

УДК 621.313

### ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПРОЦЕСИ В ТОРЦЕВІЙ ДУГОСТАТОРНІЙ АСИНХРОННІЙ МАШИНІ З ДВОШАРОВОЮ ОБМОТКОЮ

**І.П.Кондратенко**, чл.-кор. НАН України, **Р.С.Крищук**, **А.П.Ращепкін**, докт.техн.наук  
Інститут електродинаміки НАН України,  
пр. Перемоги, 56, Київ-57, 03680, Україна, e-mail: [kr@e-mail.ua](mailto:kr@e-mail.ua)

*Розглядаються електромагнітні процеси в торцевій дугостаторній асинхронній машині з дисковим електропровідним ротором. Запропоновано двошарову обмотку з напівпустими пазами на кінцях магнітопроводу. Математична модель машини побудована на основі системи рівнянь Максвелла з урахуванням змінної по радіусу лінійної швидкості обертання ротора. Для розрахунку магнітного поля застосовано дискретне перетворення Фур'є з граничною умовою періодичності та інтегральне перетворення в кінцевих межах. Розрахунок розподілу магнітного поля здійснюється при довільно заданому просторовому розміщенні обмоток і для будь-якої асиметрії фазних струмів. Встановлено умови відсутності пульсуючого поля в зазорі дугостаторної машини. На основі теореми Умова-Пойнтінга виконано розрахунок електромагнітної потужності та визначено параметри машини. Розрахунок енергетичних характеристик виконується як при заданих комплексних значеннях фазних струмів, так і при заданій напрузі для різних схем підключення виводів обмотки до джерела живлення. Бібл. 11, рис. 4.*

**Ключові слова:** електромагнітні процеси, торцевий дугостаторний асинхронний двигун.

На теплових електростанціях (ТЕС) використовуються кульові барабанні млини, які оснащені електроприводом на зубчастій передачі, де обертовий момент передається через зубчастий вал на зубчастий вінець, що монтується на корпусі барабану. Такий спосіб передачі моменту на млинах потужністю в кілька мегават має багато недоліків, а спроби застосовувати безредукторний електропривод зазнали невдачі. Тому розробка безредукторного електроприводу для кульових барабанних млинів є актуальною задачею. У [11] було запропоновано дугостаторний асинхронний двигун як безредукторний електропривод кульових барабанних млинів, але він мав суттєві недоліки й розробка припинилась [8].

У даній статті об'єктом дослідження є торцевий дугостаторний асинхронний двигун (ТДАД) з електропровідним суцільним дисковим ротором. Використання існуючих методів розрахунку асинхронних двигунів для дослідження ТДАД потребує застосування припущень, які впливають на точність розрахунку, зокрема виникає необхідність умовно враховувати змінну по радіусу лінійну швидкість обертання ротора.

Зазвичай в методах розрахунку електричних машин струмове навантаження статора представляється біжучою хвилею струмів по основній гармоніці [9, 2]. Методику розрахунку енергетичних характеристик по усередненому магнітному полю (без врахування товщинного крайового ефекту) в зазорі ТДАД з некомпенсованою одношаровою обмоткою з урахуванням змінної по радіусу лінійної швидкості обертання було представлено в статті [10]. Розрахунки показали, що використання некомпенсованої одношарової обмотки призводить до значної асиметрії фазних струмів. Так як методика дозволяє враховувати просторове розміщення струмів на поверхні статора, то є можливість розрахувати ТДАД для будь-якого типу обмотки, зокрема обмотки з компенсацією пульсуючого магнітного поля, для отримання симетричного навантаження фазних струмів.

Метою роботи є розробка методики розрахунку електромагнітних процесів вдосконаленого торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з компенсованою двошаровою обмоткою з урахуванням поздовжнього, поперечного та товщинного крайових ефектів.

На рис. 1 показано модель ТДАД, де позицією 1 показано ротор, 2 – статори. Ротор електропровідний, може бути як з магнітного матеріалу, так і немагнітного, кріпиться до корпусу обертового тіла 3 – барабану млина. У відповідності до приведеної в [4] обґрунтованої розрахункової моделі двигуна введемо допущення, що довжина магнітопроводів статорів 2 продовжена в азимутальному напрямку до повного кола, а ширина – до радіальних розмірів ротора 1, зберігаючи реальне розміщення струмового навантаження обмотки. Магнітопроводи прийнято ідеальними з нескінченною питомою магнітною проникністю та з'єднані між собою ідеальними феромагнітними шунтами 6. Струмове навантаження пазів у математичній моделі представлено у вигляді дельта-функцій Дірака на по-

верхні магнітопроводи посередині реального розміщення пазів 4 (складова  $i_\rho$  струмового навантаження), а струмове навантаження лобових частин – на внутрішніх ребрах магнітопроводів 5 (складова  $i_\varphi$  струмового навантаження). У дійсності розміри магнітопроводів статорів співпадають з розміщенням струмового навантаження 4 та 5.

