вав відношенню передавального числа наступної передачі до передавального числа даної

$$D_{\omega j} = \frac{i_{pj+1}}{i_{pj}}.$$

Регулювання швидкості полем двигуна в межах одної передачі бурової лебідки дозволяє скоротити час піднімання бурильного інструмента приблизно на 20 %.

1. Попович М.Г. Теорія електропривода . К., 1993. 2. Денис Б.Д. О выборе мощности двигателя, работающего в системе дизель-электрического привода буровой лебедки // Изв. вузов. Нефть и газ. 1972. № 8. С.15–18.

УДК 629.7.064.5

Завгородній В.Д., Харчишин Б.М.
ДУ "Львівська політехніка", спеціальне конструкторське бюро
електромеханічних систем

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ГРЕБІНЦЕВИХ ЗОН МАГНІТОЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ТА ЇХ ПАРАМЕТРИ

У статті наведені результати розробки математичної моделі зубцевих структур, властивих магнітоелектричним перетворювачам електрогідропідсилювачів, на підставі якої отримано вирази для магнітних опорів активної зони та їх функційні залежності від кута повороту.

Вступ

Побудова математичної моделі електромеханічного перетворення енергії в магнітоелектричних перетворювачах (МЕП) з гребінцевими активними зонами, що є пропорційними перетворювачами вхідного електричного сигналу (струму керування) в кут повороту вихідного елемента, вимагає розроблення математичної моделі власне гребінцевих зон, структура яких і визначає параметри магнітної заступної схеми МЕП. З метою обмеження кількості варіантів, що підлягають розгляду, насамперед сформулюємо загальні вимоги до функційної залежності магнітних провідностей між зубцевими структурами МЕП, які б забезпечували його штатне функціонування. Для цього на рис.1 показано спрощену конструкцію двополюсного МЕП з постійним магнітом (ПМ) на роторі, на яку нанесено умовне позначення полюсів наконечників ПМ N_m і S_m, полюсів магнітного кола обмотки керування (ОК) N_c і S_c та ідентифіковано магнітні провідності гребінцевих зон як: λ_1 – магнітна провідність між N_m і S_c ; λ_2 – між S_m і S_c ; λ_3 – між S_m і N_c ; λ_4 – між N_m і N_c . Там же показано шляхи протікання магнітних потоків поляризації та керування. На рис.2 зображена власне структура гребінцевих зон для випадку симетричного їх виконання при кількості зубців на полюс ОК $q=3$ та ширині міжполюсного відкриття $w=2$ в перетинах А-А та Б-Б конструкції, що на рис.1.

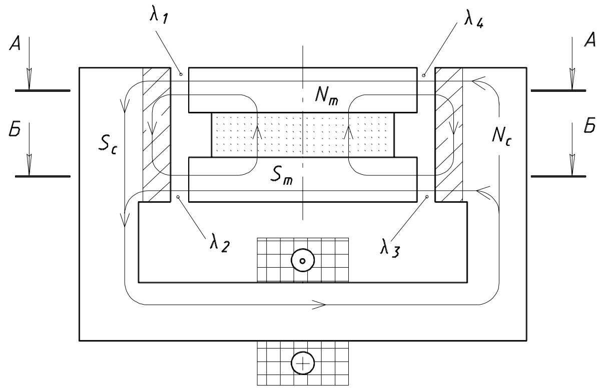

Рис.1. Принципова конструкція МЕП з гребінцевими зонами.

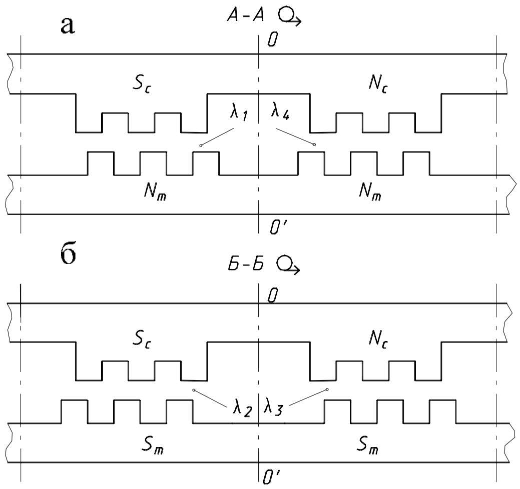

Рис.2. Структура гребінцевих зон МЕП при симетричному їх виконанні.

