

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВАРИАНТОВ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ПРИ ЧИСЛЕННОМ РАСЧЕТЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КОНЦЕВОЙ ЗОНЕ ТУРБОГЕНЕРАТОРА МЕТОДОМ ПЛОСКО-ОРТОГОНАЛЬНЫХ РАСЧЕТНЫХ МОДЕЛЕЙ

В.И. Милых, д.т.н., О.Н. Дубинина

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»

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

Тел. +38(0572) 400-427, E-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua

Annotation - The paper presents a technique and results of calculation of magnetic field in turbogenerator end region. The field calculations have been made in the turbogenerator longitudinal section taking into account structure of its cross-section. Influence of boundary conditions forming the longitudinal-section magnetic field on the calculation results has been analyzed.

Key words - turbogenerator, end region, magnetic field, longitudinal section, cross-section, boundary conditions

ВВЕДЕНИЕ

К актуальным задачам, сопутствующим созданию современных турбогенераторов (ТГ) повышенной надежности [1], относится исследование электромагнитных и тепловых процессов в их концевых частях [2,3]. Отправным пунктом таких исследований является расчет магнитного поля в крайних пакетах сердечника статора и прилегающей торцевой зоне.

Аналитические методы расчета магнитного поля в торцевой зоне ТГ [2,4] не позволяют учесть всего многообразия влияющих факторов, которые рассматривались, например, в [5]. С достаточно полнофакторной задачей анализа магнитного поля в указанной зоне могут справиться численные методы [3,6,7.]. Численное решение методом конечных разностей (МКР) или методом конечных элементов возможно в двух- или трехмерной постановке. Двухмерный вариант позволяет учесть практически всю геометрическую структуру конструкции торцевой зоны, но только в одном сечении; трехмерный вариант описывает объемную структуру конструкции, но из-за чрезмерной трудоемкости решения приходится упрощать или игнорировать целый ряд факторов, существенно влияющих на само решение задачи.

В данной работе представляется компромиссный вариант решения, который можно назвать квазитрехмерным. Это решение основывается на методе плоско-ортогональных расчетных моделей [8,9] и занимает промежуточное положение между чисто двухмерным и трехмерными вариантами. Оно построено на численных расчетах магнитного поля в поперечном и продольном сечениях ТГ, взаимосвязь которых осуществляется посредством комплекса граничных условий.

Целью данной работы является представление решения задачи расчета магнитного поля в торцевой зоне ТГ методом плоско-ортогональных расчетных моделей и проведение сравнительного анализа сопутствующих такому решению граничных условий.

В качестве объекта для иллюстраций используется конструкция, соответствующая двухполюсному ТГ мощностью порядка 200 МВт. Она представлена на рис.1 симметричной четвертью поперечного сечения и на рис.2 частью продольного сечения, прилегающей к торцевой зоне. На данном этапе в торцевой зоне не

учитываются вихревые токи в электропроводящих элементах конструкции, поэтому такие элементы исключаются из расчетной модели. В дальнейшем они могут быть рассмотрены в сочетании с представляемой методикой расчета магнитного поля, как это сделано, например, в [5,10]. Из основных параметров ТГ отметим, что его диаметр ротора составляет 0,537 м, основной немагнитный зазор - 0,1 м.

Для достижения поставленной цели в данной работе ограничимся рассмотрением магнитного поля, возбуждаемого в ТГ обмоткой ротора. С тем же успехом, хотя и с определенными усложнениями, можно будет рассматривать поле обмотки статора (различия проявляются, например, сравнением работ [11] и [7]), а затем можно будет получить и магнитное поле при совместном действии этих обмоток.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ ТУРБОГЕНЕРАТОРА

Исходным пунктом решения поставленной задачи является расчет магнитного поля в поперечном сечении ТГ (рис.1) и оно достигалось численно МКР на половине полюсного деления с использованием полярной системы координатах (r, φ) и, соответственно, полярной сетки. При этом, как известно [12,13],

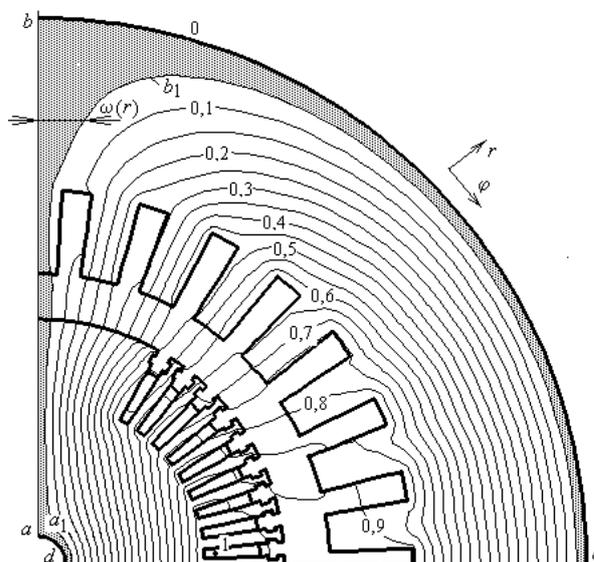


Рис.1. Поперечное сечение ТГ

геометрически структура области расчета задается двумерными массивами распределения по ячейкам расчетной сетки удельного магнитного сопротивления (УМС) ν и аксиальной составляющей плотности тока J_z :

$$\nu_{j,i}; J_{z,j,i}, j = 1, 2, \dots, j_m - 1; i = 1, 2, \dots, i_m - 1, \quad (1)$$