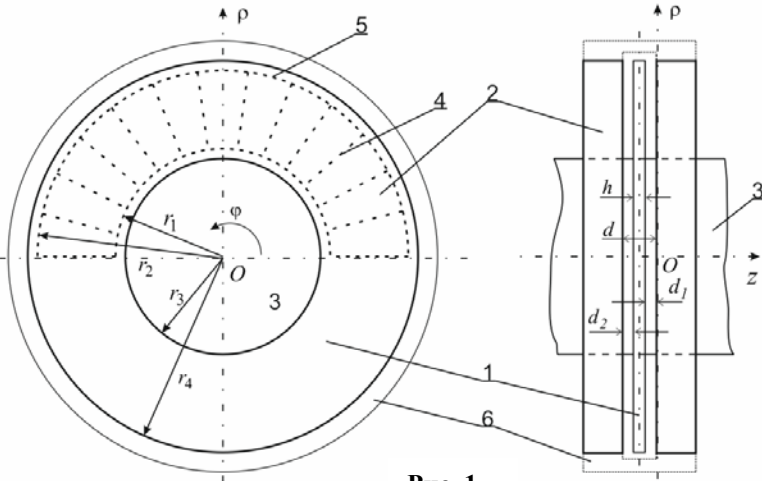


Рис. 1

Двошарові обмотки на цей час мають переважаче застосування, оскільки дозволяють виконати вкорочений крок на будь-яке число зубцевих ділень. Це дає можливість досягти кращої форми електрорушійної сили (ЕРС) та кривої магнітного поля в зазорі машини, зменшити вищі просторові гармоніки та пазові розсіювання обмотки. Укорочення кроку дозволяє знизити довжину лобових частин обмотки і таким чином досягти економії провідників. Проте в дугостаторних машинах (машини з розімкненим магнітопроводом) застосування двошарових обмоток приводить до появи в кінцевих зонах статора ділянок з напівзаповненими пазами довжиною, що дорівнює кроку котушок обмотки. Переваги двошарових обмоток передбачають підвищення якісних показників машини [2]. Вплив ділянок з напівзаповненими пазами на енергетичні показники, зокрема на виникнення пульсуючого магнітного поля, знижується зі зростанням числа полюсів машини.

Трифазна, двошарова з напівпустими пазами на кінцях магнітопроводу обмотка ТДАД представлена на рис. 2, де для прикладу показано кількість пазів на полюс-фазу  $q = 2$ , полюсів у верхньому шарі  $p_1 = 4$ , відносний крок  $\beta = 5/6$ . Полюсний крок, лінійна швидкість обертання ротора  $v_\varphi$  та лінійна швидкість магнітного поля статора  $v_s$  розраховуються відповідно за формулами

Трифазна, двошарова з напівпустими пазами на кінцях магнітопроводу обмотка ТДАД представлена на рис. 2, де для прикладу показано кількість пазів на полюс-фазу  $q = 2$ , полюсів у верхньому шарі  $p_1 = 4$ , відносний крок  $\beta = 5/6$ . Полюсний крок, лінійна швидкість обертання ротора  $v_\varphi$  та лінійна швидкість магнітного поля статора  $v_s$  розраховуються відповідно за формулами

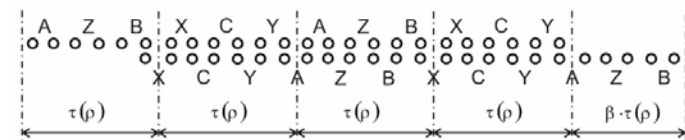


Рис. 2

му шарі  $p_1 = 4$ , відносний крок  $\beta = 5/6$ . Полюсний крок, лінійна швидкість обертання ротора  $v_\varphi$  та лінійна швидкість магнітного поля статора  $v_s$  розраховуються відповідно за формулами

$$\tau(\rho) = 2\pi\rho C_s (p_1 + \beta)^{-1}, \quad v_\varphi = v_s (I - s), \quad v_s = 2f\tau(\rho), \quad (1)$$

де  $s$  – ковзання,  $f$  – частота струму в мережі,  $C_s$  – відносний коефіцієнт реального розміру дуги статора до повного кола. Полюсний крок залежить від радіальної координати, тому його позначено як функцію  $\tau(\rho)$ . Великими латинськими літерами на рис. 2 показано порядок слідування фазних зон обмотки.

Осьова складова індукції магнітного поля в зазорі двигуна описується рівнянням [4]

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial B_z}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial \varphi^2} = \mu_r \mu_0 \sigma_r \left( \frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{v_\varphi(\rho)}{\rho} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} \right), \quad (2)$$

де  $\mu_r$  – відносна магнітна проникність ротора,  $\mu_0$  – магнітна проникність вакууму.