Внаслідок взаємодії магнітних потоків поляризації та керування електромагнітний момент виникатиме, якщо при повороті якоря на кут α λ_1 буде збільшуватись, а λ_2 – зменшуватись (або хоча б залишиться сталою величиною) і навпаки. Це ж стосується і характеру взаємних змін λ_1 та λ_4 ; λ_3 та λ_4 ; λ_2 та λ_3 .

Як було показано в [1], магнітні провідності набігаючого та збігаючого зубців λ_x та λ_y в загальному випадку можуть бути записані як

$$\lambda_x = \lambda_0 (1+f(\alpha)) ; \qquad \lambda_y = \lambda_0 (1-f(\alpha)), \tag{1}$$

де λ_0 – магнітна провідність; $f(\alpha)$ – деяка непарна функція$(|f(\alpha)| < 1)$.

Відповідно до (1) магнітні провідності λ_i на рис.2 можемо записати

$$\lambda_1 = \lambda_3 = q\lambda_0\big(1-f(\alpha)\big); \qquad \lambda_2 = \lambda_4 = q\lambda_0\big(1+f(\alpha)\big). \tag{2}$$

Функційні залежності (2) повністю відповідають сформульованим вище вимогам стосовно характеру їх взаємних змін і характеризуються симетрією відносно точки, але не можуть забезпечити необхідну жорсткість механічної характеристики при відсутності струму керування. Дійсно, оскільки сумарна магнітна провідность кола поляризації $\lambda_m =(\lambda_1 + +\lambda_4)(\lambda_2 + \lambda_3)(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4)^{-1} = 2q\lambda_0$ є величиною сталою, то жорсткість “магнітної пружини” МЕП буде практично нульовою.

Модифіковані структури гребінцевих зон

Уникнути вказаного недоліку конструкції МЕП з симетричними гребінцевими зонами можна за рахунок внесення незначної асиметрії в характер взаємних змін їх магнітних провідностей. Це можна здійснити в двох варіантах. У першому порушується дзеркальна симетрія структур відносно осі q, як показано на рис.3, так, що інтенсивність залежності від кута α пари λ_3 і λ_4 відрізняється від такої для пари λ_1 і λ_2 при збереженні властивості непарності між вказаними парами. У другому варіанті, що на рис.4, збережена дзеркальна симетрія між парами λ_1 та λ_3 і λ_2 та λ_4 при відмінності інтенсивності зміни від кута α останньої пари по відношенню до попередньої.

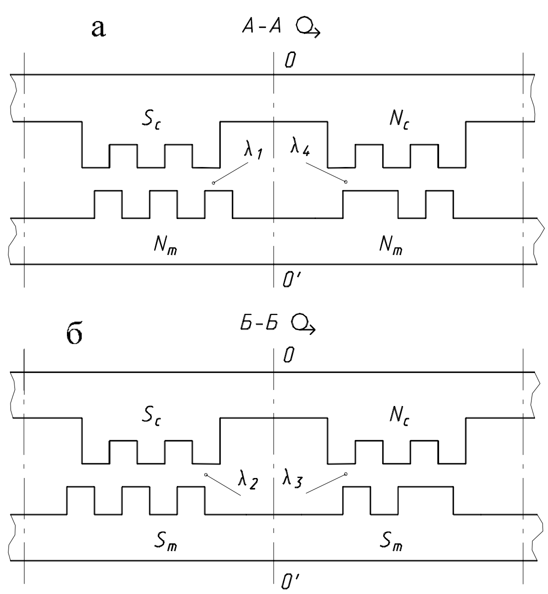

Рис.3. Структура гребінцевих зон МЕП при першому варіанті їх асиметрії.

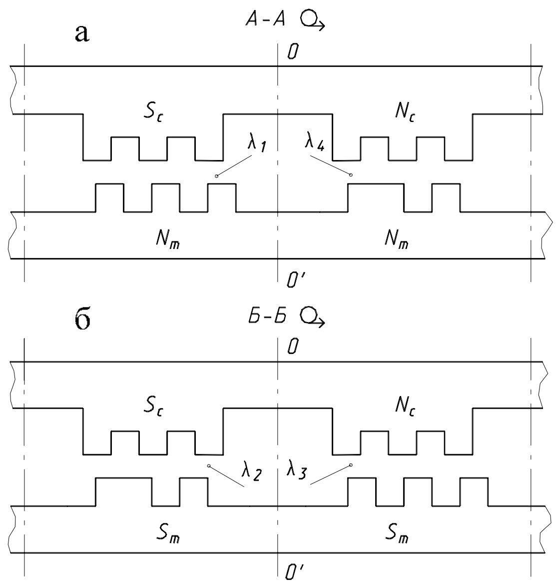

Рис.4. Структура гребінцевих зон МЕП при другому варіанті їх асиметрії.