где i, j_m - числа радиальных и дуговых линий сетки.

Однако, несмотря на двухкоординатность области расчета, расчетную модель магнитного поля нельзя считать плоскопараллельной ввиду неоднородности магнитопровода по аксиальной координате (рис.2). Но, чтобы все-таки воспользоваться относительной простотой плоскопараллельной модели при расчете магнитного поля в поперечном сечении, проведем соответствующие преобразования массива УМС, введенные в [13].

Во-первых, для ячеек сетки, принадлежащих шихтованному сердечнику статора, определяется эквивалентное значение УМС

$$\nu_{\varepsilon} = \frac{\nu_0 \nu_c}{\nu_0 k_{\text{зшп}} + \nu_c (1 - k_{\text{зшп}})}, \quad (2)$$

где ν_c, ν_0 - УМС стальных листов и немагнитных прослоек между ними ($\nu_0 = 795800$ м/Гн); $k_{\text{зшп}}$ - коэффициент заполнения сердечника статора с учетом его шихтовки и пакетирования.

Затем неоднородность торцевой структуры магнитопровода учитывалась приведением сердечников к эффективной аксиальной длине воздушного зазора l_a посредством пересчета значений УМС по формуле

$$\nu_{\text{эп}} = \frac{\nu_{\varepsilon}}{k_{\text{пр},m}}, \quad (3)$$

где участвует коэффициент приведения

$$k_{\text{пр},m} = \frac{l_m}{k_{\sigma,m} l_a}, \quad (4)$$

в выражении которого индекс m соответствует ротору или статору; l_m - их конструктивные длины; $k_{\sigma,m}$ - коэффициент торцевого рассеяния магнитного поля.

Для массивных стальных или немагнитных участков области расчета в формулу (3) подставляется непосредственно ν_c или ν_0 .

С учетом проведенных преобразований (2),(3), магнитное поле в поперечном сечении ТГ (рис.1) описывается известным двумерным дифференциальным уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\nu_{\text{эп}} r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\nu_{\text{эп}} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} \right] = -J_z, \quad (5)$$

где A_z - аксиальная составляющая векторного магнитного потенциала (ВМП).

Решение уравнения (5) достигалось численно МКР на половине полюсного деления (рис.1) при общепринятых для режима холостого хода граничных условиях для ВМП [12,13]

$$(A_z)_{abc} = 0; \left(\frac{\partial A_z}{\partial \varphi} \right)_{cd} = 0, \quad (6)$$

а также с учетом нелинейных магнитных свойств ферромагнитных сердечников. Неравномерная полярная

сетка имела параметры $i_m = 66, j_m = 44$ и при этом в зубцовых слоях ротора и статора использовалась введенная в [14] эффективная сеточная аппроксимация.

Как известно, результатом расчета магнитного поля в поперечном сечении ТГ является распределение ВМП $A_z(r, \varphi)$, а затем на основе $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$ определяются составляющие магнитной индукции

$$B_{r,\text{эп}} = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi}; \quad B_{\varphi,\text{эп}} = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad (7)$$

которые подвергаются обратному, по отношению к (3), преобразованию

$$B_{r,\varepsilon} = \frac{B_{r,\text{эп}}}{k_{\text{пр},m}}, \quad B_{\varphi,\varepsilon} = \frac{B_{\varphi,\text{эп}}}{k_{\text{пр},m}}. \quad (8)$$

Для массивного сердечника и немагнитных участков по (8) получаются уже итоговые значения радиальной B_r и касательной B_{φ} составляющих магнитной индукции, а в шихтованном сердечнике статора непосредственно для стальных листов еще делается обратное преобразование по отношению к (2)

$$B_{r,c} = B_{r,\varepsilon} \frac{\nu_{\varepsilon}}{\nu_c}, \quad B_{\varphi,c} = B_{\varphi,\varepsilon} \frac{\nu_{\varepsilon}}{\nu_c}. \quad (9)$$

По найденным составляющим определяется модуль магнитной индукции $B = \sqrt{B_r^2 + B_{\varphi}^2}$. По значениям B_c в ячейках сетки на ферромагнитных участках посредством кривых намагничивания соответствующих сталей пересчитываются значения УМС ν_c . Все это встроено в итерационный процесс расчета магнитного поля, который продолжается вплоть до его завершения, контролируемого известными критериями [12].