Для того, щоб виключити з (2) диференційні операції по  $\varphi$  й по  $\rho$ , застосуємо дискретне інтегральне перетворення Фур'є по змінній  $\varphi$ , що задовольняє умові періодичності  $B_n|_{\varphi=-\pi} = B_n|_{\varphi=\pi}$  [1], та інтегральне перетворення в кінцевих межах  $r_3 \leq \rho \leq r_4$  з граничними умовами  $B_z|_{\rho=r_3} = B_z|_{\rho=r_4} = 0$  [7], відповідно

$$B_z|_{\rho=r_3} = B_z|_{\rho=r_4} = 0 \quad [7], \quad \bar{B}_z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} B_z e^{in\varphi}, \quad \tilde{B}_z = \int_{r_3}^{r_4} \bar{B}_z \bar{K}_\eta \rho d\rho, \quad (3)$$

$$\bar{K}_\eta = \frac{1}{C_{n\eta}} (Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho)), \quad C_{n\eta} = \frac{J_\eta^2(\lambda_{n\eta} r_3) - J_\eta^2(\lambda_{n\eta} r_4)}{\pi \lambda_{n\eta}^2 J_\eta^2(\lambda_{n\eta} r_3)},$$

де для відшукування числа  $\lambda_{n\eta}$  розв'язується рівняння

$$J_n(\lambda_{n\eta} r_3) Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) - Y_n(\lambda_{n\eta} r_3) J_n(\lambda_{n\eta} r_4) = 0, \quad (4)$$

$\eta$  – порядковий номер кореня рівняння (4) для кожного значення параметра перетворення Фур'є  $-n$ .

Виконавши перетворення (3), приведемо рівняння (2) до вигляду

$$\partial^2 \tilde{B}_z / \partial z^2 + \gamma_{n\eta}^2 \tilde{B}_z = 0, \quad (5)$$

де позначено

$$\gamma_{n\eta}^2 = \lambda_{n\eta}^2 - i \mu_r \mu_0 \sigma \omega (1 - 2nC_s (p_1 + \beta)^{-1} (1 - s)). \quad (6)$$

Представимо струмове навантаження кожного статора окремо у вигляді суми  $\delta$ -функцій Дірака  $\rho$ -складових комплексних амплітуд поверхневих струмів фазних обмоток, зосереджених в межах реальної ширини індукторів ( $r_2 - r_1$ )

$$i_\rho = i_{\rho A} + i_{\rho B} - i_{\rho C}, \quad i_{\rho j} = I_j s_j \sum_{k=1}^q \sum_{s=1}^{p_k} (-1)^{s-1} (\delta(\rho \chi) - \delta(\rho(\chi - \varphi_\tau))) (\Theta(\rho - r_2) - \Theta(\rho - r_1)), \quad (7)$$

де  $\chi = \varphi + C_s \pi - \varphi_j - \frac{2k-1}{2mq} \varphi_\tau - (s-1) \varphi_\tau$ ,  $\varphi_\tau = 2C_s \pi (p_1 + \beta)^{-1}$ . Тут  $j$  пробігає значення  $A, B, C$  для фаз  $A, B, C$  відповідно,  $I_j$  – комплексне значення амплітудної величини фазного струму,  $s_j$  – кількість витків у пазу для одного шару двошарової обмотки,  $q$  – число пазів на полюс і фазу,  $\delta(\cdot)$  – дельта-функція Дірака,  $\Theta(\cdot)$  – одинична узагальнена функція [3],  $\varphi_j$  – кутовий просторовий зсув фаз обмотки,  $m$  – кількість фаз,  $\varphi_\tau$  – кутова величина полюсного ділення. В (7) приймається  $\varphi_A = 0$ ,  $\varphi_B = 2\varphi_\tau / m$ ,  $\varphi_C = \varphi_\tau / m$ .

На границі розділу повітряного зазору і поверхні статора при  $z = 0$  відповідно до закону повного струму виконуються умови

$$H_\varphi^- = i_\rho + H_\varphi^+, \quad H_\rho^- = -i_\rho + H_\rho^+,$$

де знак «+» означає належність величини області магнітопроводу статора, а «-» – області повітряного зазору. Так як приймається умова, що магнітопроводи продовжені по всій окружності двигуна й мають нескінченну магнітну проникність, то  $H_\varphi^+ = 0$ . В разі, коли магнітні шунти, які за умовою замикають магнітопроводи статорів, мають скінченну магнітну проникність, то  $H_\rho^+ \neq 0$ . При припущенні, що відносна магнітна проникність шунтів  $\mu_s \neq \infty$ , використовуючи рівність  $\text{div} B = 0$ , а також рівняння  $\text{div} i = 0$ , так як  $\partial i_z / \partial z = 0$ , знайдемо, що

$$i_\rho = - \int_{-\pi}^{\varphi} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho i_\rho) d\varphi, \quad \frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial i_\rho}{\partial \varphi} - \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \int_{-\pi}^{\varphi} i_\rho d\varphi \right) \right) - \frac{\mu_s \mu_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\rho^+), \quad (8)$$

де  $H_\rho^+ = I_k (\delta(\rho - r_4) - \delta(\rho - r_3)) (\Theta(\varphi + C_s \pi) - \Theta(\varphi - C_s \pi))$ . Останній доданок у (8) характеризує величину пульсуючих полів у зазорі, обумовлених потоками шунтування. Струм  $I_k$  зосереджений на бокових ребрах осердь машини разом зі струмовим навантаженням лобових частин і чисельно дорівнює магніторушійній силі на проведення магнітного потоку між боковими гранями магнітопроводів статорів у разі, якщо магнітні шунти мають кінцеву відносну магнітну проникність ( $\mu_s \neq \infty$ ).

