

УДК 621.313

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПРОЦЕСИ ТОРЦЕВОГО ДУГОСТАТОРНОГО АСИНХРОННОГО ДВИГУНА З ПАРАЛЕЛЬНИМ ВКЛЮЧЕННЯМ ОБМОТОК ПРОТИЛЕЖНИХ СТАТОРІВ

О.М. Карлов, канд. техн. наук, **І.П. Кондратенко**, чл.-кор. НАН України, **Р.С. Крищук**, асп., **А.П. Ращепкін**, докт. техн. наук
Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Перемоги, 56, Київ-57, 03680, Україна
e-mail: kr@e-mail.ua

Розроблено метод аналітичного розрахунку електромагнітних процесів торцевого дугостаторного асинхронного двигуна (ТДАД) з дисковим електропровідним ротором при паралельному включенні протилежних від ротора статорів у мережу живлення. Розрахунок магнітного поля двигуна виконано на основі системи рівнянь Максвелла з виконанням інтегральних перетворень та з урахуванням змінної за радіальною координатою лінійної швидкості обертання ротора. Отримано формули для розрахунку опорів власної та взаємної індуктивностей. Метод розрахунку включає визначення фазних струмів та енергетичних показників ТДАД при заданій величині напруги живлення трифазного джерела. Враховано просторове розміщення обмотки статорів для одношарової компенсованої обмотки та з довільним положенням ротора в зазорі між статорами. Бібл. 7, рисунок.

Ключові слова: торцевий дугостаторний асинхронний двигун, енергетичні показники, паралельне ввімкнення статорів, компенсована обмотка, масивний феромагнітний дисковий ротор.

На сьогодні великого значення набуває безредукторний електропривід, який на відміну від редукторних має більший коефіцієнт корисної дії, займає менше простору, більш стійкий до виходу з ладу й простіший в обслуговуванні. Там, де двигуни класичного виконання неможливо встановити, популярність мають торцеві двигуни. Наприклад, як безредукторний електропривод колеса електромобіля [7]. Інколи виникають ситуації, коли навіть торцеві двигуни розмістити неможливо в якості безредукторного електроприводу. Тоді доцільно вдаватися до застосування торцевих дугостаторних двигунів, зокрема торцевих дугостаторних асинхронних двигунів (ТДАД) [4], які в наш час мало досліджені.

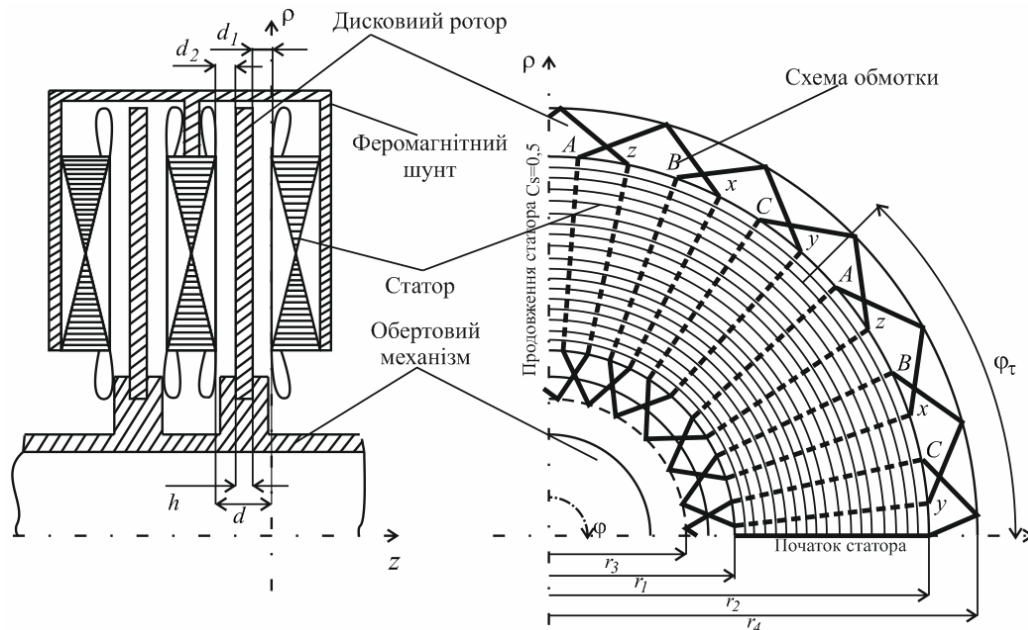
Збільшення потужності ТДАД може бути досягнуто за інших рівних умов як збільшенням радіальних розмірів, так і шляхом виконання їх, подібно до газових турбін, у багатороторному (і відповідно багатостаторному) виконанні (рисунок).

На рисунку для прикладу наведено двороторне виконання двигуна. У загальному випадку кількість роторів може бути довільною. При цьому фазні обмотки протилежних статорів можуть мати як послідовне, так і паралельне включення між собою, а в трифазну мережу включатися в «зірку» або «трикутник». У разі послідовного ввімкнення на фазних обмотках протилежних статорів струми однакові, в той час як внаслідок зміщення ротора в зазорі напруга на обмотках протилежних статорів буде відрізнятися. При паралельному з'єднанні в обмотках протилежних статорів підтримуються однакові напруги, але струми внаслідок асиметричного положення ротора в зазорі набувають різних значень.

