

**МАГНІТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ ЕНЕРГІЇ МОРСЬКИХ ХВИЛЬ**

**А.П. Ращепкін** \*, докт.техн.наук, **І.П. Кондратенко** \*\*, чл.-кор. НАНУ, **О.М. Карлов** \*\*\*, канд.техн.наук, **Р.С. Кришук** \*\*\*\*, канд.техн.наук  
Інститут електродинаміки НАН України,  
пр. Перемоги, 56, Київ, 03057, Україна,  
e-mail: [anatoly\\_raschepkin@ukr.net](mailto:anatoly_raschepkin@ukr.net), [dep7ied@ukr.net](mailto:dep7ied@ukr.net), [lexa.k.ua@gmail.com](mailto:lexa.k.ua@gmail.com), [kr@nas.gov.ua](mailto:kr@nas.gov.ua)

*Задля перетворення енергії морських хвиль в електроенергію розглянуто використання циліндричних (з радіальним магнітним потоком) трифазних магнітоелектричних генераторів з ротором на постійних магнітах з застосуванням механічного редуктора для підвищення частоти обертання ротора. З урахуванням реального характеру руху ротора розроблено математичну модель для розрахунку розподілу магнітних полів в зазорі генератора і встановлено функціональні залежності потокозчеплення обмотки і електромагнітного моменту від конструктивного виконання генератора і параметрів постійних магнітів. Для прийнятого конструктивного виконання визначено електромагнітний момент, розподіл фазних струмів в обмотці, потужність і напругу генератора. Проведено порівняння енергетичних показників генераторів з поплавковим приводом зі зворотно-обертним рухом ротора і генератора з застосуванням храпового механізму для забезпечення одностороннього обертання ротора. Розглянуто доцільність застосування генератора з храповим механізмом для перетворення енергії морських хвиль. Бібл. 6, рис. 7.*

**Ключові слова:** перетворення енергії хвиль, редуктор, циліндричний магнітоелектричний генератор, енергетичні показники.

В майбутньому найголовнішим питанням енергетики буде використання ефективних екологічно чистих способів виробництва електричної енергії. Таким енергетичним ресурсом може бути енергія морських хвиль. За виконаними в Інституті гідромеханіки НАН України оцінками енергетичних параметрів хвильових електростанцій ресурс хвильової енергії України може скласти 200 млрд. кВт\*г на рік за середній щільності потужності на метр ширини хвилі 5...7,5 кВт/м [1]. При цьому рекомендується використовувати хвилі амплітудою 0,5...1,75 м і періодом  $T = 4...7$  с. Такі хвилі для узбережжя Чорного моря мають помірну довжину  $\lambda = 16...60$  м і забезпеченість – 7000...2500 годин на рік.

Крім відносно високої концентрації енергії хвильова енергетика має порівняно низькі витрати на капітальне будівництво серед інших видів відновлюваної енергії: хвильові ЕС – 1000 \$/кВт, сонячні ЕС – 1400 \$/кВт, вітрові ЕС – 1600 \$/кВт [1]. Серед хвильових станцій плавучі поплавкові станції мають найнижчі капітальні витрати і вартість обслуговування.

Основні проблеми перетворення енергії морських хвиль обумовлені їхньою природою. Їм властиві: нерегулярність амплітуди, фази та напрямку руху; мала швидкість вертикального переміщення поверхні хвилі (1 м/с); значні впливи на енергію морських хвиль, що перевищують їхнє середнє значення в кілька десятків разів під час штормів і ураганів.

До теперішнього часу в світі розроблено і практично реалізовано велику кількість технологічних схем і способів задля перетворення кінетичної енергії хвиль в електричну енергію [3]. Але використання енергії морських хвиль поки що знаходиться на стадії створення дослідних установок різних конструкцій. Більшість таких технологічних схем мають у своєму складі турбіни, гідравлічні насоси і механічні редуктори для передачі зворотно-поступального руху води або повітря до традиційного електричного генератора. Подібні пристрої мають дуже складну і дорогую конструкцію, що зменшує надійність роботи перетворювача, ускладнює його обслуговування і експлуатацію.

Альтернативою зазначеним пристроям є перетворювач з використанням магнітоелектричного на постійних магнітах лінійного безредукторного генератора [2], з'єданого з плавучим бумом [3]. Така компоновка дає змогу спростити конструкцію, збільшити ефективність і надійність роботи перетворювача. Саме тому в багатьох промислово-розвинених країнах світу ведуться інтенсивні

---

© Ращепкін А.П., Кондратенко І.П., Карлов О.М., Кришук Р.С., 2021  
ORCID ID: \* <https://orcid.org/0000-0002-3308-8032>; \*\* <https://orcid.org/0000-0003-1914-1383>;  
\*\*\* <https://orcid.org/0000-0002-1350-1870>, \*\*\*\* <https://orcid.org/0000-0002-1933-0144>

роботи зі створення поплавкових перетворювачів енергії хвиль з лінійними електричними генераторами. Але й останнім притаманні певні недоліки. Для обмеження руху ротора в штормових умовах зі значним перевищенням висоти хвилі в порівнянні з прийнятою середньою амплітудою використовуються пружинні стопори, які не дозволяють вивести ротор за межі статора, що, в свою чергу, не дозволяє використовувати енергію хвиль за межами прийнятої середньої амплітуди. Довжину статора при цьому слід приймати рівною подвійній амплітуді хвилі, а довжину ротора – подвійній довжині статора, що потребує підвищеного використання коштовних постійних магнітів. Тому задля зниження капітальних витрат може стати економічно доцільним застосування механічних редукторів і використання циліндричних генераторів (з радіальним магнітним потоком) з підвищеною швидкістю обертання ротора.