Після виконання інтегральних перетворень (3) над рівнянням (8) знайдемо

$$\frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} = \tilde{f} = - \frac{\mu_0 \lambda_{n\eta}^2 \bar{i}_{\rho 1}}{2in\pi} \int_{r_1}^{r_2} \bar{K}_\eta \rho d\rho - \frac{\mu_s \mu_0 I_k \sin(nC_s \pi)}{\pi n C_{m\eta}} \left( \frac{2}{\pi} + \lambda_{n\eta} r_3 (Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_{n-1}(\lambda_{n\eta} r_3) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_{n-1}(\lambda_{n\eta} r_3)) - \right. \\ \left. - n (Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} r_3) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} r_3)) \right), \quad (9)$$

$$\bar{i}_\rho = \bar{i}_{\rho 1} (\Theta(\rho - r_1) - \Theta(\rho - r_2)) / 2\pi\rho, \quad \bar{i}_{\rho 1} = I_A w_A K_A + I_B w_B K_B - I_C w_C K_C,$$

$$K_j = -2e^{in\left(\varphi_j - \frac{\varphi_r}{2} + \frac{\varphi_r}{2m}\right) + \frac{ip_1\pi}{2}} \sin\left(\frac{n\beta\varphi_r}{2}\right) \frac{\sin(n\varphi_r/2m)}{q \sin(n\varphi_r/2mq)} \frac{\sin(p_1(n\varphi_r + \pi)/2)}{p_1 \cos(n\varphi_r/2)},$$

де  $j$  пробігає значення  $A, B, C$ ;  $w_j = s_j q p_1$ ,  $w_j$  – число витків у котушках обмотки відповідної фази одного статора. На поверхні лівого статора при  $z = -d$

$$\partial \tilde{B}_z / \partial z = -\tilde{f}. \quad (10)$$

Таким чином, застосувавши подвійне інтегральне перетворення в кінцевих межах по координатах  $\varphi$  та  $\rho$ , вихідну крайову задачу (2), (8) приводимо до одновимірної крайової задачі (5), (9), (10), загальне рішення якої описується функціями

$$\tilde{B}_z = C_1 e^{\lambda_{n\eta} z} + C_2 e^{-\lambda_{n\eta} z}, \quad \tilde{B}_z = C_3 e^{\gamma_{n\eta} z} + C_4 e^{-\gamma_{n\eta} z}, \quad \tilde{B}_z = C_5 e^{\lambda_{n\eta} z} + C_6 e^{-\lambda_{n\eta} z} \quad (11)$$

відповідно в повітряному проміжку для області  $0 \leq z \leq -d_1$ , в області металевому диску  $-d_1 \leq z \leq -(d_1 + h)$  і повітряного проміжку  $-(d_1 + h) \leq z \leq -d$ . Тут  $d_1$  – величина повітряного проміжку між ротором і статором при  $z = 0$ , а  $d_2$  – величина повітряного зазору між ротором і статором при  $z = -d$ ,  $d_2 = d - (d_1 + h)$ . В реальності  $d_1 \neq d_2$ , так як дисковий ротор може мати незначні вигини.

Знайдемо постійні інтегрування  $C_1 - C_6$ . У відповідності до граничних умов (9), (10) й загальними рішеннями (11) виконуються умови відповідно при  $z = 0$  і  $z = -d$

$$C_1 - C_2 = \tilde{f} / \lambda_{n\eta}, \quad C_5 e^{-\lambda_{n\eta} d} - C_6 e^{\lambda_{n\eta} d} = -\tilde{f} / \lambda_{n\eta}. \quad (12)$$

Використовуючи умови спряження, що складаються із рівності нормальних складових індукції та тангенціальних складових напруженості магнітного поля на границі розділу середовищ при  $z = -d_1$  та  $z = -(d_1 + h)$ , з урахуванням магнітної проникності ротора, отримаємо наступні рівняння:

$$\begin{aligned} C_1 e^{-\lambda_{n\eta} d_1} + C_2 e^{\lambda_{n\eta} d_1} &= C_3 e^{-\gamma d_1} + C_4 e^{\gamma d_1}, \\ \mu_r \lambda_{n\eta} C_1 e^{-\lambda_{n\eta} d_1} - \mu_r \lambda_{n\eta} C_2 e^{\lambda_{n\eta} d_1} &= \gamma C_3 e^{-\gamma d_1} - \gamma C_4 e^{\gamma d_1}, \\ C_3 e^{-\gamma(d_1+h)} + C_4 e^{\gamma(d_1+h)} &= C_5 e^{-\lambda_{n\eta}(d_1+h)} + C_6 e^{\lambda_{n\eta}(d_1+h)}, \\ \gamma C_3 e^{-\gamma(d_1+h)} - \gamma C_4 e^{\gamma(d_1+h)} &= \mu_r \lambda_{n\eta} C_5 e^{-\lambda_{n\eta}(d_1+h)} - \mu_r \lambda_{n\eta} C_6 e^{\lambda_{n\eta}(d_1+h)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Розв'язавши систему із шести рівнянь (12) та (13), знайдемо постійні інтегрування  $C_1 - C_6$ , які пропорційні величині  $\tilde{f}$ , як видно з (12). Для знаходження дійсного розподілу магнітного поля в немагнітному проміжку виконуються обернені до (10) та (3) перетворення

$$\bar{B}_z = \sum_{\eta=1}^{\infty} \tilde{B}_z C_{n\eta} \bar{K}_\eta, \quad B_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{B}_z e^{-in\varphi}. \quad (14)$$

Застосовуючи умову  $\lim_{n \rightarrow 0} \tilde{f} = 0$  до (9)–(10) та прирівнюючи  $n = 0$ , знаходимо струм пульсуючого поля  $I_k$

$$I_k = \varphi_r \beta \frac{I_A w_A + I_B w_B - I_C w_C}{2C_s \pi} \cdot \left( \frac{\lambda_{n\eta}^2 D_{20\eta}}{D_{10\eta}} \right) \cdot \left( \frac{1 - (-1)^{p_1}}{2p_1} \right), \quad (15)$$

де  $D_{20\eta} = \int_{r_1}^{r_2} \rho (Y_0(\lambda_{0\eta} r_4) J_0(\lambda_{0\eta} \rho) - J_0(\lambda_{0\eta} r_4) Y_0(\lambda_{0\eta} \rho)) d\rho$ ,  $D_{10k} = \frac{2}{\pi} + \lambda_{0\eta} r_3 (Y_0(\lambda_{0\eta} r_4) J_{-1}(\lambda_{0\eta} r_3) - J_0(\lambda_{0\eta} r_4) Y_{-1}(\lambda_{0\eta} r_3))$ ,  $\lambda_{0\eta} = \lambda_{n\eta} |_{n=0}$ ,  $\gamma_{0\eta} = \gamma_{n\eta} |_{n=0}$ . З останнього множника формули (15) видно, що

для машини з парним числом полюсів  $p_1$  у верхньому шарі (рис. 2)  $I_k = 0$ , що слід врахувати у формулі (9). При непарному числі полюсів пульсуюче поле в зазорі не дорівнює нулю, але швидко спадає зі зростанням їхньої кількості. В подальшому будемо припускати, що машину виконано з парною кількістю полюсів у шарі, і тому в (9) будемо вважати, що струм  $I_k = 0$ .

Електромагнітну потужність одного статора визначимо, виходячи з теореми Умова-Пойнтінга по потоку вектора з поверхні статора та з урахуванням закону Фарадея  $rot \bar{E} = -\partial \bar{B} / \partial t$

$$S = -\frac{i\omega}{2} \int_{r_1}^{r_2} \int_{-\pi}^{\pi} \left( \rho i_{\rho}^* \int B_z d\varphi \right) \rho d\varphi d\rho. \quad (16)$$

Підставляючи в (16) обернене перетворення (14) для першого рівняння системи (11) (для статора при  $z = -d$  підставляється третє рівняння), а також враховуючи перетворення Фур'є (3) для струмового навантаження  $\tilde{i}_{\rho}^*$ , остаточно представимо потужність формулою

$$S = -\frac{i\omega}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} \frac{i_{\rho 1}^*}{-in} \int_{r_1}^{r_2} \tilde{B}_z C_{m\eta}^{-1} \bar{K}_{\eta} \rho d\rho. \quad (17)$$

Також потужність записується наступним чином [10]:

$$S = \frac{1}{2} \left( I_A^* U_{mA} + I_B^* U_{mB} + I_C^* U_{mC} \right) = \frac{1}{2} \sum_{j,k} I_j^* I_k z_{jk}, \quad (18)$$

де  $j$  та  $k$  пробігають значення  $A, B, C$ .  $U_{mA}, U_{mB}, U_{mC}$  – амплітудна величина фазних напруг, що обумовлені магнітними потоками через зазор;  $z_{jk}$  – комплексні опори фаз, що обумовлені взаємодукцією між фазами з урахуванням магнітних потоків ротора.