Аналіз електромагнітних процесів у ТДАД з послідовним ввімкненням протилежних статорів стосовно одношарових некомпенованих і компенсованих обмоток представлено в статті [6].

Метою роботи є розробка аналітичного методу аналізу електромагнітних процесів у однороторному виконанні ТДАД при паралельному з'єднанні обмоток протилежних статорів з урахуванням поздовжнього, поперечного і товщинного крайових ефектів, при асиметричному положенні в зазорі феромагнітного дискового ротора.

Дисковий ротор – це монолітний електропровідний диск у зазорі між протилежними статорами з певною товщиною h (рисунок), зовнішнім r_4 та внутрішнім r_3 радіусами. Фізичні параметри диска задаються питомою електропровідністю σ та відносною магнітною



проникністю μ , магнітна проникність вакууму μ_0 . Якщо дисковий ротор виконано з неферомагнітного матеріалу, то $\mu = 1$.

Основна відмінність аналітичного методу розрахунку електромагнітних процесів ТДАД з паралельним ввімкненням від методу з послідовним ввімкненням фазних обмоток протилежних статорів полягає в тому, що розрахунок струмового навантаження двигуна ведеться окремо для кожного статора, що в підсумку впливає на кінцеві формули розрахунку енергетичних показників.

Аналогічно математичній моделі, що представлена в [6], магнітопроводи статорів вважаються розширеними до розмірів ротора по координатах φ і ρ . Статори виконані без пазів. Струми розміщені на поверхні магнітопроводів над місцями реального розміщення пазів у вигляді нескінченно тонких ліній, в яких сконцентровано струм кожного паза, що представлені у вигляді дельта-функцій Дірака. Лобові частини в моделі задаються також у вигляді тонких ліній, розміщених на краях магнітопроводів реального розміру, біля зазору.

Загальне рішення перетвореного по φ і ρ [1, 3] рівняння індукції в зазорі для області повітряного проміжку ($0 \leq z \leq -d_1$) (рисунок) в області дискового ротора ($-d_1 \leq z \leq -d_1 - h$) та в області повітряного проміжку ($-d_1 - h \leq z \leq -d$) буде відповідно мати вигляд

$$B_{nk1} = C_1 e^{\lambda_{nk} z} + C_2 e^{-\lambda_{nk} z}; B_{nk2} = C_3 e^{\gamma_{nk} z} + C_4 e^{-\gamma_{nk} z}; B_{nk3} = C_5 e^{\lambda_{nk} z} + C_6 e^{-\lambda_{nk} z}, \quad (1)$$

де $C_1 \dots C_6$ – постійні інтегрування рівняння індукції;

$$\gamma_{nk} = \sqrt{\lambda_{nk}^2 + i \mu \mu_0 \sigma \omega (1 - n C_s (1 - s) / p)}; \quad (2)$$

n – параметр перетворення Фур'є; λ_{nk} – власні числа інтегрального перетворення в кінцевих межах по координаті ρ , які є позитивними [3] і знаходяться з рівняння

$$J_n(\lambda_{nk} r_3) Y_n(\lambda_{nk} r_4) - Y_n(\lambda_{nk} r_3) J_n(\lambda_{nk} r_4) = 0; \quad (3)$$

k – порядковий номер власного числа λ_{nk} , для кожного окремого параметра n ; $\omega = 2\pi f$; s – ковзання; f – частота трифазного струму мережі живлення; C_s – відносний до замкненого кола кут дуги статора; p – число пар полюсів обмотки.

Здійснивши обернене перетворення (обернене до інтегральних перетворень) [3]

$$B_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} B_{nk} e^{-in\varphi} (Y_n(\lambda_{nk} r_4) J_n(\lambda_{nk} \rho) - J_n(\lambda_{nk} r_4) Y_n(\lambda_{nk} \rho)) \quad (4)$$

до рішень (1), знайдемо розподіл індукції в повітряних проміжках та в області дискового ротора. Тут J_n та Y_n – відповідно функції Бесселя першого та другого роду.

Перетворене значення індукції магнітного поля в зазорі машини (1) з паралельним ввімкненням обмоток визначається виходячи з заданої радіальної складової струмового навантаження трифазної обмотки відповідно правого ($z = 0$) та лівого ($z = -d$) статорів окремо – $i_{\rho(0)}$ та $i_{\rho(d)}$ (у вигляді зосереджених на поверхні магнітопроводів без пазів дельта-функцій Дірака):

$$i_{\rho(0,d)} = i_{\rho A(0,d)} + i_{\rho B(0,d)} + i_{\rho C(0,d)}; \quad (5)$$

$$i_{\rho j(0,d)} = I_{mj(0,d)} s_{j(0,d)} \sum_{k=1}^q \sum_{s=1}^p \{ \delta[\rho \chi] - \delta[\rho(\chi - \varphi_{\tau})] \} (\Theta(\rho - r_1) - \Theta(\rho - r_2)) + I_{mC(0,d)} q s_{C(0,d)} \{ \delta[\rho(\varphi + p\varphi_{\tau})] - \delta[\rho(\varphi - p\varphi_{\tau})] \} (\Theta(\rho - r_1) - \Theta(\rho - r_2)), \quad (6)$$

де

$$\chi = \varphi + p\varphi_{\tau} - \varphi_j - \varphi_{\tau}(2k-1)/2mq - 2(s-1)\varphi_{\tau}, \quad \varphi_{\tau} = C_s \pi / p. \quad (7)$$