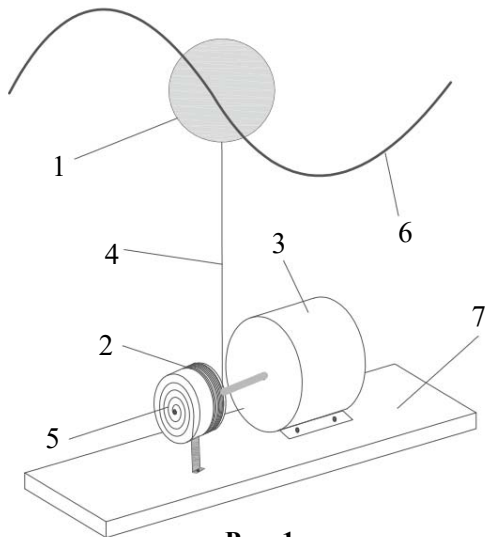


Рис. 1

Принципове виконання такого поплавоквого перетворювача енергії морських хвиль наведено на рис. 1, де 1 – поплавок (буй) утримується на хвилястій поверхні води 6 через трос 4, пов'язаний з механічним редуктором 2, який через вал передає зворотно-обертний рух на ротор циліндричного генератора з постійними магнітами 3. Для забезпечення постійного натягу троса використовується спіральна стрічкова пружина 5. Якір 7 закріплено на дні водойми. На рисунку представлено можливий варіант виконання пристрою для перетворення енергії хвиль з розміщенням генератора під водою, але можлива і інша кінематична схема, Проте метою цієї статті не є розроблення кінематичних схем систем для перетворення енергії хвиль.

Під час розрахунку, проектування і розробки генераторів з постійними магнітами для перетворення енергії морських хвиль не розглядаються, як правило, питання раціонального вибору їхніх геометричних розмірів, не враховується реальний характер руху ротора. Розподіл магнітного поля зазвичай визначається чисельними методами скінчених елементів в статичних режимах для кожного конкретного конструктивного виконання генератора.

Метою роботи є розробка аналітичного методу розрахунку електромагнітних процесів і енергетичних показників циліндричних магнітоелектричних генераторів довільних розмірів з врахуванням реального характеру руху ротора для перетворення енергії морських хвиль в електричну енергію.

Будемо вважати, що морська хвиля змінюється за законом трохгоїди  $w = a \sin(\omega_w t)$ , де  $\omega_w = 2\pi / T_w$ ,  $a$  і  $T_w$  – амплітуда і період коливань хвилі, які зазвичай покладаються заданими. Розрахункову модель генератора наведено на рис. 2, в якій приймається, що магнітна проникність магнітопроводів ротора і статора дорівнює  $\mu = \infty$ . На рис. 2: 1 – статор, 2 – обмотка статора, 3 – постійні магніти, 4 – ярмо ротора.

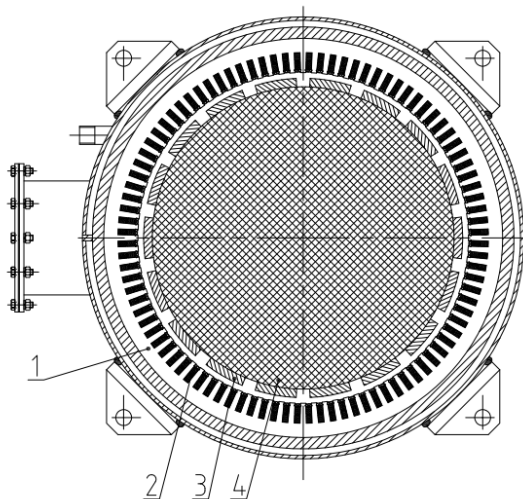


Рис. 2

постійні магніти, 4 – ярмо ротора.

Аналіз електромагнітних процесів в циліндричному магнітоелектричному генераторі зводиться до вирішення рівнянь електродинаміки

$$\text{rot}\mathbf{B} = 0, \quad \text{div}\mathbf{B} = 0, \quad \text{rot}\mathbf{E} = -\partial\mathbf{B} / \partial t, \quad (1)$$

які з врахуванням  $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A} / \partial t$  зводяться в зазорі між статором і ротором (рис. 2) до рівняння для z-складової векторного магнітного потенціалу

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_z}{\partial \rho} = 0. \quad (2)$$

Будемо вважати, що поле в немагнітному проміжку є суперпозицією поля постійних магнітів  $A_1$  і поля, що збуджується струмами обмотки статора  $A_2$ . Тому результуюче магнітне поле в немагнітному проміжку генератора є

$A_z = A_1 + A_2$ . Складові векторного магнітного потенціалу на поверхні ярма ротора  $\rho = r_1$  і на поверхні статора  $\rho = r_2$  (рис. 2) задовольняють наступним граничним умовам:

$$\text{за } \rho = r_1: \quad \frac{\partial A_1}{\partial \rho} = \mu_0 i_{lr}, \quad \frac{\partial A_2}{\partial \rho} = 0, \quad \text{за } \rho = r_2: \quad \frac{\partial A_1}{\partial \rho} = 0, \quad \frac{\partial A_2}{\partial \rho} = \mu_0 i_{l0}, \quad (3)$$

де  $i_{lr}$  – лінійне струмове навантаження, що утворюється постійними магнітами,  $i_{l0}$  – лінійне струмове навантаження обмотки статора.