Вказані видозміни можна забезпечити за рахунок різних конструктивних рішень: виконання різної кількості активних зубців на різнополярних полюсах магнітопроводу ОК; виконання зубцевих структур різнополярних полюсів ОК з різним кроком; шляхом організації на полюсах ПМ зон, магнітна провідність яких не залежить від кута повороту α в межах його штатної зміни.

У математичному плані всі різновиди конструкційних виконань можна охопити однотипним рівнянням, записавши довільну провідність λ_i $(i=\overline{1,4})$ як

$$\lambda_i = \lambda_0 \left(n_i + q_i \left(1 \pm \mathrm{f}(\alpha)\right)\right) \qquad (3)$$

де q_i та n_i – еквівалентні числа активних та пасивних зубців цієї зони, які залежно від типовиконання можуть бути як цілими, так і дробовими числами.

Для двох розглянутих варіантів асиметрії структур на основі (3) можемо записати:

- для варіанта 1

$$\begin{aligned} &\lambda_1 = \lambda_0 \left(s + q \cdot \left(1 - f(\alpha)\right)\right); \qquad \lambda_3 = \lambda_0 \left(n + t \cdot \left(1 - f(\alpha)\right)\right); \\ &\lambda_2 = \lambda_0 \left(s + q \cdot \left(1 + f(\alpha)\right)\right); \qquad \lambda_4 = \lambda_0 \left(n + t \cdot \left(1 + f(\alpha)\right)\right); \end{aligned} \qquad (4)$$

- для варіанта 2

$$\begin{aligned} &\lambda_1 = \lambda_0 \left(s + q \cdot \left(1 - f(\alpha)\right)\right); \qquad \lambda \; = \lambda_0 \left(n + t \cdot \left(1 - f(\alpha)\right)\right); \\ &\lambda_2 = \lambda_0 \left(n + t \cdot \left(1 + f(\alpha)\right)\right); \qquad \lambda \; = \lambda_0 \left(s + q \cdot \left(1 - f(\alpha)\right)\right); \end{aligned} \qquad (5)$$

Тут n і s – еквівалентні числа зубців пасивних зон, а t і q – активних зон. При $n=s$ і $t=q$ (4) і (5) описують симетричну структуру, що на рис.2.

Спрощена магнітна заступна схема та її параметри

На рис.5 показана спрощена заступна магнітна схема, описана в [2], для конструкції МЕП, що на рис.1, яка містить чотири магнітних опори гребінцевих зон $r_i = \lambda_i^{-1}$ з'єднаних за мостовою схемою, в діагоналі якої включені еквівалентні намагнічуючі сили i_m та i_c кіл поляризації та керування разом з їх еквівалентними магнітними опорами m та c, що враховують і відповідні магнітні потоки розсіювання цих кіл. Ця заступна схема в термінах контурних потокозчеплень описується системою трьох рівнянь, але перетворенням матриці опорів при одночасному виключенні одного з пасивних контурів за методом Г.Крона її завжди можна звести до системи двох лінійних рівнянь. Якщо ці рівняння записати в термінах потокозчеплень контурів поляризації ψ_m та керування ψ_c, то вони повинні були б мати вигляд

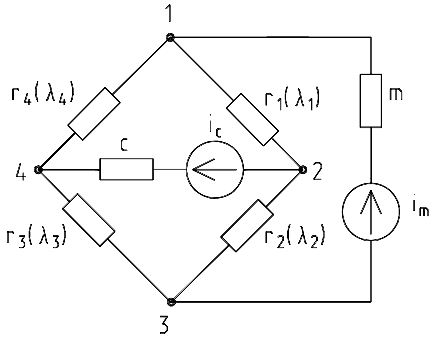

Рис.5. Принципова заступна магнітна схема МЕП.

$$\begin{vmatrix} m + r_{mm} & r_{cm} \\ r_{cm} & c + r_{cc} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \psi_m \\ \psi_c \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i_m \\ i_c \end{vmatrix}, \qquad (6)$$

де r_{mm} та r_{cc} – еквівалентні магнітні опори кіл поляризації та керування; $r_{mc}= r_{cm}$ (на основі теореми про взаємність) – взаємний магнітний опір між цими колами.