Конкретный расчет магнитного поля в поперечном сечении ТГ проведен при магнитодвижущей силе (МДС) обмотки ротора F_p , составлявшей 63450 А на полюс. Полученная в результате расчета структура поля представлена на рис.1 картиной силовых линий - линий равного ВМП. Относительные значения ВМП на линиях нормированы максимальным его значением $A_{\text{max}} = 0,4442$ Вб/м.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПРОДОЛЬНОМ СЕЧЕНИИ ТУРБОГЕНЕРАТОРА

Проведенный расчет позволяет перейти к расчету магнитного поля в продольном сечении ТГ, которое представлено на рис.2. Это сечение совпадает с координатной плоскостью (r, z) , являющейся плоскостью симметрии ротора и на рис.1 проходит по линии ab . Как и в поперечном сечении, расчет поля в продольном сечении проводится МКР, но с использованием прямоугольной расчетной сетки.

В продольном сечении структура области расчета геометрически задается двумерными массивами УМС ν_{ω} и тангенциальной составляющей плотности тока J_{φ} :

$$\nu_{\omega,j,i}; J_{\varphi,j,i}, j = 1, 2, \dots, j_m - 1; i = 1, 2, \dots, i_m - 1, \quad (10)$$

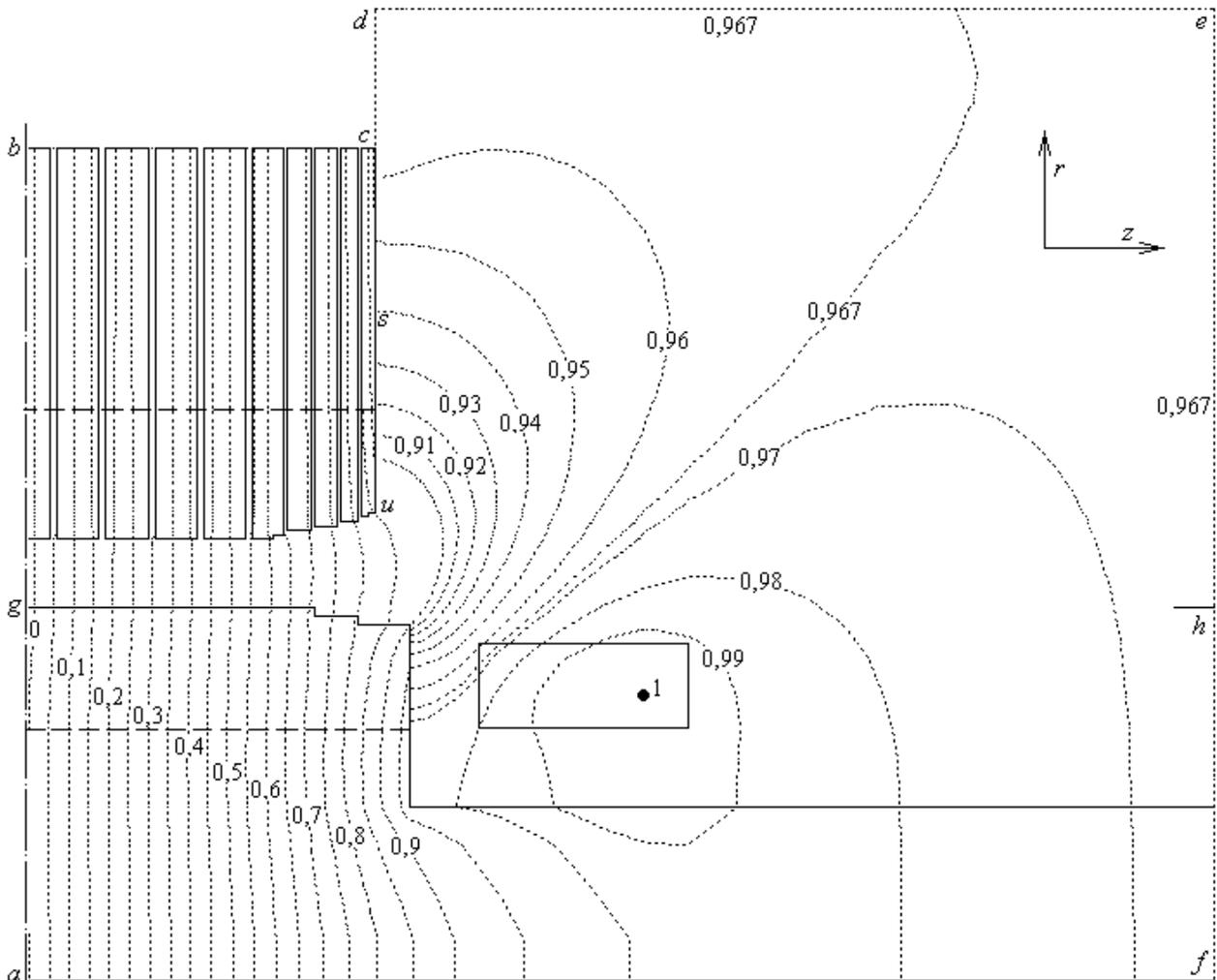


Рис.2. Продольное сечение турбогенератора в зоне его концевой части

где - i_m, j_m - числа вертикальных и горизонтальных линий сетки.