Припустимо, що струмове навантаження обмотки статора  $i_{l0}$  відомо та визначається величинами фазних струмів  $i_A, i_B, i_C$  с просторовим розміщенням котушок в пазах осердя статора шириною  $b_n$  та може бути представлено ідеально тонкими струмовими пластинами шириною  $b_n$ , зосередженими на гладкій поверхні статора. Для компенсованої  $2p$ -полюсної  $m$ -фазної обмотки з однаковим числом ( $s_k$ ) витків в котушці і  $q$  котушками на полюс і фазу величину струмового навантаження статора можна описати сумою просторових вздовж координати  $\varphi$  складових фазних струмів статора  $i_{l0} = i_{lA} + i_{lB} + i_{lC}$ . За допущення, що фазна зона фази  $A$  починається за значення  $\varphi = -\pi + \varphi_A$ , і крок котушок фаз приймається однаковим  $y_A = y_B = y_C$  лінійне струмове навантаження обмотки можна представити у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} i_{lA} &= \frac{i_A \cdot s_k}{b_n} \sum_{k=1}^q \sum_{s=1}^p \left( \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_A - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau})) - \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_A - T(k,s) - \frac{\pi b_n}{2p\tau})) - \right. \\ &\quad \left. - \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_A - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau} - \frac{\pi y_A}{p\tau})) + \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_A - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau} - \frac{\pi y_A}{p\tau})) \right), \\ i_{lB} &= \frac{i_B \cdot s_k}{b_n} \sum_{k=1}^q \sum_{s=1}^p \left( \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_B - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau})) - \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_B - T(k,s) - \frac{\pi b_n}{2p\tau})) - \right. \\ &\quad \left. - \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_B - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau} - \frac{\pi y_B}{p\tau})) + \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_B - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau} - \frac{\pi y_B}{p\tau})) \right), \\ i_{lC} &= \frac{i_C \cdot s_k}{b_n} \sum_{k=1}^q \sum_{s=1}^p \left( \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_C - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau})) - \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_C - T(k,s) - \frac{\pi b_n}{2p\tau})) - \right. \\ &\quad \left. - \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_C - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau} - \frac{\pi y_C}{p\tau})) + \theta(r_2(\varphi + \pi - \varphi_C - T(k,s) + \frac{\pi b_n}{2p\tau} - \frac{\pi y_C}{p\tau})) \right) - \\ &\quad - qb_n (\delta(\varphi + \pi) - \delta(\varphi - \pi)), \\ &\quad T(k,s) = \pi(2k-1)/(2pmq) + 2(s-1)\pi/p, \end{aligned} \quad (4)$$

де  $\theta(z)$  – одинична узагальнена функція, яка дорівнює нулю за  $z < 0$  і одиниці – за  $z > 0$ ;  $\delta(\cdot)$  – дельта функція Дірака, просторовий зсув фаз  $\varphi_B = \varphi_A + 2\pi/pm$ ,  $\varphi_C = \varphi_A + \pi/pm$ ,  $k$ -й член ряду за числом пазів на полюс і фазу,  $s$ -й член ряду за числом пар полюсів,  $\tau = 2\pi r_2$  – полюсний крок статорної обмотки.

Згідно з уявленнями про магнетизм [4], зовнішнє поле постійного магніту еквівалентне полю струмового соленоїда, зосередженого на бічній поверхні магніту і рівного його висоті. Для висококоерцитивних магнітів з інтерметалічного композиту NdFeB їхня відносна магнітна проникність лежить в межах  $\mu_r = 1,04-1,06$ , і пряма повернення практично збігається з характеристикою розмагнічування. Так як  $\mu_r > 1$ , еквівалентну висоту струмового соленоїда у разі розміщення його в повітряному середовищі варто було б зменшити до величини  $h/\mu_r$ . Але за врахування насичення ярма ротора необхідно було б збільшити його висоту приблизно в стільки ж разів. Тому в розрахунковій моделі з достатньою для технічних розрахунків точністю будемо вважати, як було раніше прийнято, магнітну проникність ярма ротора рівною нескінченності, висоту

струмового соленоїда – висоті магніту і магнітну проникність середовища розміщення струмового соленоїда рівною  $\mu_0$ . Отже, густина струму  $i_r$  в обмотці соленоїда, що замінює постійний магніт з величиною намагнічування  $I_0$ , буде

$$i_r = I_0 h = (B_r h) / (\mu_r \mu_0),$$

де  $B_r$  – залишкова індукція постійного магніту,  $h$  – висота магніту. А лінійна густина струму з урахуванням просторового розподілення на поверхні ротора запишеться з використанням узагальнених функцій

$$i_{r'} = I_0 h \sum_{s=1}^p \left\{ \delta \left[ r_1 \left( \varphi + \pi - \varphi_r - \frac{\varphi_1}{2} - \frac{2(s-1)\pi}{p} \right) \right] - \delta \left[ r_1 \left( \varphi + \pi - \varphi_r - \frac{\varphi_1}{2} - \varphi_2 - \frac{2(s-1)\pi}{p} \right) \right] - \delta \left[ r_1 \left( \varphi + \pi - \varphi_r - \frac{3\varphi_1}{2} - \varphi_2 - \frac{2(s-1)\pi}{p} \right) \right] + \delta \left[ r_1 \left( \varphi + \pi - \varphi_r - \frac{3\varphi_1}{2} - 2\varphi_2 - \frac{2(s-1)\pi}{p} \right) \right] \right\}, \quad (5)$$

де  $\varphi_1$  – кутовий розмір між полюсами по азимуту,  $\varphi_2$  – кутовий розмір полюса,  $\varphi_r$  – координата початкового положення ротора. Для магнітної системи з довільним числом пар полюсів повинні задовольнятися умови  $\varphi_1 + \varphi_2 = \pi/p$ ,  $\varphi_2 = k_1 \pi/p$ ,  $\varphi_1 = (1-k_1)\pi/p$ , де  $k_1$  – будь-яке позитивне число менше одиниці, яке визначає ступінь перекриття полюсного поділу магнітом.