Тут індекс j пробігає значення A, B, C для кожної фази відповідно. Другий у виразі (6) доданок, у разі некомпенсованої обмотки, дорівнює нулю і розраховується при індексі $j = C$. Індексом «0» позначена величина струмів обмоток статора при $z = 0$, а «d» – при $z = -d$. $I_{mj(0)}, I_{mj(d)}$ – комплексна амплітудна величина фазного струму статорів при $z = 0$ і $z = -d$ відповідно до індексу, $s_{j(0)}$ і $s_{j(d)}$ – число витків у пазу обмотки відповідної фази відповідно правого та лівого статорів, q – число пазів на полюс і фазу, φ_{τ} – кутова величина полюсного поділу (рис. 1), φ_j – кутовий просторовий зсув фаз обмоток, $\delta(\cdot)$ – дельта-функція Дірака – одинична узагальнена функція. Приймається

$$\varphi_A = 0, \quad \varphi_B = \varphi_A + 2\varphi_{\tau}/m, \quad \varphi_C = \varphi_A + \varphi_{\tau}/m. \quad (8)$$

Відповідно до граничних умов, прийнятих у статті [6], знайдемо, що на поверхнях відповідно правого та лівого статорів нормальні похідні індукції записуються такими формулами:

$$\left. \frac{\partial B_{nk(l)}}{\partial z} \right|_{z=0} = f(0), \quad \left. \frac{\partial B_{nk(3)}}{\partial z} \right|_{z=-d} = -f(d), \quad (9)$$

де

$$f(0,d) = -\frac{\mu_0 i_n(0,d)}{2\pi i n} \frac{\lambda_{nk}^2}{C_{nk}} \int_{r_1}^{r_2} \rho (Y_n(\lambda_{nk} r_4) J_n(\lambda_{nk} \rho) - J_n(\lambda_{nk} r_4) Y_n(\lambda_{nk} \rho)) d\rho; \quad (10)$$

$$i_n(0,d) = I_{mA(0,d)} w_{A(0,d)} K_{A(0,d)} + I_{mB(0,d)} w_{B(0,d)} K_{B(0,d)} - I_{mC(0,d)} w_{C(0,d)} K_{C(0,d)}. \quad (11)$$

Тут $i_n(0), i_n(d)$ – перетворена по φ величина поверхневих струмів фазних обмоток (5). C_{nk} – нормуючий множник інтегрального перетворення в кінцевих межах по координаті ρ , що відповідно до [3, с. 642] визначається формулою

$$C_{nk} = \int_{r_3}^{r_4} (Y_n(\lambda_{nk} r_4) J_n(\lambda_{nk} \rho) - J_n(\lambda_{nk} r_4) Y_n(\lambda_{nk} \rho))^2 \rho d\rho = \frac{2(J_n^2(\lambda_{nk} r_3) - J_n^2(\lambda_{nk} r_4))}{\pi^2 \lambda_{nk}^2 J_n^2(\lambda_{nk} r_3)}. \quad (12)$$

Оскільки в дугостаторних машинах початок котушок фази C має обернене включення, то біля струмів $I_{mC(0)}$ та $I_{mC(d)}$ є множник (-1) . Приймаючи, що j пробігає значення A, B, C , кількість витків у фазі та обмотковий коефіцієнт представлено таким чином:

$$w_j = s_j q p; \quad (13)$$

$$K_j = e^{-in p \varphi_{\tau} + in \varphi_j} (1 - e^{in \varphi_{\tau}}) \frac{1}{q p} \sum_{k=1}^q e^{in \frac{2k-1}{2mq} \varphi_{\tau}} \sum_{s=1}^p e^{2in(s-1)\varphi_{\tau}}. \quad (14)$$

Причому для компенсованої обмотки

$$K_C = e^{-in p \varphi_{\tau} + in \varphi_C} (1 - e^{in \varphi_{\tau}}) \frac{1}{q p} \sum_{k=1}^q e^{in \frac{2k-1}{2mq} \varphi_{\tau}} \sum_{s=1}^p e^{2in(s-1)\varphi_{\tau}} + 2i \sin(np \varphi_{\tau}) / p. \quad (15)$$

Згідно з умовами (9), загальні рішення (1) при $z = 0$ і $z = -d$ мають задовольняти умовам

$$C_1 - C_2 = f_{(0)}/\lambda_{nk}, \quad C_5 e^{-\lambda_{nk}d} - C_6 e^{\lambda_{nk}d} = -f_{(d)}/\lambda_{nk}, \quad (16)$$

а на межах розмежування середовищ – умовам сполучення, що складаються з рівності нормальних складових індукції й тангенціальних складових напруженості магнітного поля. При $z = -d$ і $z = -d_1 - h$ відповідно ці умови запишуться таким чином:

$$B_{nk(1)} = B_{nk(2)}, \quad \partial B_{nk(1)}/\partial z = \partial B_{nk(2)}/\mu \partial z; \quad (17)$$

$$B_{nk(2)} = B_{nk(3)}, \quad \partial B_{nk(2)}/\mu \partial z = \partial B_{nk(3)}/\partial z. \quad (18)$$

