERATOR IN DIFFERENT STEADYSTATE WORKING CONDITIONS

V.I.Milykh, N.V.Poliakova

National Technical University "Kharkov Polytechnic Institute",

Frunze str., 21, Kharkiv, 61002, Ukraine,

e-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua

Theoretical bases of determination of the electromagnetic forces operating on the windings conductors of the electrical machines and also on the whole on the electrical machine rotor taking into account the influence of the force intensity in the magnetic field of a gap on the ferromagnetic core are considered. On the example of turbogenerator the numeral-field calculation analysis of forces being on conductors in the slots of stator and rotor, analysis of distributing of the magnetic tension tensor in a gap, analysis of the electromagnetic and reactive torques acting on the rotor, analysis of the one-sided magnetic tension forces of the rotor at eccentricity of a gap are conducted. Calculations are conducted under no-load and rated load conditions and if there is only a magnetic field of the stator winding. References 10, table 1, figures 8.

Key words: force electromagnetic interactions, numeral-field method, turbogenerator, conductors, ferromagnetic core, calculation analysis, different conditions of calculations.

1. Voldek A.I. Electrical machines. – Leningrad: Energiia, 1978.– 832 p. (Rus)
2. Ivanov-Smolenskii A.V. Electromagnetic forces and energy conversion in electrical machines. - Moskva: Vysshaya shkola, 1989. – 312 p. (Rus)
3. 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 i Elektromekhanika. – 2011. – №3. – Pp. 30 -32. (Rus)
4. Milykh V.I., Danko V.G., Poliakova N.V. The numeral-field calculation of electromagnetic torque and power-angle curve of the idealized turbogenerator // Visnyk Skhidno-Ukrainskogo Natsionalnoho Universytetu. – 2006. – № 1(95). – Pp. 144 -152. (Rus)
5. Milykh V.I., Poliakova N.V. Determination of the electromagnetic parameters of electrical machines on the basis of the numeral calculations of the magnetic fields // Elektrotehnika i Elektromekhanika. – 2006. – №2. – Pp. 40-46. (Rus)
6. 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 i Elektromekhanika. – 2011. – №5. – Pp. 33-38. (Rus)
7. Milykh V.I., Poliakova N.V. Organization of the numerical calculation of the magnetic field of turbogenerator in load mode with providing of prescribed its output parameters // Elektrotehnika i Elektromekhanika. – 2012. – №1. – Pp. 36-41. (Rus)
8. Henrotte F., Deliege A., Hameyer K. The eggshell method for the computation of electromagnetic forces on rigid bodies in 2D and 3D // The Xth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation Perugia, Italy, June 16 -19, 2002.
9. Maxwell 3D. Electromagnetic and electromechanical analysis. – Pittsburgh: Ansoft Corporation, 28 July, 2006.
10. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.2. User's Manual, September 26, 2006 // <http://www.femm.berlios.de>.

Надійшла 12.12.2012

Received 12.12.2012