З огляду на дискретний характер розподілу струмового навантаження, для аналізу електромагнітних процесів в генераторі представляється обґрунтованим застосування чисельно-аналітичних методів з використанням інтегральних перетворень і методу узагальнених функцій.

Застосовуючи до рівняння (2) і граничних умов (3) дискретне перетворення Фур'є [5]

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} A_z e^{jn\varphi} d\varphi, \quad (6)$$

знайдемо, що перетворене значення векторного магнітного потенціалу описується рівнянням

$$\frac{\partial^2 A_n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_n}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} A_n = 0 \quad (7)$$

і відповідно, проводячи інтегральне перетворення виразів (4) і (5), отримуємо їхній перетворений вигляд

$$i_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_{r'} e^{jn\varphi} d\varphi = -\frac{I_0 h e^{jn\varphi}}{\pi r_1} k_r, \quad k_r = \sin\left(\frac{nk_1\pi}{2p}\right) \frac{\sin(n\pi)}{\cos(n\pi/2p)}, \quad (8)$$

$$I_A(n) + I_B(n) + I_C(n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_{r0} e^{jn\varphi} d\varphi, \quad I_A(n) = \frac{i_A w k_A}{2\pi r_2}, \quad I_B(n) = \frac{i_B w k_B}{2\pi r_2}, \quad I_C(n) = \frac{i_C w k_C}{2\pi r_2}, \quad (9)$$

де кількість витків в фазі статорної обмотки  $w = s_k p q$ , а обмоткові коефіцієнти

$$k_A = e^{-jn\left(\frac{\pi}{p} - \varphi_A - \frac{\pi}{2mp}\right)} \left(1 - e^{\frac{jny_A}{r_2}}\right) \frac{\sin(n\pi)}{p \sin(n\pi/p)} \frac{\sin(n\pi/2pm)}{q \sin(n\pi/2pmq)} \frac{\sin(n b_n/2r_2)}{n b_n/2r_2},$$

$$k_B = e^{-jn\left(\frac{\pi}{p} - \varphi_B - \frac{\pi}{2mp}\right)} \left(1 - e^{\frac{jny_B}{r_2}}\right) \frac{\sin(n\pi)}{p \sin(n\pi/p)} \frac{\sin(n\pi/2pm)}{q \sin(n\pi/2pmq)} \frac{\sin(n b_n/2r_2)}{n b_n/2r_2}, \quad (10)$$

$$k_C = -e^{-jn\left(\frac{\pi}{p} - \varphi_C - \frac{\pi}{2mp}\right)} \left(1 - e^{\frac{jny_C}{r_2}}\right) \frac{\sin(n\pi)}{p \sin(n\pi/p)} \frac{\sin(n\pi/2pm)}{q \sin(n\pi/2pmq)} \frac{\sin(n b_n/2r_2)}{n b_n/2r_2} - \frac{2j \sin(n\pi)}{p}.$$

Наявність в (10) множника  $\sin(n\pi) / p \sin(n\pi/p)$ , завжди рівного нулю за  $n < p$ , вказує на відсутність просторових субгармонік в магнітному полі генератора, яке має лише основну  $n = p$  і кратні  $p$  вищі гармоніки.

Розв'язок рівняння (7) відомий і має вигляд

$$A_n = C_5 \rho^n + C_6 \rho^{-n}. \quad (11)$$

Задовольняючи його граничним умовам (3), знайдемо

$$A_n = A_{n1} + A_{n2} = \frac{\mu_0 I_0 h k_r}{n\pi} e^{jn\varphi_r(t)} \frac{\rho^n (1 + r_2^{2n} / \rho^{2n})}{r_1^n (1 - r_2^{2n} / r_1^{2n})} + \frac{\mu_0 w (i_A k_A + i_B k_B + i_C k_C)}{2n\pi} \frac{\rho^n (1 + r_1^{2n} / \rho^{2n})}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})},$$

яке за  $\rho = r_2$  дорівнює

$$A_n = -\frac{2\mu_0 I_0 h k_r}{n\pi} e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})} + \frac{\mu_0 w (i_A k_A + i_B k_B + i_C k_C)}{2n\pi} \frac{(1 + r_1^{2n} / r_2^{2n})}{(1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})}. \quad (12)$$

Зворотнє перетворення дається рядом

$$A_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-jn\varphi}. \quad (13)$$

В формулі (12) невизначеною залишилася величина  $\varphi_r(t)$ , яку необхідно визначити з розв'язку рівнянь динамічної рівноваги електромеханічної системи перетворювача енергії хвиль з урахуванням заданого закону коливання водної поверхні. Рівняння руху ротора магнітоелектричного перетворювача енергії хвиль визначимо з використанням функції Лагранжа в узагальнених координатах  $q, q', f, p$  [6]. Припустимо, що механічна система складається з матеріальних тіл і пружин. Тоді узагальненими змінними механічної системи: узагальнена механічна координата  $q$  є механічною координатою обертання  $\varphi$ , узагальнена механічна швидкість  $q'$  є механічною швидкістю  $\dot{\varphi}$ , узагальнена механічна  $f$  сила є механічною силою, яка залежить тільки від положення  $-k\varphi$ , узагальненому механічному імпульсу  $p$  відповідає механічний імпульс, який може бути функцією координати і швидкості  $J\dot{\varphi}$ .

У припущенні, що як кінетичну енергію обрано магнітну енергію [6], узагальненим електричним координатам  $q, q', f, p$  відповідають електричний заряд  $q$ , електричний струм  $i$ , електрична напруга  $u$ , магнітне потокозчеплення  $\psi$ .