У результаті розв'язання системи рівнянь (16)...(18) постійні інтегрування C_1, C_2, C_5, C_6 , які необхідні для обчислення перетворених значень індукції (1) при $z = 0$ та $z = -d$, знаходяться за формулами

$$\begin{aligned} C_1 &= (-f_{(d)} + f_{(0)}b/\lambda_{nk})/(a+b); \\ C_2 &= (-f_{(d)} + f_{(0)}a/\lambda_{nk})/(a+b); \\ C_5 &= (f_{(0)}e^{\lambda_{nk}d} - b_1 f_{(d)}/\lambda_{nk})/(b_1 e^{-\lambda_{nk}d} + a_1 e^{\lambda_{nk}d}); \\ C_6 &= (f_{(0)}e^{-\lambda_{nk}d} + a_1 f_{(d)}/\lambda_{nk})/(b_1 e^{-\lambda_{nk}d} + a_1 e^{\lambda_{nk}d}), \end{aligned} \quad (19)$$

де

$$a = \left((\gamma_{nk} + \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{-\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}d_2 - \lambda_{nk}d_1} - (\gamma_{nk} - \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}d_2 - \lambda_{nk}d_1} + \right. \\ \left. + (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{-\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}d_2 - \lambda_{nk}d_1} - (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}d_2 - \lambda_{nk}d_1} \right) / 4\gamma_{nk}\mu; \quad (20)$$

$$b = \left((\gamma_{nk} - \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{-\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}d_2 + \lambda_{nk}d_1} - (\gamma_{nk} + \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}d_2 + \lambda_{nk}d_1} + \right. \\ \left. + (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{-\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}d_2 + \lambda_{nk}d_1} - (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}d_2 + \lambda_{nk}d_1} \right) / 4\gamma_{nk}\mu; \quad (21)$$

$$a_1 = \left((\gamma_{nk} + \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}h} - (\gamma_{nk} - \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{-\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}h} + \right. \\ \left. + (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}h - 2\lambda_{nk}d_1} - (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{-\gamma_{nk}h - \lambda_{nk}h - 2\lambda_{nk}d_1} \right) / 4\gamma_{nk}\mu; \quad (22)$$

$$b_1 = \left((\gamma_{nk} - \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}h} - (\gamma_{nk} + \mu_r \lambda_{nk})^2 e^{-\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}h} + \right. \\ \left. + (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}h + 2\lambda_{nk}d_1} - (\gamma_{nk}^2 - \mu_r^2 \lambda_{nk}^2) e^{-\gamma_{nk}h + \lambda_{nk}h + 2\lambda_{nk}d_1} \right) / 4\gamma_{nk}\mu. \quad (23)$$

Тут d_1 – повітряний проміжок біля правого статора ($z = 0$) (рисунок); d_2 – повітряний проміжок біля лівого статора ($z = -d$); h – товщина дискового ротора. Тоді перетворені значення індукції для правого та лівого статорів відповідно за першою та третьою формулами з (1) матимуть вигляд

$$B_{nk(0)} = C_1 + C_2 = -(2f_{(d)} + f_{(0)}(a-b)/\lambda_{nk})/(a+b); \quad (24)$$

$$B_{nk(d)} = C_5 e^{-\lambda_{nk}d} + C_6 e^{\lambda_{nk}d} = \frac{2f_{(0)} + f_{(d)}(a_1 e^{\lambda_{nk}d} - b_1 e^{-\lambda_{nk}d})/\lambda_{nk}}{(a_1 e^{\lambda_{nk}d} + b_1 e^{-\lambda_{nk}d})}. \quad (25)$$

Здійснивши до (24) та (25) обернене перетворення (4), матимемо розв'язок індукції магнітного поля при $z = 0$ та $z = -d$.

Електромагнітну потужність окремо кожного статора визначимо потоком вектора Умова-Пойнтинга з поверхні статора в зазорі. При $z = 0$ та $z = -d$ буде

$$S_{(0)} = -\frac{1}{2} \int_{r_1-\pi}^{r_2} \int_{\pi}^{\pi} \left(\vec{E} \times \vec{H}^* \right) \rho d\varphi d\rho, \quad S_{(d)} = \frac{1}{2} \int_{r_1-\pi}^{r_2} \int_{\pi}^{\pi} \left(\vec{E} \times \vec{H}^* \right) \rho d\varphi d\rho. \quad (26)$$

Тут позначення $(..)^*$ означає комплексно спряжене значення напруженості магнітного поля. Оскільки на поверхні правого статора при $z = 0$ є наступні граничні умови [6]: $H_\varphi = i_\rho$ і

$H_\rho = -i_\varphi$, а при $z = 0$: $H_\varphi = -i_\rho$ і $H_\rho = i_\varphi$, то після інтегрування за частинами рівнянь (26), з урахуванням закону індукції Фарадея (третє рівняння Максвелла) $rot\vec{E} = -\partial B/\partial t$, знайдемо

$$S_{(0,d)} = -\frac{i\omega}{2} \int_{r_1-\pi}^{r_2} \int_{-\pi}^{\pi} \left(\rho i_{\rho(0,d)} \int_{\varphi}^* B_{z(0,d)} d\varphi \right) \rho d\varphi d\rho. \quad (27)$$