Аналітичні вирази для опорів r_{mm} , r_{cc} та r_{mc} через опір r_i можна було б знайти за допомогою перетворення первинної матриці їх з'єднань, але для наочності покажемо, що ці вирази можна легко визначити на підставі простих фізичних міркувань.

Дійсно, магнітний опір r_{mm} це не що інше, як опір мостової схеми між точками 1 та 3 при розімкненому колі керування (опір $c \to \infty$), тому

$$r_{mm} = \frac{(r_1 + r_2)\cdot(r_3 + r_4)}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} = \frac{(\lambda_1 + \lambda_2)\cdot(\lambda_3 + \lambda_4)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4) + \lambda_3 \cdot \lambda_4(\lambda_1 + \lambda_2)}. \qquad (7)$$

Аналогічно, магнітний опір r_{cc} – це опір мостової схеми між точками 2 та 4 при розімкненому колі поляризації (опір $m \to \infty$), тому

$$r_{cc} = \frac{(r_1 + r_4)\cdot(r_2 + r_3)}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} = \frac{(\lambda_1 + \lambda_4)\cdot(\lambda_2 + \lambda_3)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4) + \lambda_3 \cdot \lambda_4(\lambda_1 + \lambda_2)}. \qquad (8)$$

Щодо взаємного опору r_{mc} , то він визначає значення магнітного потенціалу Δi_{mc} , який вноситься в коло поляризації за рахунок наявності потокозчеплення керування ψ_c, тобто

$$\Delta i_{mc} = r_{mc} \cdot \psi_c = \left(\frac{r_1(\lambda_2 + \lambda_3)}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} - \frac{r_2(\lambda_1 + \lambda_4)}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} \right) \cdot \psi_c = \frac{r_1 \cdot r_3 - r_2 \cdot r_4}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} \cdot \psi_c. \qquad (9)$$

тому

$$r_{mc} = \frac{r_1 \cdot r_3 - r_2 \cdot r_4}{r_1 + r_2 + r_3 + r_4} = \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_4 - \lambda_1 \cdot \lambda_3}{\lambda_1 \cdot \lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4) + \lambda_3 \cdot \lambda_4(\lambda_1 + \lambda_2)}. \qquad (10)$$

Відразу звернемо увагу на симетрію виразів (7) і (8), а відтак і рівнянь (6) відносно індексів, якщо в цих виразах індекс 2 поміняти на 4 (і навпаки), а в (6) індекс m – на c (і навпаки), то система рівнянь не змінюється, що, очевидно, є відображенням симетрії мостової схеми відносно її діагоналей.

Аналіз параметрів гребінцевих зон

Як показали попередні дослідження для зручності і компактності подальшого викладу кожен з опорів $r_{i,j}$ $(i, j=\overline{m,c})$ доцільно записати у формі

$$r_{ij} = r \cdot \mathbf{r}_{ij} \cdot f_{ij}(\alpha) \cdot \left(1 - k \cdot f^2(\alpha)\right)^{-1}. \quad (11)$$

Підставивши в (8), (9) і (10) значення λ_i за (4) і (5) одержимо складові (11) для обох варіантів асиметрії структури гребінцевих зон. При цьому для всіх опорів $r=2/\lambda_0(s+n+t+q)$ – магнітний опір гребінцевих зон кола ПМ, що припадає на пару полюсів ОК при нейтральному положенні ротора $(\alpha=0)$, який в (11) прийнято за величину базового опору; $k = \dfrac{1}{n+s+t+q} \cdot \left(\dfrac{q^2}{s+q} + \dfrac{t^2}{n+t} \right)$. Інші компоненти (11) для двох варіантів з індексами (1) і (2) відповідно зведені в таблицю.