Потенційна енергія для консервативної частини системи

$$V = \int_0^{\phi} -f(\varphi, t) d\varphi = -\frac{1}{2} k\varphi^2.$$

Кінетична коенергія системи дорівнює

$$T' = \int_0^{q'} p(q, q', t) dq' = \int_0^{\dot{\phi}} J\dot{\varphi} d\dot{\varphi} + \int_0^i \psi(i, \varphi) di = \frac{1}{2} J\dot{\varphi}^2 + \int_0^i \psi(i, \varphi) di.$$

Лагранжіан магнітоелектричного перетворювача енергії хвиль

$$L = T' - V = \frac{1}{2} J\dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} k\varphi^2 + \int_0^i \psi(i, \varphi) di. \quad (14)$$

Рилєсва функція розсіювання

$$F = \frac{1}{2} R\dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} \alpha\varphi^2, \quad (15)$$

де  $R$  – електричний опір фази обмотки статора перетворювача,  $\alpha$  – опір в'язкого тертя ротора магнітоелектричного перетворювача енергії.

Підставивши Лагранжіан (14) в рівняння Ейлера-Лагранжа для консервативної частини системи і прирівнюючи йому всі прикладені неконсервативні сили, отримаємо динамічне рівняння системи

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dL}{dq'} \right) - \frac{dL}{dq} + \frac{dF}{dq'} = Q, \quad (16)$$

де  $Q$  – неконсервативні сили зв'язків, які для механічної системи рівні  $f(t)r_b - Mgr_b$  і для електричної дорівнюють напрузі навантаження перетворювача  $u(t)$ ,  $r_b$  – радіус барабана редуктора.

Враховуючи наведені залежності, з рівняння Ейлера-Лагранжа отримуємо рівняння динамічної рівноваги механічної системи

$$J \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} + k\varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \int_0^i \psi(i, \varphi) di \right) = f(t)r_b - Mgr_b \quad (17)$$

і для електричного кола рівняння (другого закону Кірхгофа)

$$\frac{\partial \psi(\varphi, i)}{\partial i} \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial \psi(\varphi, i)}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + iR = -u(t). \quad (18)$$

Оскільки  $\psi(i, \varphi)$  для постійних магнітів збудження не залежить від  $i$ , а  $\varphi$  і  $i$  є незалежними змінними, то рівняння (17) приймає вигляд

$$J_s \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} + k\varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi(i, \varphi) i = f(t)r_b - Mgr_b, \quad (19)$$

де  $J$  – момент інерції ротора,  $M$  – маса буя,  $f(t)$  – сила Архімеда, що обумовлена витісненням буя в морській воді,  $J_s$  – сумарний момент інерції ротора і маси буя,  $k$  – еквівалентна жорсткість пружини;

$$J = \pi \rho_c (l_b r_b^4 + l_r r_r^4) / 2; J_s = M r_b^2 + J; k = 5 J_s \omega_w^2 r_b^2; \alpha = 4 \pi \mu_d r_b l_b (1 + r_b / 2 l_b), \quad (20)$$

$\mu_d$  – динамічна в'язкість морської води,  $l_b$  – довжина барабана редуктора.

Таким чином, із виразу векторного магнітного потенціалу (12) необхідно визначити потокозчеплення фаз і генеровану в них рухомими магнітами ротора напругу. Для обчислення потокозчеплення в (18), (19) і визначення електромагнітного моменту і збуджуваної магнітами в обмотках фаз електрорушійної сили скористаємося останнім рівнянням системи (1). Для цього проведемо зворотне перетворення (13) магнітного потенціалу (12) і проінтегруємо його по всіх витках кожної з фаз, функціональний опис просторового розподілу яких представляється множниками за відповідних фазних струмах  $i_A, i_B, i_C$  в (4) (підсумовування виконується по всіх  $n \neq 0$ ).

$$e_A = -\frac{\partial}{\partial t} l \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n1} w_A^* k_A / r_2, \quad e_B = -\frac{\partial}{\partial t} l \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n1} w_B^* k_B / r_2, \quad e_C = -\frac{\partial}{\partial t} l \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n1} w_C^* k_C / r_2, \quad (21)$$

де  $l$  – довжина осердя статора. Значком (\*) позначено комплексно спряжене значення обмоткових коефіцієнтів. У другому доданку магнітного потенціалу (12) від часу залежать фазні струми, а в першому доданку згідно (5), (8) і рис. 2 тільки координата  $\varphi_r$ , яка по суті в (22) – (25) є узагальненою механічною координатою переміщення. Тому в подальшому індекс в  $\varphi_r$  будемо опускати. Тоді збуджувані постійними магнітами ЕРС в фазних обмотках дорівнюють

$$\begin{aligned} e_A &= -\frac{\partial \psi_A(\varphi, i)}{\partial t} = -\frac{\partial \psi_A(\varphi, i)}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\mu_0 I_0 h l j}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_r w_A^* k_A e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})} \frac{\partial \varphi_r(t)}{\partial t}, \\ e_B &= -\frac{\partial \psi_B(\varphi, i)}{\partial t} = -\frac{\partial \psi_B(\varphi, i)}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\mu_0 I_0 h l j}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_r w_B^* k_B e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})} \frac{\partial \varphi_r(t)}{\partial t}, \\ e_C &= -\frac{\partial \psi_C(\varphi, i)}{\partial t} = -\frac{\partial \psi_C(\varphi, i)}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\mu_0 I_0 h l j}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_r w_C^* k_C e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})} \frac{\partial \varphi_r(t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (22)$$