Чтобы и в продольном сечении ограничиться рассмотрением двумерной структуры магнитного поля, воспользуемся методикой, введенной в [15]. А именно, принимаем, что расчетная модель с геометрией продольного сечения в ортогональной к нему плоскости имеем профиль, соответствующий «слою» магнитного поля между двумя рядом расположенными силовыми линиями в поперечном сечении на рис.1. Этот слой заштрихован и непосредственно прилегает к линии ab , по которой прошло продольное сечение, а с другой стороны ограничен ближайшей силовой линией a_1b_1 .

Таким образом, расчетная модель со структурой продольного сечения имеет неоднородную толщину $\omega(r)$, зависящую от радиальной координаты, как и выделенный на рис.1 «слой» магнитного поля. Эту модель приведем к плоской модели некоторой постоянной толщины Ω , используя функцию приведения [8,15]

$$\xi(r) = \frac{\omega(r)}{\Omega}, \quad (11)$$

посредством которой реальные значения УМС $v_\omega(r,z)$ продольного сечения преобразуются в эквивалентные

$$v_\Omega(r,z) = \frac{v_\omega(r,z)}{\xi(r)}. \quad (12)$$

Функция приведения по (11) естественна на протяжении осевой длины сердечников ТГ, так как получена по магнитному полю, рассчитанному на рис.1 в их пределах. В торцевой зоне (рис.2) вне сердечников, но выше уровня поверхности ротора, то есть над линией gh , эта функция определяется по формуле

$$\xi(r) = \frac{r}{r_\Omega}, \quad (13)$$

где r_Ω - радиус поверхности ротора, на котором принято базовое значение $\omega(r) = \Omega$.

Фактически, введение в торцевой зоне такой функции приведения соответствует использованию здесь плоскомеридиональной расчетной модели, которая была применена в [5,7]. Эта модель, конечно, сопряжена с большими погрешностями, чем модель в зоне сердечников на основе (11), но значительно более реалистична, чем принимаемая часто модель со спрямлением торцевой зоны ТГ [2-4].

Благодаря сформированию по (12) эквивалентной плоской модели, магнитное поле в продольном сечении описывается двумерным дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[v_{\Omega}^{(z)} \frac{\partial A_{\varphi}}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[v_{\Omega}^{(r)} \frac{\partial A_{\varphi}}{\partial z} \right] = -J_{\varphi}, \quad (14)$$

где A_{φ} - составляющая ВМП, ортогональная плоскости (r,z) ; для шихтованных пакетов сердечника статора введена двухкоординатная анизотропия УМС с учетом их коэффициента заполнения сталью $k_{3ш}$:

$$v_{\Omega}^{(r)} = \frac{v_0 v_{\Omega}}{v_0 k_{3ш} + v_{\Omega} (1 - k_{3ш})};$$

$$v_{\Omega}^{(z)} = v_{\Omega} k_{3ш} + v_0 (1 - k_{3ш}), \quad (15)$$

а на остальных участках $v_{\Omega}^{(r)} = v_{\Omega}^{(z)} = v_{\Omega}$.

В описанной расчетной модели необходимая структура силовых линий магнитного поля формируется посредством комплекса граничных условий для ВМП, которые устанавливаются в соответствии с [8,9,15] на внешних границах области $abcdef$ (рис.2).

Принимаем, что за достаточно удаленные границы cd , de и ef магнитное поле не выходит, поэтому на линии $cdef$ имеем условие Дирихле

$$(A_{\varphi})_{cdef} = C_{const}, \quad (16)$$

где C_{const} - некоторая, заранее задаваемая постоянная (например, нулевая).

На линиях bc и af установим условия Неймана

$$\left(\frac{\partial A_{\varphi}}{\partial r} \right)_{bc} = 0; \quad \left(\frac{\partial A_{\varphi}}{\partial r} \right)_{af} = 0, \quad (17)$$

которые имитируют уход магнитного поля по сердечнику статора в тангенциальном направлении и в симметричную половину сердечника ротора, как это наблюдается на рис.1.

На левой границе ab (рис.2) необходимо установить условие, которое связывает магнитное поле поперечного и продольного сечений. На этой границе были апробированы два варианта граничного условия.