Як видно, формула (27) справедлива для правого та лівого статорів. Струм $i_{\rho(0)}$ та $i_{\rho(d)}$ визначається за виразом (5), а індукція $B_{z(0)}$ та $B_{z(d)}$ – оберненим перетворенням (4) рівнянь (24), (25) відповідно для правого та лівого статорів. Записавши цю індукцію в рівняння (27) у вигляді оберненого перетворення (4), а також виконавши інтегральне перетворення струмів $i_{\rho(0)}$ й $i_{\rho(d)}$ по координаті φ

$$i_{n(0,d)}^* = \frac{I}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_{\rho(0,d)} e^{in\varphi} d\varphi, \quad (28)$$

формулу (27) запишемо у вигляді

$$S_{(0,d)} = \frac{\omega}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} i_{n(0,d)}^* \frac{I}{n} \int_{r_1}^{r_2} B_{nk(0,d)} (Y_n(\lambda_{nk} r_4) J_n(\lambda_{nk} \rho) - J_n(\lambda_{nk} r_4) Y_n(\lambda_{nk} \rho)) \rho d\rho, \quad (29)$$

з якої потім визначаються параметри двигуна (опори власної та взаємної індуктивностей) з паралельним підключенням обмоток протилежних статорів.

Підставимо в формулу (29) перетворене значення індукції $B_{nk(0,d)}$ з (24), (25), в які у свою чергу підставляються граничні умови (10) окремо для правого та лівого статорів. Після чого, ввівши позначення для скорочення запису

$$N_i = \frac{\lambda_{nk}^2}{n^2 C_{nk}} \left(\int_{r_1}^{r_2} \rho (Y_n(\lambda_{nk} r_4) J_n(\lambda_{nk} \rho) - J_n(\lambda_{nk} r_4) Y_n(\lambda_{nk} \rho)) d\rho \right)^2; \quad (30)$$

$$N_1 = \frac{2N_i}{(a+b)}; \quad N_2 = \frac{N_i(a-b)}{\lambda_{nk}(a+b)}; \quad (31)$$

$$N_3 = \frac{-2N_i}{a_1 e^{\lambda_{nk} d} + b_1 e^{-\lambda_{nk} d}}; \quad N_4 = \frac{-N_i(a_1 e^{\lambda_{nk} d} - b_1 e^{-\lambda_{nk} d})}{\lambda_{nk}(a_1 e^{\lambda_{nk} d} + b_1 e^{-\lambda_{nk} d})}, \quad (32)$$

отримаємо формули потужності правого та лівого статорів відповідно

$$S_{(0)} = -\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} i_{n(0)}^* (i_{n(d)} N_1 + i_{n(0)} N_2); \quad (33)$$

$$S_{(d)} = -\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} i_{n(d)}^* (i_{n(0)} N_3 + i_{n(d)} N_4), \quad (34)$$

які, як видно, залежать від перетвореного за азимутальною координатою струмового навантаження $i_{n(0)}$ й $i_{n(d)}$, що було представлено формулою (11) для правого та лівого статорів.

Розписавши $i_{n(0)}$ та $i_{n(d)}$ за виразом (11), формули (33), (34) приведемо до наступного вигляду:

$$\begin{aligned} S_{(0)} = & -\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} I_{mA(0)} W_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* (N_1 i_{n(d)} + N_2 i_{n(0)}) - \\ & -\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} I_{mB(0)} W_{B(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* (N_1 i_{n(d)} + N_2 i_{n(0)}) + \\ & +\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} I_{mC(0)} W_{C(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* (N_1 i_{n(d)} + N_2 i_{n(0)}); \quad (35) \\ S_{(d)} = & -\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} I_{mA(d)} W_{A(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_A^* (N_3 i_{n(0)} + N_4 i_{n(d)}) - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{i\mu_0\omega}{4\pi} I_{mB(d)} w_{B(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* \left(N_3 i_{n(0)} + N_4 i_{n(d)} \right) + \\
& + \frac{i\mu_0\omega}{4\pi} I_{mC(d)} w_{C(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* \left(N_3 i_{n(0)} + N_4 i_{n(d)} \right). \quad (36)
\end{aligned}$$

Звідси комплексні опори обмоток, обумовлені потоками через зазор, правого статора (при $z = 0$) рівні

$$\begin{aligned}
x_{AA_{00}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(0)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* K_{A(0)} N_2; & x_{AB_{00}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(0)} w_{B(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* K_{B(0)} N_2; \\
x_{AC_{00}} &= 2 \frac{i\mu_0\omega}{4\pi} w_{A(0)} w_{C(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* K_{C(0)} N_2; & x_{Ad_{00}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(0)} w_{A(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* K_{A(d)} N_1; \\
x_{AB_{0d}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(0)} w_{B(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* K_{B(d)} N_1; & x_{AC_{0d}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(0)} w_{C(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(0)}^* K_{C(d)} N_1; \\
x_{BA_{00}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(0)} w_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* K_{A(0)} N_2; & x_{BB_{00}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(0)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* K_{B(0)} N_2; \\
x_{BC_{00}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(0)} w_{C(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* K_{C(0)} N_2; & x_{BA_{0d}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(0)} w_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* K_{A(0)} N_1; \\
x_{BB_{0d}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(0)} w_{B(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* K_{B(d)} N_1; & x_{BC_{0d}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(0)} w_{C(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(0)}^* K_{C(d)} N_1; \\
x_{CA_{00}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(0)} w_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* K_{A(0)} N_2; & x_{CB_{00}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(0)} w_{B(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* K_{B(0)} N_2; \\
x_{CC_{00}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(0)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* K_{C(0)} N_2; & x_{CA_{0d}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(0)} w_{A(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* K_{A(d)} N_1; \\
x_{CB_{0d}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(0)} w_{B(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* K_{B(d)} N_1; & x_{CC_{0d}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(0)} w_{C(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(0)}^* K_{C(d)} N_1. \quad (37)
\end{aligned}$$