Розклавши формулу (17) по (18), враховуючи струми  $I_A, I_B, I_C$ , визначаються комплексні

опори взаємодукції 
$$z_{jk} = \frac{i\mu_0 \omega w_j w_k}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} K_j^* K_k B_{\eta} y_{jk} \left( \frac{\lambda_{n\eta}}{n} \int_{r_1}^{r_2} \rho \bar{K}_{\eta} d\rho \right)^2, \quad (19)$$

де  $y_{AA} = y_{AB} = y_{BA} = y_{BB} = y_{CC} = 1$ ,  $y_{AC} = y_{BC} = y_{CA} = y_{CB} = -1$ ,  $j$  та  $k$  пробігають значення  $A, B, C$ . Тут введено позначення  $B_{\eta} = \tilde{B}_z / \tilde{f}$ , тобто гранична умова  $\tilde{f}$  винесена з формул  $\tilde{B}_z$  (11), так як вона міститься в постійних інтегрування  $C_1 - C_6$ .

Комплексний опір фазних обмоток  $z_{IA}, z_{IB}, z_{IC}$  розраховується по звичайних, прийнятих для асинхронних машин нормального виконання, формулах, що представлені у [6].

На практиці зазвичай є заданими системи лінійних напруг живлячої мережі, і для визначення потужності й інших параметрів необхідно знайти систему фазних струмів у залежності від схем з'єднання обмотки. Величину фазних струмів визначимо в припущенні заданих діючих значень  $U_{AB}, U_{BC}, U_{CA}$  системи лінійних напруг. Тоді при з'єднанні обмотки, наприклад, у зірку без нульового провідника на один статор, складемо наступну систему рівнянь [5]

$$U_A - U_B = \sqrt{2} U_{AB}, \quad U_B - U_C = \sqrt{2} U_{BC}, \quad I_A + I_B + I_C = 0, \quad (20)$$

де фазні напруги представлено залежностями

$$\begin{aligned} U_A &= I_A(z_{IA} + z_{AA}) + I_B z_{AB} + I_C z_{AC}, & U_B &= I_A z_{BA} + I_B(z_{IB} + z_{BB}) + I_C z_{BC}, \\ U_C &= I_A z_{CA} + I_B z_{CB} + I_C(z_{IC} + z_{CC}). \end{aligned} \quad (21)$$

У результаті вирішення системи рівнянь (20) стають відомі фазні струми, з використанням яких по (21) визначаються фазні напруги і потужність двигуна на один із статорів за формулою

$$S = \left( I_A^* U_A + I_B^* U_B + I_C^* U_C \right) / 2. \quad (22)$$

Для прийнятого модельного представлення торцевої дугостаторної асинхронної машини прикладений до ротора середній за період часу електромагнітний момент дорівнює взятому з протилежним знаком електромагнітному моменту, діючому на обидва осердя статора, і, як наслідок, момент на один статор розраховується за наступною формулою:

$$M = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-C_s\pi}^{C_s\pi} \int_{r_1}^{r_2} i_{\rho} B_z \rho^2 d\varphi d\rho. \quad (23)$$

Враховуючи, що на поверхні осердя статора при  $z = 0$   $\bar{B}_z$  визначається рядом (23), то, оскільки  $i_{\rho}$  є фінітною функцією по координатах  $\varphi$  та  $\rho$ , електромагнітний момент представляється залежністю

$$M = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} \rho^2 \bar{B}_z \int_{-\pi}^{\pi} i_{\rho}^* e^{-in\varphi} d\varphi d\rho = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{r_1}^{r_2} \rho \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{i}_{\rho 1}^* \bar{B}_z d\rho, \quad (24)$$

де  $\bar{i}_{\rho 1}$  запишеться із (9), а стосовно машин з парною кількістю полюсів в шарі обмотки гранична умова  $\tilde{f}$ , що міститься у  $\bar{B}_z$  в ряду (23), описується залежністю (9) в допущенні, що  $I_k = 0$ . Тоді механічна потужність машини, активна потужність та коефіцієнт корисної дії розраховуються

$$P_2 = 2\omega M(1-s)C_s / (p_1 + \beta), \quad P_1 = \operatorname{Re}(S), \quad \eta = P_2 / P_1. \quad (25)$$