Первый - упрощенный вариант граничного условия соответствует [8] и является комбинированным

$$(A_{\varphi})_{ab} = C_{var}; \quad \int_a^b \left(v_{\Omega}^{(r)} \frac{\partial A_{\varphi}}{\partial z} \right) dr = (U_m)_{ab}, \quad (18)$$

где считается, что граница ab проходит посередине пакета сердечника статора и этот пакет настолько удален от торца ТГ, что здесь отсутствует аксиальная составляющая магнитной индукции. И одновременно падение магнитного напряжения вдоль этой границы на рис.2, выраженное интегралом, равно аналогичной величине U_m , определенной на этой же линии ab по магнитному полю, рассчитанному в поперечном сечении ТГ (рис.1). Входящая в (18) некоторая константа C_{var} должна определяться непосредственно в процессе расчета магнитного поля, так как конкретная константа C_{const} уже установлена на одной из границ.

Второй вариант граничного условия соответствует [9]

$$\left(v_{\Omega}^{(r)} \frac{\partial A_{\varphi}}{\partial z} \right)_{ab}^{(r,z)} = (H_r)_{ab}^{(r,\varphi)} \quad (19)$$

и устанавливает такое же распределение напряженности магнитного поля вдоль границы ab , как и радиальной составляющей аналогичной величины $(H_r)_{ab}$ по той же линии в поперечном сечении. При этом не исключается существование на линии ab в продольном сечении аксиальной составляющей магнитной индукции, чем достигается выравнивающее распределение поля между сердечниками статора и ротора, если граница ab расположена слишком близко к неоднородной торцевой структуре магнитопровода ТГ (рис.2).

Уравнение (14) с учетом соответствующего комплекса граничных условий решалось МКР с использованием в области расчета (рис.2) прямоугольной расчетной сетки, состоявшей из 116 вертикальных и 61 горизонтальных линий.

В результате расчета известным способом [12,15] получается распределение ВМП $A_{\varphi}(r,z)$ и определяются составляющие магнитной индукции

$$B_{z,\Omega} = \frac{\partial A_{\varphi}}{\partial r}; \quad B_{r,\Omega} = -\frac{\partial A_{\varphi}}{\partial z}, \quad (20)$$

которые соответствуют плоскостной модели с однородной толщиной Ω . Поэтому осуществляется еще возврат к реальному слою с неравномерной толщиной $\omega(r)$ в пределах аксиальной длины сердечников и с меридиональной структурой в торцевой зоне. Это делается следующим пересчетом магнитной индукции

$$B_{r,\omega} = \frac{B_{r,\Omega}}{\xi(r)}. \quad (21)$$

В шихтованных пакетах сердечника статора непосредственно для стальных листов $B_{z,\omega,c} = B_{z,\omega}$, а радиальная составляющая магнитной индукции подвергается обратному к (15) преобразованию

$$B_{r,\omega,c} = B_{r,\omega} \frac{v_{\Omega}^{(r)}}{v_{\Omega}}. \quad (22)$$

По составляющим определяется модуль магнитной индукции

$$B_{\omega} = \sqrt{B_{r,\omega}^2 + B_{z,\omega}^2}, \quad (23)$$

куда в шихтованном сердечнике вместо $B_{r,\omega}$ подставляется $B_{r,\omega,c}$. Так получается модуль магнитной индукции $B_{\omega,c}$, по которому посредством кривых намагничивания соответствующих сталей пересчитываются значения v_c . Это делается итерационно и расчет магнитного поля продолжается вплоть до его завершения, контролируемого известными критериями [12].

Считая вариант граничных условий (19) более совершенным и основным, представим результаты расчета прежде всего для него. Так, полученная в результате расчета структура магнитного поля в продольном сечении ТГ, представлена на рис.2. Значения

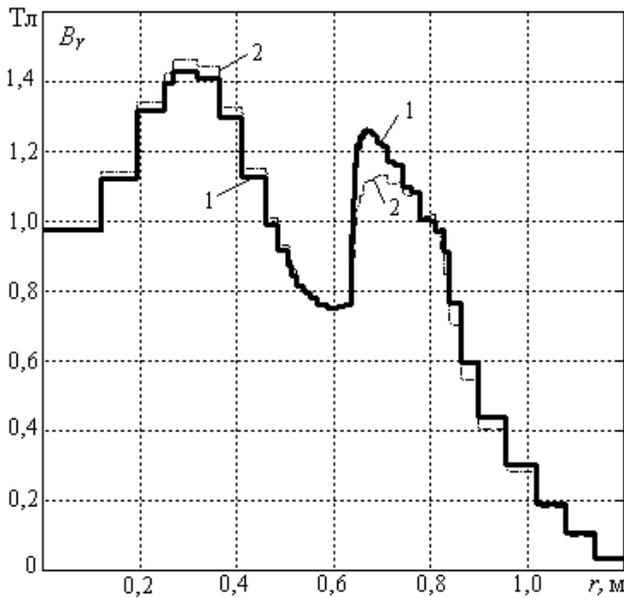


Рис.3. Распределение радиальной составляющей магнитной индукции по оси r , совпадающей с линией ab