Стосовно лівого статора, розміщеного при $z = -d$,

$$\begin{aligned}
x_{AA_{d0}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(d)} w_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(d)}^* K_{A(0)} N_3; & x_{AB_{d0}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(d)} w_{B(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(d)}^* K_{B(0)} N_3; \\
x_{AC_{d0}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(d)} w_{C(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(d)}^* K_{C(0)} N_3; & x_{Ad_{d0}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(d)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(d)}^* K_{A(d)} N_4; \\
x_{AB_{dd}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(d)} w_{B(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(d)}^* K_{B(d)} N_4; & x_{AC_{dd}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{A(d)} w_{C(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{A(d)}^* K_{C(d)} N_4; \\
x_{BA_{d0}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(d)} w_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* K_{A(0)} N_3; & x_{BB_{d0}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(d)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* K_{B(0)} N_4; \\
x_{BC_{d0}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(d)} w_{C(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* K_{C(0)} N_3; & x_{BA_{dd}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(d)} w_{A(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* K_{A(d)} N_4; \\
x_{BB_{dd}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(d)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* K_{B(d)} N_4; & x_{BC_{dd}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{B(d)} w_{C(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{B(d)}^* K_{C(d)} N_4; \\
x_{CA_{d0}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(d)} w_{A(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* K_{A(0)} N_3; & x_{CB_{d0}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(d)} w_{B(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* K_{B(0)} N_3; \\
x_{CC_{d0}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(d)} w_{C(0)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* K_{C(0)} N_3; & x_{CA_{dd}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(d)} w_{A(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* K_{A(d)} N_4; \\
x_{CB_{dd}} &= \frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(d)} w_{B(d)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* K_{B(d)} N_4; & x_{CC_{dd}} &= -\frac{i\mu_0\omega}{2\pi} w_{C(d)}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} K_{C(d)}^* K_{C(d)} N_4. \quad (38)
\end{aligned}$$

Тут x_{AA}, x_{BB}, x_{CC} і x_{AA}, x_{BB}, x_{CC} – фазні індуктивності обмоток статора при $z = 0$ і $z = -d$ відповідно, взаємні індуктивності між фазами одного ($z = 0$) статора $x_{AB}, x_{AC}, x_{BA}, x_{BC}, x_{CA}, x_{CB}$ і другого ($z = -d$) статора $x_{AB}, x_{AC}, x_{BA}, x_{BC}, x_{CA}, x_{CB}$. І, зрештою, взаємні індуктивності між фазами одного статора з фазами протилежного $x_{AA}, x_{AB}, x_{AC}, x_{BA}, x_{BB}, x_{BC}, x_{CA}, x_{CB}, x_{CC}$ і для протилежного відповідно $x_{AA}, x_{AB}, x_{AC}, x_{BA}, x_{BB}, x_{BC}, x_{CA}, x_{CB}, x_{CC}$.

Комплексний фазний опір обмотки $Z_{I(0)}$ і $Z_{I(d)}$ визначається звичайними, прийнятими для асинхронних двигунів традиційного виконання, формулами [2, 5]. Враховуючи, що магнітні потоки в зазорі збуджуються фазними струмами обох статорів, індукованих з урахуванням взаємної індуктивності, то фазні напруги з урахуванням опорів Z_I представлені у вигляді явної залежності від фазних струмів для статора при $z = 0$:

$$U_{A(0)} = I_{A(0)}Z_{I(0)} + I_{A(0)}x_{AA} + I_{B(0)}x_{AB} + I_{C(0)}x_{AC} + I_{A(d)}x_{AA} + I_{B(d)}x_{AB} + I_{C(d)}x_{AC}; \quad (39)$$

$$U_{B(0)} = I_{A(0)}x_{BA} + I_{B(0)}Z_{I(0)} + I_{B(0)}x_{BB} + I_{C(0)}x_{BC} + I_{A(d)}x_{BA} + I_{B(d)}x_{BB} + I_{C(d)}x_{BC}; \quad (40)$$

$$U_{C(0)} = I_{A(0)}x_{CA} + I_{B(0)}x_{CB} + I_{C(0)}Z_{I(0)} + I_{C(0)}x_{CC} + I_{A(d)}x_{CA} + I_{B(d)}x_{CB} + I_{C(d)}x_{CC} \quad (41)$$

і для статора при $z = -d$

$$U_{A(d)} = I_{A(0)}x_{AA} + I_{B(0)}x_{AB} + I_{C(0)}x_{AC} + I_{A(d)}Z_{I(d)} + I_{A(d)}x_{AA} + I_{B(d)}x_{AB} + I_{C(d)}x_{AC}; \quad (42)$$

$$U_{B(d)} = I_{A(0)}x_{BA} + I_{B(0)}x_{BB} + I_{C(0)}x_{BC} + I_{A(d)}x_{BA} + I_{B(d)}Z_{I(d)} + I_{B(d)}x_{BB} + I_{C(d)}x_{BC}; \quad (43)$$

$$U_{C(d)} = I_{A(0)}x_{CA} + I_{B(0)}x_{CB} + I_{C(0)}x_{CC} + I_{A(d)}x_{CA} + I_{B(d)}x_{CB} + I_{C(d)}Z_{I(d)} + I_{C(d)}x_{CC}. \quad (44)$$