Звідси згідно (22) окремі похідні по  $\varphi$  потокозчеплення фаз  $A, B, C$  дорівнюють

$$q_A = \frac{\partial \psi_A(\varphi, i)}{\partial \varphi} = \frac{2\mu_0 I_0 h l j}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_r w_A^* k_A e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})},$$

$$q_B = \frac{\partial \psi_B(\varphi, i)}{\partial \varphi} = \frac{2\mu_0 I_0 h l j}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_r w_B^* k_B e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})},$$

$$q_C = \frac{\partial \psi_C(\varphi, i)}{\partial \varphi} = \frac{2\mu_0 I_0 h l j}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_r w_C^* k_C e^{jn\varphi_r(t)} \frac{r_1^n}{r_2^n (1 - r_1^{2n} / r_2^{2n})}. \quad (23)$$

З огляду на те, що  $d\psi(\varphi, i)/di$  є індуктивність контуру, то виконуючи диференціювання за струмом в (18) другого доданка магнітного потенціалу (12), так як від часу залежать тільки струми, знайдемо власні і взаємні індуктивності фазних обмоток

$$l_{AA} = \frac{\mu_0 w_A^2 l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_A k_A^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})}, \quad l_{AB} = \frac{\mu_0 w_A w_B l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_B k_A^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})},$$

$$l_{AC} = \frac{\mu_0 w_A w_C l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_C k_A^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})}, \quad l_{BA} = \frac{\mu_0 w_A w_B l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_A k_B^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})},$$

$$l_{BB} = \frac{\mu_0 w_B^2 l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_B k_B^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})}, \quad l_{BC} = \frac{\mu_0 w_C w_B l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_C k_B^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})}, \quad (24)$$

$$l_{CA} = \frac{\mu_0 w_A w_C l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_A k_C^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})}, \quad l_{CB} = \frac{\mu_0 w_B w_C l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_B k_C^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})},$$

$$l_{CC} = \frac{\mu_0 w_C^2 l}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_C k_C^* \frac{(1+r_1^{2n}/r_2^{2n})}{n(1-r_1^{2n}/r_2^{2n})}.$$

Індуктивності обмоток статора, обумовлені потоками пазового і лобового розсіювання, визначаються за відомими в теорії електричних машин формулами [7]

$$l_0 = 2\mu_0 \frac{w^2}{pq} (\lambda_n l + q\lambda_l l_l), \quad \lambda_n = \frac{h_1}{3b_n} + \frac{h_2}{b_n}, \quad \lambda_l = 0,47l_l - 0,3\tau,$$

де  $h_1$  – глибина пазу,  $h_2$  – висота клину,  $b_n$  – ширина пазу,  $\lambda_n$  – питома провідність пазу,  $\lambda_l$  – питома провідність лобових частин обмотки,  $l_l$  – довжина лобової частини обмотки. Позначимо індуктивність навантаження через  $l_i$  та активний опір через  $R_i$ , тоді для визначення фазних струмів і величини обертання ротора необхідно вирішити систему рівнянь Кірхгофа (18) спільно з рівнянням динамічної рівноваги механічної системи (19). В розрахунках індуктивність навантаження будемо приймати рівною нулю. Система рівнянь виглядає так:

$$\begin{cases} l_{AA} i_A' + l_{AB} i_B' + l_{AC} i_C' + i_A (R + R_i) + (l_0 + l_i) i_A' + e_A = 0 \\ l_{BA} i_A' + l_{BB} i_B' + l_{BC} i_C' + i_B (R + R_i) + (l_0 + l_i) i_B' + e_B = 0 \\ l_{CA} i_A' + l_{CB} i_B' + l_{CC} i_C' + i_C (R + R_i) + (l_0 + l_i) i_C' + e_C = 0 \\ J_s \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} + k(\varphi - \varphi_p) - \text{Re}(q_A i_A + q_B i_B + q_C i_C) = f(t) r_b - Mgr_b \end{cases}, \quad (25)$$

з початковими за  $t=0$  умовами:  $\varphi=0$ ,  $i_A=i_B=i_C=0$  і  $d\varphi/dt=0$ . Тут  $f(t) = \rho_e g (w - \varphi r_b) s_b$ , де  $s_b$  – площа перетину поплавка (буя),  $\rho_e$  – щільність морської води,  $g$  – прискорення вільного падіння.

Сили початкового натягу пружини і ваги буя вважаються врівноваженими в початковому зануренні буя  $k\varphi_p = Mgr_b$ , і при цьому початок фазної зони фази А статора співпадає з початком фазної зони постійних магнітів ротора. Рішення системи (25) здійснюється чисельними методами, в результаті чого визначаються часові залежності  $\varphi(t), \varphi'(t), i_A(t), i_B(t), i_C(t)$ .

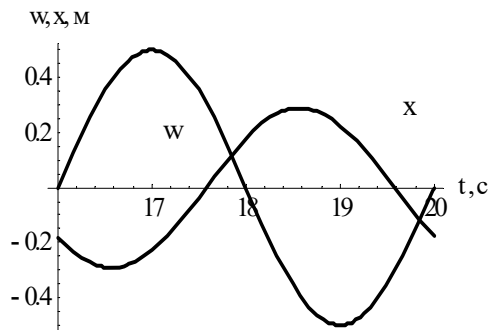


Рис. 3

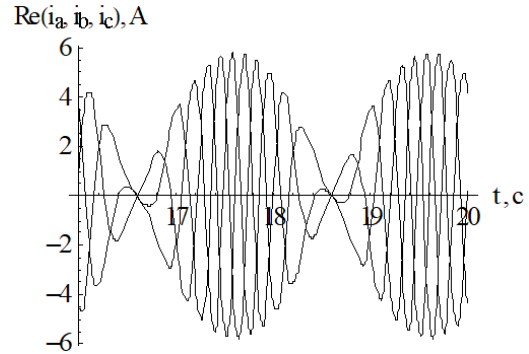


Рис. 4

Розглянемо, як приклад, генератор з такими конструктивними параметрами:

$$a = 0,5 \text{ м}; p = 3; q = 2; l = 1 \text{ м}; s_k = 50; h_1 = 0,025 \text{ м}; b_n = 0,01 \text{ м}; h_2 = 0 \text{ м}; M = 200 \text{ кг};$$

$$g = 9,8 \text{ м/с}^2; \rho_e = 1020 \text{ кг/м}^3; s_b = 2 \text{ м}^2; T_w = 4 \text{ с}; R = 2,5 \text{ Ом}; R_i = 50 \text{ Ом};$$

$$h = 0,004 \text{ м}; d = 0,005 \text{ м}; \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}; I_0 = 9 \cdot 10^7 \text{ А/м}; \rho_c = 7800 \text{ кг/м}^3;$$

$$l_l = 1,7\tau; r_b = 0,5a / 2\pi; l_b = 0,01 \text{ м}; l_r = 1 \text{ м}; \mu_d = 0,001 \text{ нс/м}^2; r_r = 4r_b; k = J_s \omega b^2 5 r b^2$$

На рис. 3 наведено характер коливання хвилі  $w$  і криву  $x = \varphi_r r_b$  руху ротора магнітоелектричного генератора енергії за цих параметрах, а на рис. 4 – залежність від часу сукупності реальних частин фазних струмів статорної обмотки генератора. Усереднена за період потужність генератора для заданого конструктивного виконання становить

$$P = \frac{r_i}{T_w} \int_t^{t+T_w} (i_A i_A + i_B i_B + i_C i_C) dt = 671 \text{ Вт}, \quad (26)$$

а середнє значення напруги, пропорційне величині струмів (рис. 4), оскільки реактивність навантаження вважалася рівною нулю, складає

$$U = \frac{r_i}{T_w} \int_t^{t+T_w} \text{Abs}(i_A) dt = 61 \text{ В}. \quad (27)$$

Якщо барабан редуктора виконати з двох половин, одна з яких безпосередньо з'єднана з ротором генератора а друга – з пружиною і тросом буя, а зв'язок між ними виконати у вигляді храпового механізму, як це робиться в лебідках або в механічних годинниках під час заводу пружини, то у разі перевищення швидкості руху буя над лінійною швидкістю барабана, пов'язаного з ротором генератора, можливо забезпечити одностороннє обертання ротора, і таким чином перевести роботу генератора до традиційного режиму. Час зчеплення між напівбарабанами визначається залежністю

$$s1 = \theta(\partial w(t) / \partial t - \partial \varphi(t) / \partial t r_b) 1000,$$

а діючий на барабан механічний момент дорівнює

$$M1 = f(t) r_b \theta(\partial w(t) / \partial t - \partial \varphi(t) / \partial t r_b), \quad (28)$$

де  $\theta(z)$  – одинична узагальнена функція, яка дорівнює нулю за  $z < 0$  і одиниці – за  $z > 0$ .



Оскільки Архімедова сила виштовхування буя пропорційна  $f(t) \equiv (w(t) - \varphi(t)r_b)$ , час зчеплення напівбарабанів – похідній  $\partial(w(t) - \varphi(t)r_b) / \partial t$ , а швидкість руху буя приблизно на півперіоду випереджає дію Архімедової сили, то на момент зчеплення напівбарабанів, коли швидкість руху буя перевищує швидкість обертання ротора генератора, на

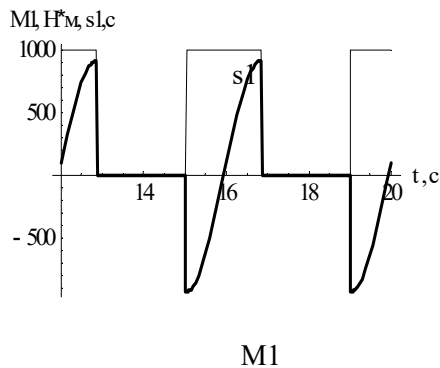


Рис. 5

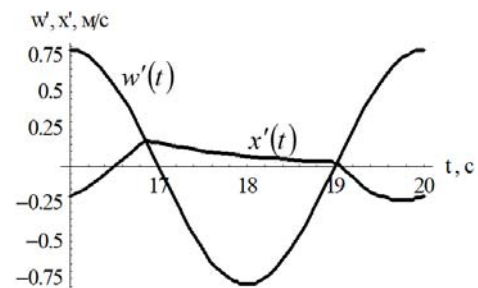


Рис. 6

барабан діє від'ємний момент, наприклад, з 15 до 16 секунди або з 19 до 20 секунди (рис. 5). При цьому швидкість обертання ротора знижується і навіть сягає від'ємних значень, та лише з 16 до 17 с (рис. 5) на ротор діє позитивний момент, і швидкість обертання ротора зростає до позитивних значень (рис. 6). За час відсутності зчеплення напівбарабанів з 17 до 19 с генерування електроенергії відбувається за рахунок набутої ротором кінетичної енергії, і швидкість обертання ротора генератора поступово знижується.

Re( $i_a, i_b, i_c$ ), A

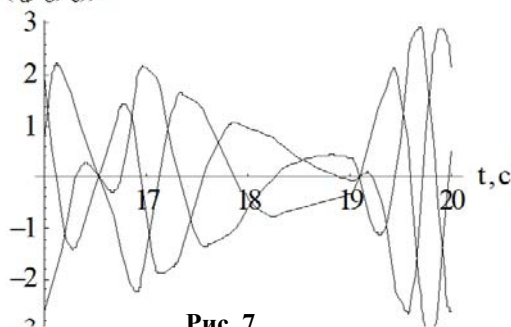


Рис. 7

Часову залежність сукупності реальних величин фазних струмів статорної обмотки генератора наведено на рис. 7. Поступове зниження фазних струмів з 17 до 19 с обумовлено зниженням швидкості обертання ротора генератора (рис. 6), а незначна величина струмів – малою величиною швидкості обертання ротора. При цьому зменшується також потужність ( $P=105$  Вт) і напруга ( $V=22$  В) генератора. Таким чином, використання храпового механізму для реалізації одностороннього руху ротора генератора можна вважати недоцільним.