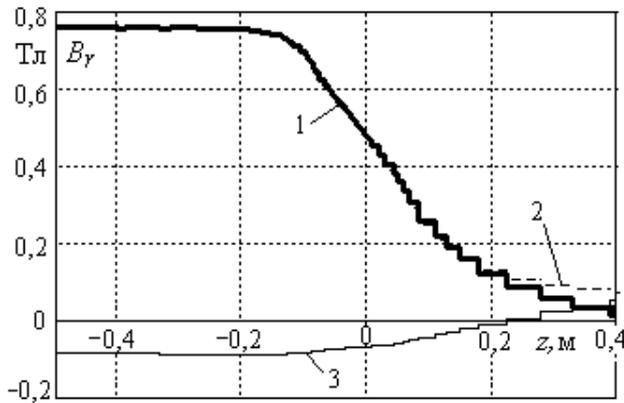


Рис.4. Распределение радиальной составляющей магнитной индукции по оси z , совпадающей со средней аксиальной линией зазора

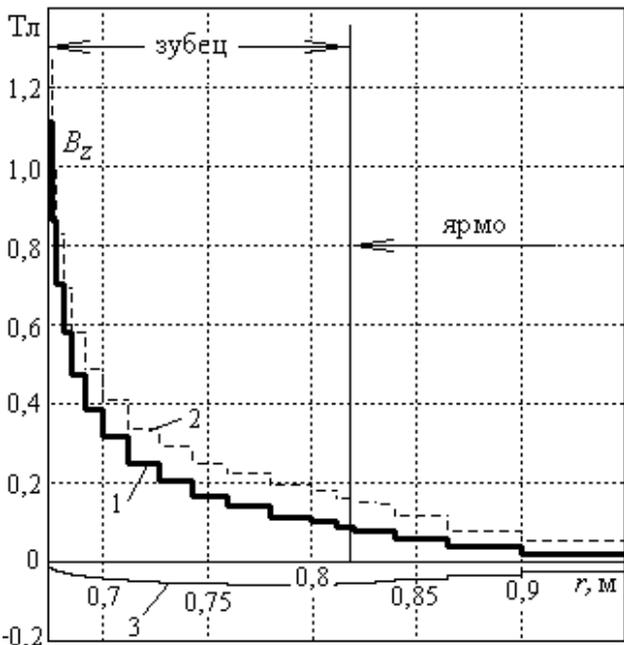


Рис.5. Распределение аксиальной составляющей магнитной индукции по оси r , совпадающей поверхностью крайнего пакета сердечника статора

чением $A_{max} = 0,4320$ Вб/м, которое соответствует расчету при МДС в показанной лобовой части обмотки ротора F_p , составлявшей 63450 А на один полюс.

На рис.3 показано распределение радиальной составляющей магнитной индукции вдоль линии ab (кривая 1). Оно в точности совпало с аналогичным распределением $B_r(r)$, рассчитанным ранее в поперечном сечении, что и соответствует установленному граничному условию (19). Здесь и на следующих рисунках ступенчатость кривых соответствует сеточной

Таблица 1. Магнитная индукция в стали зубцов сердечника статора (распределение по пакетам, считая справа по рис.2), Тл

Пакет статора	B_{cs}	B_{zc}	$B_{zc max}$
1.	1,769	0,168	1,111
2.	1,302	0,061	0,733
3.	1,026	0,013	0,548
4.	1,023	0,010	0,576
5.	1,287	0,010	0,546
6.	1,162	0,008	0,345
7.	1,151	0,008	0,293
8.	1,150	0,007	0,282
9.	1,149	0,007	0,283
10.	1,190	0,016	0,538

дискретизации области расчета магнитного поля.

На рис.4 кривой 1 показано распределение $B_r(z)$ вдоль средней аксиальной линии в зазоре (точка $z=0$ соответствует поверхности крайнего пакета статора, а далее ось z захватывает только часть области расчета).

На рис.5 кривой 1 дано распределение аксиальной составляющей магнитной индукции $B_z(r)$ по поверхности крайнего пакета сердечника статора в пределах us .

Сравнение значений магнитной индукции в пакетах сердечника статора представлено в табл.1. Здесь в качестве основных сопоставляемых величин приняты значения магнитной индукции в стальных листах зубцов в пакетах сердечника статора: B_{cs} - среднее значение модуля индукции; B_{zc} , $B_{zc max}$ - среднее и максимальное значения ее аксиальной составляющей. Именно две последние величины обычно представляют интерес, так как аксиальная составляющая магнитной индукции приводит к дополнительным магнитным потерям [2,3,10] и влияет на надежность работы ТГ.