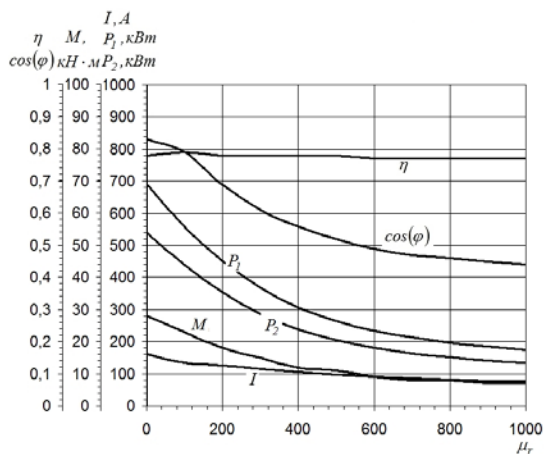


Рис. 3

На рис. 3 показано залежність енергетичних показників для одного статора двигуна від відносної магнітної проникності ротора  $\mu_r$ . Розрахунок виконано для сталого конструкційного виконання статорів із величиною лінійної напруги на один статор  $U = 3$  кВ для схеми ввімкнення «зірка» без нульового провідника (20):  $r_1 = 2,2$  м,  $r_2 = 2,6$  м,  $r_3 = 2,0$  м,  $r_4 = 2,8$  м,  $p_1 = 12$ ,  $h = 0,01$  м,  $s_j = 3$ ,  $q = 5$ ,  $C_s = 1/2$ ,  $\sigma = 4 \cdot 10^6$  См/м,  $s = 0,2$ . Припустимо, що дисковий ротор без вигинів і розміщено симетрично в зазорі –  $d_1 = 0,005$  м,  $d_2 = 0,005$  м. При зростанні відносної магнітної проникності коефіцієнт корисної дії залишається практично без змін, а коефіцієнт потужності, починаючи зі значення 100, починає різко падати й при досягненні поділки в 550 має незадовільний

показник. Також спостерігається падіння потужності та струму. Отже, дисковий ротор ТДАД рекомендовано виготовляти з немагнітного матеріалу, а також при необхідності допускається магнітний матеріал з відносною магнітною проникністю ротора до 100.

На рис. 4 показано залежність енергетичних показників одного статора від товщини дискового ротора  $h$  для немагнітного ротора при ковзанні  $s = 0,2$ . Спостерігається максимальне значення коефіцієнта потужності, починаючи від товщини ротора 5 мм, а потужність та струм постійно зростають. При цьому коефіцієнт корисної дії має максимальне значення, починаючи від товщини диску 3 мм, й залишається стабільним. Тому тут необхідно, щоб величина струму в обмотці не перевищувала допустимого значення.

**Висновок.** Розроблено методику розрахунку для дослідження електромагнітних процесів ТДАД з дисковим немагнітним ротором та з двошаровою трифазною обмоткою з урахуванням поздовжнього, поперечного та товщинного краєвих ефектів при довільному просторовому розподілі обмоток і будь-якої асиметрії фазних струмів. За розрахунками по розробленій методиці встановлено, що ТДАД з немагнітним дисковим ротором має найкращі енергетичні показники.

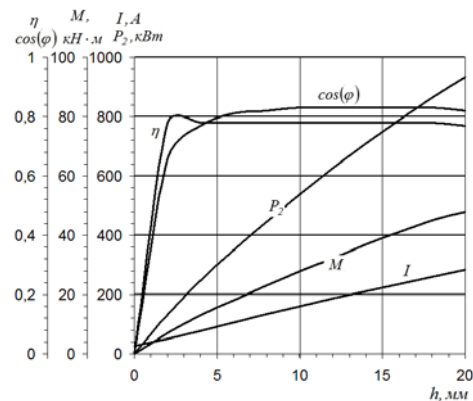


Рис. 4

1. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов. – М.: Наука, 1986. – 608 с.
2. Вольдек А.И. Индукционные гидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. – Л.: Энергия, 1970. – 272 с.
3. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свёртки. – М.: Наука. – 1978. – 296 с.
4. Карлов О.М., Кондратенко И.П., Кришук Р.С., Рацценкин А.П. Метод розрахунку усередненого магнітного поля по висоті повітряного проміжку торцевого дугостаторного асинхронного двигуна // Електромеханічні і енергозберігаючі системи. – 2014. – № 3. – С. 68–76.
5. Кондратенко И.П., Рацценкин А.П. Энергетические характеристики многополюсных линейных индукционных машин с учетом конечной длины магнитопроводов // Техн. электродинамика. – 2004. – № 1. – С. 3–9.
6. Копылов И.П., Горяинов Ф.А., Клоков Б.К., Морозкин В.П., Токарев Б.Ф. Проектирование электрических машин. – М.: Энергия, 1980. – 496 с.
7. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 712 с.



8. Крищук Р.С., Ращепкін А.П. Огляд електроприводів кульових барабанних млинів // Праці Інституту електродинаміки НАН України. – 2014. – Вип. 39. – С. 29–38.
9. Охременко Н.М. Основы теории и проектирования линейных индукционных насосов для жидких металлов. – М.: Атомиздат, 1968. – 396 с.
10. Ращепкін А.П., Карлов О.М., Крищук Р.С. Методика розрахунку по усередненому магнітному полю енергетичних показників дискового торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з некомпенсованою обмоткою // Техн. електродинаміка. – 2015. – № 4. – С. 36–40.
11. Фридкин П.А. Безредукторный дугостаторный электропривод. – М.: Энергия, 1970. – 138 с.