Компоненти магнітних опорів активної зони МЕП

Назва опору r_{ij}	Величина r_{ij}	Функційна залежність $f_{ij}(\alpha)$	Значення коефіцієнта k_i
$r_{mm}(1)$	$\mathbf{r}_{mm} = 1$	$f_{mm} = 1 - k_m f^2(\alpha)$	$k_m=0$
$r_{cc}(1)$	$\mathbf{r}_{cc} = \dfrac{(s+n+t+q)^2}{4(s+q)(t+q)}$	$f_{cc} = 1 - k_c f^2(\alpha)$	$k_c = \left(\dfrac{t-q}{s+q+n+t}\right)^2$
$r_{mc}(1)$	$\mathbf{r}_{mc} = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{q}{s+q} + \dfrac{t}{n+t}\right)$	$f_{mc} = f(\alpha)$	—
$r_{mm}(2)$	$\mathbf{r}_{mv} = \dfrac{(s+n+t+q)^2}{4(s+q)(t+q)}$	$f_{mm} = 1 - k_m f^2(\alpha)$	$k_m = \left(\dfrac{t-q}{s+q+n+t}\right)$
$r_{cc}(2)$	$\mathbf{r}_{cc} = 1$	$f_{cc} = 1 - k_c f^2(\alpha)$	$k_c=0$
$r_{mc}(2)$	$\mathbf{r}_{mc} = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{q}{s+q} + \dfrac{t}{n+t}\right)$	$f_{mc} = f(\alpha)$	—

Аналіз наведених в таблиці виразів дозволяє зробити висновок про загальні їх властивості:

- всі коефіцієнти та функції, що формують r_{ij} в розглянутих варіантах асиметрії гребінцевих зон є повністю симетричними відносно індексів m та c, тобто $r_{mc}(1)=r_{mc}(2)$, а $r_{mm}(1)=r_{cc}(2)$ і $r_{cc}(1)= r_{mm}(2)$;

- величина взаємного магнітного опору r_{mc} не залежить від типу асиметрії гребінцевих зон;

- значення добутку $r_{ij} \cdot r_{ji}$ не залежать від типу асиметрії, оскільки в кожному з її варіантів один із опорів завжди дорівнює одиниці, тобто

$$r_{mm} \cdot r_{cc}(1) = r_{mm} \cdot r_{cc}(2) = \frac{(s+q+n+t)^2}{4(s+q)(n+t)} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{s+q}{n+t} + \frac{n+t}{s+q}\right)\right) \qquad (12)$$

і є квадратом відношення середнього арифметичного чисел $(s+q)$ і $(n+t)$ до їх середнього геометричного;

- добуток функційних залежностей $f_{ij}(\alpha) \cdot f_{ji}(\alpha)$ також не залежить від типу асиметрії, оскільки один з коефіцієнтів k_i завжди дорівнює нулю, тобто

$$f_{mm} \cdot f_{cc}(1) = f_{mm} \cdot f_{cc}(2) = 1 - \left(\frac{t-q}{s+n+t+q}\right)^2 \cdot f^2(\alpha). \qquad (13)$$

Встановивши загальні властивості коефіцієнтів та функцій, що визначають опори r_{ij}, розглянемо тепер їх залежності від співвідношення чисел s, n, q і t:

1. При ідентичних розрахункових числах активних зубців під різнойменними полюсами обмотки керування $q = t$ $(n \neq s)$ обидва опори r_{mm} і r_{cc} незалежно від типу асиметрії втрачають залежність від кута α і стають величинами постійними

$$r_{mm}(1) = r_{cc}(2) = 1; \qquad r_{cc}(1) = r_{mm}(2) = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{s+q}{n+q} + \frac{n+q}{s+q}\right)\right).$$

2. У випадку виконання гребінцевих зон симетричними $q = t;$ $n = s$ величини цих опорів залишаючись незалежними від кута α стають рівними і незалежними від співвідношення між числами q і s $r_{mm}(1,2) = r_{cc}(1,2) = 1$.

3. У цьому ж випадку за наявності пасивних зон $(n = s \neq 0)$ взаємозв'язок між колами поляризації та керування ослаблюється, оскільки $r_{mc}(1,2) = q \,/\, (s+q)$. Максимального значення він досягає при відсутності пасивних зон $(s=0)$ і тоді $r_{mc} = f(\alpha)$.

Отримані вирази для магнітних опорів зубцевих зон і функції їх залежності від структури останніх, а також від кута переміщення α можуть бути покладені в основу побудови математичної моделі МЕП.

1. Розроблення теоретичних засад створення високоефективних електротехнічних та електромеханічних систем... Звіт про НДР ДБ"ВЕЕС". № держреєстрації 0198U007856. 1999. 2. Harchishin B., Zavgorodny V. Trends in development of electromechanical actuator designs for electrohydroamplifiers. Proc. of the 3rd ISTC UEES'97, val 2, Poland, 1997. P.253–260.