При использовании первого варианта граничных условий (18) значение U_m составляло 61780 А. Полученная структура магнитного поля близка представленной на рис.2, за исключением зоны, прилегающей к линии ab (здесь крайняя линия поля совпадает с левой границей ab области расчета). Нормирующее значение ВМП теперь $A_{max} = 0,4267$ Вб/м. Изменения произошли и в распределении $B_r(r)$, которое теперь представлено кривой 2 на рис.3, отличающейся от кривой 1.

По мере удаления от границы ab различия результатов расчета с использованием двух вариантов граничного условия уменьшаются. То есть получены,

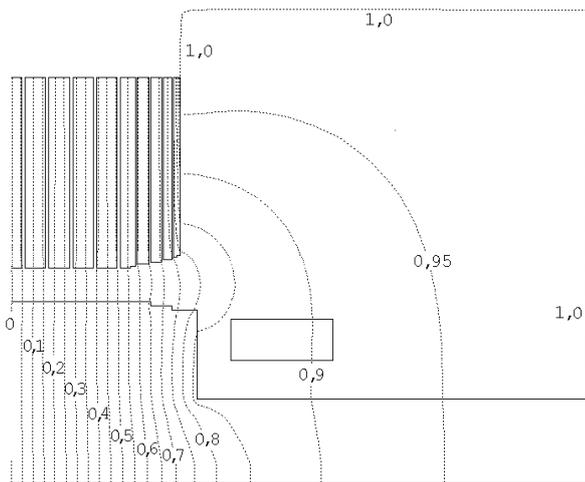


Рис.6. Картина магнитного поля, вытесняемого из прямолинейной части генератора

например, практически такие же распределения магнитной индукции, как и представленные кривой 1 на рис.4 и 5. И в зубцах пакетов сердечника статора получены такие же значения магнитной индукции, как и в табл.1, отличия проявились только в пакете 10, где теперь $B_c=1.151$ Тл; $B_{zc}=0.008$ Тл; $B_{zc\max}=0.285$ Тл.

Таким образом, можно констатировать, что интегральное (18) и дифференциальное (19) граничные условия примерно равноценны. Общим для них является то, что результирующее падение магнитного

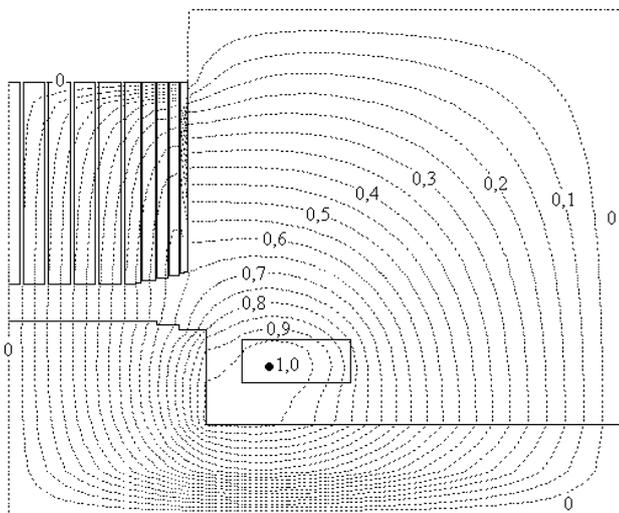


Рис.7. Магнитное поле лобовой части обмотки ротора

напряжения U_m на линии ab (рис.2) задается одинаковым. Причем эти условия являются фактором генерации магнитного поля в продольном сечении ТГ. И чтобы непосредственно выявить силу этого фактора, был проведен расчет магнитного поля при совокупности граничных условий (16),(17) и (19), но без влияния МДС лобовой части обмотки ротора. Полученная картина магнитного поля показана на рис.6 с нормировкой эквипотенциалей значением $A_{max}=0,4901$ Вб/м. Распределение составляющих магнитной индукции, соответствующие рис.4 и 5, представлены на этих рисунках кривыми 2.

При действии только МДС лобовой части обмотки статора на всех границах области продольного сечения устанавливается условие Дирихле ($A_\phi=0$). Рассчитанная так картина магнитного поля представлена на рис.7 при $A_{max}=0,0645$ Вб/м, а распределение составляющих индукции - на рис.4 и 5 (кривые 3).

Сопоставляя все представленное, можно выявить роль и весомость рассмотренных граничных условий, формирующих магнитное поле в торцевой зоне ТГ.