УДК 621.313

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТОРЦЕВОЙ ДУГОСТАТОРНОЙ АСИНХРОННОЙ МАШИНЕ С ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМОТКОЙ

Кондратенко И.П., чл.-корр. НАН Украины, Крищук Р.С., Ращепкин А.П., докт.техн.наук  
Институт электродинамики НАН Украины,  
пр. Победы, 56, Киев-57, 03680, Украина. e-mail: [kr@e-mail.ua](mailto:kr@e-mail.ua)

*Рассматриваются электромагнитные процессы в торцевой дугостаторной асинхронной машине с дисковым электропроводным ротором. Предложено двухслойную обмотку с полузаполненными пазами на концах магнитопровода. Математическая модель машины построена на основе системы уравнений Максвелла с учетом переменной по радиусу линейной скорости вращения ротора. Для расчета магнитного поля применено дискретное преобразование Фурье с граничным условием периодичности и интегральное преобразование в конечных пределах. Расчет распределения магнитного поля осуществляется при произвольно заданном пространственном распределении обмоток и для любой асимметрии фазных токов. Получены условия отсутствия пульсирующего поля в зазоре дугостаторной машины. На основе теоремы Умова-Пойнтинга выполнен расчет электромагнитной мощности и определены параметры машины. Расчет энергетических характеристик выполняется как при заданных комплексных значениях фазных токов, так и при заданном напряжении для различных схем подключения выводов обмотки к сети. Библ. 11, рис. 4.*

**Ключевые слова:** электромагнитные процессы, торцевой дугостаторный асинхронный двигатель.

## ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN THE AXIAL ARC-STATOR INDUCTION MACHINES WITH DOUBLE LAYER WINDING

I. Kondratenko, R. Kryshchuk, A. Rashchepkin  
Institute of Electrodynamics of the National Academy of Sciences of Ukraine,  
pr. Peremohy, 56, Kyiv-57, 03680, Ukraine. e-mail: [kr@e-mail.ua](mailto:kr@e-mail.ua)

*As the title implies the article describes the electromagnetic processes in the axial arc-stator induction motors (AAIM) with an electrically conductive disk rotor. It is shown that the double layer winding with half-filled slots on the ends of the magnetic core is used. It should be noted that the mathematical model of the machine is based on the Maxwell equations and integral transforms. Variable along the radius the linear velocity of rotation of the rotor is taken into account. It draws our attention to the calculation of the distribution of the magnetic field for any placing windings on the magnetic core and for any current unbalance. Much attention is given to conditions for the absence of pulsating field in the air-gap. It is shown that the derived equation for energy engine parameters based on the Poynting's theorem and the equations of the magnetic field. Paper provides valuable information about the calculation of the energy performance AAIM by asking the size of the engine, the value of slip, electrical rotor winding parameters and currents. References 11, figures 4.*

**Keywords:** electromagnetic processes, the axial arc-stator induction motor.

1. Bronshtein I.N., Semendiyev K.A. Handbook of mathematics for engineers and university students. – Moskva: Nauka, 1986. – 608 p. (Rus)
2. Voldek A.I. Induction magnetohydrodynamic machines with liquid working body. – Leningrad: Energiia, 1970. – 272 p. (Rus)
3. Gahov F.D., Cherskyi Yu.I. The equations of convolution type. – Moskva: Nauka, 1978. – 296 p. (Rus)
4. Karlov A.N., Kondratenko I.P., Kryshchuk R.S., Rashchepkin A.P. Method for calculating the averaged over nonmagnetic gap magnetic flux density of the axial induction motor with disconnected magnetic conductor // Elektromekhanichni i Enerhozberihaiuchi Systemy. – 2014. – No 3. – Pp. 68–76. (Ukr)
5. Kondratenko I.P., Raschepkin A.P. Power characteristics of multipole linear inductors considering final length of magnetic circuits // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2004. – No 1. – Pp. 3–9. (Rus)
6. Kopylov I.P., Goriainov F.A., Kopylov I.P., Goriainov F.A., Klokov B.K., Morozkin V.P., Tokariyev B.F. Design of electrical machines. – Moskva: Energiia, 1980. – 496 p. (Rus)
7. Koshliakov N.S., Gliner E.B., Smirnov M.M. Partial differential equations of mathematical physics. – Moskva: Vysshaia shkola, 1970. – 712 p. (Rus)
8. Kryshchuk R.S., Raschepkin A.P. Overview of electric ball mills // Pratsi Instytutu Elektrodynamiky Natsionalnoi Akademii Nauk Ukrainy. – 2014. – No 39. – Pp. 29–38. (Ukr)
9. Okhremenko N.M. Fundamentals of the theory and design of linear induction pumps for liquid metals. – Moskva: Atomizdat, 1968. – 396 p. (Rus)
10. Rashchepkin A.P., Karlov A.N., Kryshchuk R.S. Methodology for calculating according to the averaged magnetic field the energy parameters of the axial arc-stator induction motor with uncompensated winding // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2015. – No 4. – Pp. 36–40. (Rus)
11. Fridkin P.A. Gearless arc-stator electric drive. – Moskva: Energiia, 1970. – 138 p. (Rus)

Надійшла 28.05.2015

Остаточний варіант 13.08.2015