**Висновки.** Розроблено аналітичний метод

розрахунку електромагнітних процесів і енергетичних показників циліндричних магнітоелектричних генераторів довільних розмірів з врахуванням реального характеру руху ротора для перетворення енергії морських хвиль в електричну енергію. Застосування циліндричних генераторів з редуктором дає змогу розширити діапазон використання робочих амплітуд хвиль. Енергетичні показники циліндричних магнітоелектричних генераторів для перетворення енергії морських хвиль з врахуванням реального характеру руху ротора значно нижчі енергетичних показників хвильової енергії. В зв'язку з низькими енергетичними показниками використання храпового механізму для реалізації одностороннього руху ротора генератора вважається недоцільним.

*Роботу виконано за держбюджетною темою «Розробити засоби підвищення ефективності систем електромеханічного перетворення енергії традиційними та відновлювальними джерелами» («Агрегат-2»), що виконується за відомчою тематикою НАН України. Державний реєстраційний номер 0119U001214 (КПК ВК 6541030).*

1. Савченко Г.Ю. Оценка энергетических параметров волновой поплавковой электростанции. *Прикладна гідромеханіка*. 2016. Т. 18. № 2. С. 58-63.
2. Кондратенко І.П., Ращепкін А.П., Ващишин Д.Д. Динамічна модель лінійного генератора з постійними магнітами для перетворення енергії хвиль. *Техн. електродинаміка*. 2012. № 2. С.113-114.

3. Omar Farrok, Koushik Ahmed, Abdirazak Dahir Tahlil, Mohamud Mohamed Farah, Mahbubur Rahman Kiran, Md. Rabiul Islam. Electrical Power Generation from the Oceanic Wave for Sustainable Advancement in Renewable Energy. *Technologies Sustainability*. 2020. Vol. 12(6). Pp. 1-23. DOI: <https://doi.org/10.3390/su12062178>
4. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
5. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свертки. М.: Наука, 1978. 292 с.
6. Уайд Д., Вудсон Г. Электромеханическое преобразование энергии. М-Л.: Энергия, 1964. 528 с.
7. Костенко М.П., Пиотровский Л.М. Электрические машины. Ч. 2: Машины переменного тока. Л.: Энергия, 1973. 648 с.

## MAGNETO-ELECTRIC ENERGY CONVERTER OF SEA WAVES

**A.P. Raschepkin, I.P. Kondratenko, A.N. Karlov, R.S. Kryshchuk**

**Institute of Electrodynamics,**

**National Academy of Sciences of Ukraine,**

**Peremohy av., 56, Kyiv, 03057, Ukraine,**

**e-mail: [anatoly\\_raschepkin@ukr.net](mailto:anatoly_raschepkin@ukr.net) ; [dep7ied@ukr.net](mailto:dep7ied@ukr.net) ; [lexa.k.ua@gmail.com](mailto:lexa.k.ua@gmail.com) ; [kr@nas.gov.ua](mailto:kr@nas.gov.ua)**

*To convert the energy of sea waves, the use of cylindrical (with a radial magnetic flux) three-phase magnetolectric generators with a permanent magnet rotor using a mechanical gearbox to increase the rotor speed is considered. Given the real rotor motion, a mathematical model has been developed to calculate the distribution of magnetic fields in the gap of the generator, and functional dependences of the flux linkage of the winding and the electromagnetic moment of the generator on its design and the parameters of permanent magnets have been obtained. For the adopted design, the electromagnetic moment, the distribution of phase currents in the windings, the power and voltage of the generator are determined. A comparison is made of the energy performance of generators with a traditional float drive and using a ratchet to ensure one-sided rotation of the rotor. The expediency of using a ratchet generator to convert the energy of sea waves is considered. References 6, figures 7.*

**Key words:** wave energy conversion, cylindrical magnetolectric generator, energy indicators, use of gear.

1. Savchenko G.Yu. Assessment of energy parameters of a wave float power station. *Prykladna hidromekhanika*. 2016. Vol. 18. No 2. Pp. 58 - 63. (Rus)
2. Kondratenko I.P., Raschepkin A.P., Vashchishin D.D. A dynamic model of a linear permanent magnet generator for converting wave energy. *Tekhnichna electrodynamika*. 2012. No 2. Pp. 113-114 (Ukr).
3. Omar Farrok, Koushik Ahmed, Abdirazak Dahir Tahlil, Mohamud Mohamed Farah, Mahbubur Rahman Kiran, Md. Rabiul Islam. Electrical Power Generation from the Oceanic Wave for Sustainable Advancement in Renewable Energy. *Technologies Sustainability*. 2020 Vol. 12(6). Pp. 1-23. DOI: <https://doi.org/10.3390/su12062178>
4. Tamm I.E. Theory of electricity. Moscow: Nauka, 1976. 616 p. (Rus)
5. Gakhov F.D., Chersky Yu.I. Convolution type equations. Moskva: Nauka, 1978. 292 p. (Rus)
6. White D., Woodson G. Electromechanical energy conversion. Moskva-Leningrad: Energiia, 1964. 528 p. (Rus)
7. Kostenko M.P., Piotrovskii L.N. Electric machines. Part 2: AC machines. Leningrad: Energiia, 1973. 648 p. (Rus)

Надійшла 10.07.2020

Остаточний варіант 22.02.2021