При підключенні двигуна до джерела живлення зазвичай покладається заданою система його лінійних напруг. Тому для визначення енергетичних показників двигуна необхідно визначити фазні струми в обмотках залежно від схем з'єднання обмоток. При з'єднанні обмотки в «зірку» без нульового провідника і паралельному з'єднанні обмоток протилежних статорів (з однаковими лінійними напругами) величина фазних струмів визначається з системи рівнянь

$$U_{A(0)} - U_{B(0)} = \sqrt{2}u_{AB}; \quad U_{B(0)} - U_{C(0)} = \sqrt{2}u_{BC}; \quad I_{A(0)} + I_{B(0)} + I_{C(0)} = 0; \quad U_{A(d)} - U_{B(d)} = \sqrt{2}u_{AB}; \\ U_{B(d)} - U_{C(d)} = \sqrt{2}u_{BC}; \quad I_{A(d)} + I_{B(d)} + I_{C(d)} = 0, \quad (45)$$

в якій фазні напруги для кожного із статорів визначаються залежностями (39)...(44), а u_{AB} та u_{BC} – задані діючі комплексні значення лінійних напруг мережі живлення.

При з'єднанні обмоток кожного статора в трикутник фазні струми визначаються з системи рівнянь:

$$U_{A(0)} = \sqrt{2}u_{AB}; \quad U_{B(0)} = \sqrt{2}u_{BC}; \quad U_{C(0)} = \sqrt{2}u_{CA}; \\ U_{A(d)} = \sqrt{2}u_{AB}; \quad U_{B(d)} = \sqrt{2}u_{BC}; \quad U_{C(d)} = \sqrt{2}u_{CA}. \quad (46)$$

Аналогічно знаходяться фазні струми при паралельному живленні протилежних статорів від однаково заданої системи фазних напруг, тобто від чотирипровідної мережі.

У результаті розв'язання системи рівнянь для відповідної схеми обмоток статорів отримано фазні струми, з використанням яких за рівняннями (39)...(44) знаходяться фазні напруги, і за формулами

$$S_{(0)} = \frac{I}{2} \left(I_{A(0)}^* U_{A(0)} + I_{B(0)}^* U_{B(0)} + I_{C(0)}^* U_{C(0)} \right);$$

$$S_{(d)} = \frac{1}{2} \left(I_{A(d)}^* U_{A(d)} + I_{B(d)}^* U_{B(d)} + I_{C(d)}^* U_{C(d)} \right) \quad (47)$$

– потужність на кожний статор відповідно. Тоді потужність двигуна з одним ротором і двома протилежними статорами знаходиться за формулою

$$S = S_{(0)} + S_{(d)}. \quad (48)$$

Результуючі комплексні опори фаз рівні

$$z_{i(0)} = U_{i(0)} / I_{i(0)}, \quad z_{i(d)} = U_{i(d)} / I_{i(d)}, \quad (49)$$

в яких індекс i пробігає значення A, B, C . У зв'язку з магнітною асиметрією ТДАД вони набувають різних значень для кожної фази. Тому й коефіцієнти потужності для кожної фази відповідних статорів різняться між собою:

$$\cos \varphi_{i(0)} = \operatorname{Re} [z_{i(0)}] / |z_{i(0)}|, \quad \cos \varphi_{i(d)} = \operatorname{Re} [z_{i(d)}] / |z_{i(d)}|. \quad (50)$$

Прикладений до ротора середній за період у часі електромагнітний момент рівний взятому з оберненим знаком сумарної величини електромагнітних моментів, діючих на кожний статор

$$M = M_{(0)} + M_{(d)} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{r_1}^{r_2} \left(i_{\rho(0)}^* B_{z(0)} + i_{\rho(d)}^* B_{z(d)} \right) \rho^2 d\varphi d\rho, \quad (51)$$

в яких $i_{\rho(0)}^*$, $i_{\rho(d)}^*$ є комплексно спряжені величини до $i_{\rho(0)}$, $i_{\rho(d)}$ (5), і відповідно величина індукції в зазорі після оберненого перетворення (4) до (24) та (25). Після підстановки значень індукції $B_{z(0)}$ та $B_{z(d)}$, при виконанні інтегрального перетворення Фур'є по φ (28) знайдемо, що

$$M = M_{(0)} + M_{(d)} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_n \int_{r_1}^{r_2} \left(i_{n(0)}^* B_{n(0)} + i_{n(d)}^* B_{n(d)} \right) \rho d\varphi d\rho. \quad (52)$$

Механічна потужність і коефіцієнт корисної дії двигуна з паралельним з'єднанням протилежних статорів визначаються залежностями

$$P_M = M\omega(1-s) \frac{C_s}{p}, \quad \eta = P_M / \operatorname{Re} [S_{(0)} + S_{(d)}]. \quad (53)$$

Висновок. З урахуванням поздовжнього, поперечного та товщинного крайових ефектів розроблено аналітичний розрахунок електромагнітних процесів торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з дисковим феромагнітним ротором при паралельному живленні обмоток протилежних статорів і при довільному положенні ротора за шириною зазору.

1. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свёртки. – М.: Наука, 1978. – 296 с.
2. Копылов И.П. Проектирование электрических машин: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергия, 1980. – 496 с.
3. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высш. шк., 1970. – 712 с.
4. Кришук Р.С., Ращепкин А.П. Обзор электроприводов кульових барабанных млинів // Пр. Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2014. – Вип. 39. – С. 29–38.
5. Постников И.М. Проектирование электрических машин. – К.: Гостехиздат, 1960.
6. Ращепкин А.П., Кришук Р.С. Энергетичні показники торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з дисковим феромагнітним ротором та компенсованою обмоткою // Вісн. НТУ «ХПІ». Темат. вип. «Електричні машини та електромеханічне перетворення енергії». – Харків: НТУ «ХПІ», 2015. – №5(1114). – С. 76–84.
7. Profumo F., Zhang Zheng, Tenconi A. Axial flux machines drives: a new viable solution for electric cars, Industrial Electronics // IEEE Transactions on (Volume:44, Issue: 1), 1997. – P. 39–45.

УДК 621.313

А.Н. Карлов, канд. техн. наук, **И.П. Кондратенко**, чл.-корр. НАН Украины, **Р.С. Кришук**, асп., **А.П. Ращепкин**, докт. техн. наук

Институт электродинамики НАН Украины,
пр. Победы, 56, Киев-57, 03680, Украина

Електромагнітні процеси торцевого дугостаторного асинхронного двигателю з паралельним включенням обмоток протилежних статорів

Разработан метод аналитического расчета электромагнитных процессов торцевого дугостаторного асинхронного двигателя (ТД) с дисковым электропроводящим ротором при параллельном включении противоположных от ротора статоров в сеть питания. Расчет магнитного поля двигателя выполнен на основе системы уравнений Максвелла с выполнением интегральных преобразований и с учетом переменной по радиальной координате линейной скорости вращения ротора. Получены формулы для расчета сопротивлений собственной и взаимной индуктивностей. Метод расчета включает определение фазных токов и энергетических показателей ТДАД при заданной величине напряжения питания трехфазного источника. Учитывается пространственное размещение обмотки статоров для однослойной компенсированной обмотки и с произвольным положением ротора в зазоре между статорами. Библ. 7, рисунок.

Ключевые слова: торцевой дугостаторный асинхронный двигатель, энергетические показатели, параллельное включение статоров, компенсированная обмотка, массивный ферромагнитный дисковый ротор.

O. Karlov, I. Kondratenko, R. Kryshchuk, A. Rashchepkin

Institute of Electrodynamics of the National Academy of Sciences of Ukraine,
Peremohy, 56, Kyiv-57, 03680, Ukraine

Electromagnetic processes of the axial arc-stator induction motor with the parallel inclusion windings of the alternate stators

As the title implies the article describes investigation of analytical calculation of the electromagnetic processes for axial arc-stator induction motor (AAIM) with a non-ferromagnetic electrically conductive disk rotor and with parallel connection windings of the alternate stators. Attention is given to the linear velocity of rotation of the rotor, which not uniform across non-magnetic gap. It gives a detailed analysis of mathematical model of the magnetic field in the non-magnetic gap, on the basis of Maxwell's equations and integral transforms. It is shown that the formula for the calculation of mutual induction of resistance and own winding resistance were obtained. The method of calculation involves determining the energy parameters of AAIM from the desired value of three-phase voltage source. It draws our attention to spatial arrangement of stator windings for single-layer compensated winding and with an arbitrary location of the rotor in the gap between the stators. References 7, figure.

Key words: the axial arc-stator motor, power parameters, parallel connection of the alternate stators, compensated winding, massive ferromagnetic disc rotor.

Надійшла 11.01.2016

Received 11.01.2016

УДК 621.313

ЗАКОНИ РЕГУЛЮВАННЯ ПОТОКАМИ ОХОЛОДЖЕННЯ КРАЙНІХ ПАКЕТІВ ОСЕРДЯ СТАТОРІВ ТУРБОГЕНЕРАТОРІВ У НОМІНАЛЬНОМУ РЕЖИМІ ДЛЯ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ МІНІМАЛЬНОЇ ТАНГЕНЦІАЛЬНОЇ НЕРІВНОМІРНОСТІ ТЕМПЕРАТУРИ

Н.Л. Сорокіна, пров. інж.

Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Перемоги, 56, Київ-57, 03680, Україна
e-mail: snl@ied.org.ua

Наведено алгоритми пошуку для турбогенератора типу ТГВ-200 законів регулювання газовими потоками охолодження для забезпечення мінімальної нерівномірності температури крайніх пакетів осердя статора в азимутальному напрямку, визначено низку законів регулювання потоками охолодження зубців крайніх пакетів осердя статора. Результати досліджень підтверджують можливість конструктивної реалізації таких законів, забезпечуючи мінімальне коливання температури зубців. Бібл. 5, рис. 4, табл. 2.

Ключові слова: турбогенератор, крайні пакети, тангенціальна теплова нерівномірність, коефіцієнт теплообміну, ітераційний метод.

Проведені дослідження тангенціальної нерівномірності електромагнітних і теплових характеристик осердя статора турбогенератора (ТГ) типу ТГВ-200 у різних режимах показують, що існують зубці крайніх пакетів осердя статора, в яких втрати і нагрів менші або більші від середніх. Максимальні втрати і температури в зубцях майже вдвічі перевищують сере-