Завершая работу, отметим, что использованная здесь методика, построенная на методе плоско-ортогональных расчетных моделей, успешно прошла экспериментальную проверку, хотя и на электрической машине другого типа [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет магнитного поля в продольном сечении, опирающийся на результаты расчета магнитного поля в поперечном сечении, дает физически реалистичную структуру этого поля в концевой зоне турбогенератора. Расчет в поперечном сечении позволяет сформировать опорное граничное условие для продольного сечения на линии, являющейся общей для двух сечений. Проведенный сравнительный анализ вариантов граничных условий проявил их роль в формировании магнитного поля в концевой зоне турбогенератора. Рассмотренная методика расчета магнитного поля может быть эффективно использована для выбора рациональной структуры элементов концевых частей турбогенераторов.

[1] Тимощенко В.Г., Кузьмин В.В., Зозулин Ю.В., Федоренко Г.М. Новая серия турбогенераторов мощностью 110-220 МВт с воздушным охлаждением повышенной надежности и маневренности // Новини енергетики.- №3, 2001.-С.87-89.

[2] Электромагнитные и тепловые процессы в концевых частях мощных турбогенераторов. И.М.Постников, Л.Я.Станиславский, Г.Г.Счастливым и др.// Наукова думка.- Киев, 1971.- 360 с.

[3] Электромагнитные процессы в торцевых частях электрических машин / А.И.Вольдек, Я.Б.Данилевич, В.И. Косачевский и др. -Л.: Энергоатомиздат.-1983.- 216 с.

[4] Титко А.И., Счастливый Г.Г. Математическое и физическое моделирование электромагнитных полей в электрических машинах переменного тока. К.: Наукова думка, 1976. -200 с.

[5] Милых В.И., Дубинина О.Н., Поляков И.В. Анализ факторов влияния на магнитное поле в торцевой зоне турбогенератора // Вестник НТУ «ХПИ».-Харьков: НТУ «ХПИ», 2001. №17.-С.105-109.

[6] Mecrow B.C., Jack A.G., Cross C.S. Electromagnetic design of turbogenerator stator end regions // IEE Proc.C.- 1989.-136, №6, pp.361-372.

[7] Милых В.И., Дубинина О.Н. Формирование расчетной модели магнитного поля в торцевой зоне турбогенератора на основе анализа факторов влияния // Вісник Східноукр. нац. ун-ту.-2001.-№ 3(37).-С.48-55.

- [8] Милых В.И. Синтез магнитного поля электрических машин на основе плоско-ортогональных расчетных моделей // Электричество.- 1986.- №5.- С.27-32.
- [9] Милых В.И. Метод плоско-ортогональных расчетных моделей магнитного поля со сложной электромагнитной структурой // Известия ВУЗов. Электротехника.-1987.-№11.-С.53-57.
- [10] Данько В.Г., Милых В.И., Поляков І.В., Лівшиц О.Л., Черемісов І.Я. Деякі проблеми турбогенераторів з повітряним охолодженням // Вестник Харьк. политехн. ун-та, №84.-Харьков, ХГПУ, 2000.-С.73-76.
- [11] Милых В.И., Черемисов И.Я., Дубинина О.Н. Анализ магнитного поля возбуждения турбогенератора в его торцевой зоне // Вестник НТУ «ХПИ».- Харьков: НТУ «ХПИ», 2001. №5.-С.100-105.
- [12] Erdelyi E.A., Ahamed S.V., Burnes R.D. Flux distribution in saturated dc machines at no load. - "IEEE Trans. Power Apparatus and Systems. ", 1965, PAS 84, №5, pp.375-381.
- [13] Милых В.И. Расчет электромагнитного поля в поперечном сечении электрических машин // Электротехника.-1982.-№12. -С.46-49.
- [14] Милых В.И. Принцип компенсации геометрических искажений при конечно-разностных полевых расчетах // Техническая электродинамика.-1989.-№6.-С.20-26.
- [15] Милых В.И. Расчет электромагнитного поля в продольном сечении электрической машины // Электротехника.-1984.-№12.-С.41-46.

Comparative Analysis of Various Boundary Conditions at Numerical Calculations of Turbogenerator End Region Magnetic Field Via a Plane-Orthogonal Calculating Model Method

The paper presents a technique and results of calculation of magnetic field in turbogenerator end region. The field calculations have been made in the turbogenerator longitudinal section taking into account structure of its cross-section. Influence of boundary conditions forming the longitudinal-section magnetic field on the calculation results has been analyzed.

Key words - turbogenerator, end region, magnetic field, longitudinal section, cross-section, boundary conditions

Annotation - Представлена методика и некоторые результаты расчета магнитного поля в торцевой зоне турбогенератора. Расчет проводится в его продольном сечении, но косвенно учитывает структуру и поперечного сечения. Анализируется, как влияют на результаты расчета граничные условия, формирующие магнитное поле в продольном сечении.

Key words - turbogenerator, end zone, magnetic field, продольное и поперечное сечения, граничные условия.