

УДК 621.9.04

**О.М. ЯХНО**, д-р техн. наук; проф. каф. прикладної гідроаеромеханіки та мехатроніки НТУУ «КПІ», Київ;

**С.В. СТРУТИНСЬКИЙ**, канд. техн. наук; НТУУ «КПІ», Київ

## **ГІДРОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ МАГНІТНИХ СФЕРИЧНИХ ШАРНІРІВ ПРОСТОРОВИХ СИСТЕМ ПРИВОДІВ У ВИГЛЯДІ РУХОМИХ ОКТАЕДРИЧНИХ СТРУКТУР**

Розроблені оригінальні сферичні шарніри для просторової системи приводів. Шарніри мають магнітні сфери, з якими взаємодіють сферичні поверхні хвостовиків, які закріплені на штоках та корпусах пневмоциліндрів приводів. Шарніри мають еластичні кожухи, порожнини яких заповнені феромагнітною рідиною. В статті викладені результати досліджень гідродинамічних процесів у феромагнітній рідині. Виділено різні по характеру ділянки течії рідини. В зазорах між сферами і поверхнями хвостовиків має місце плоско-паралельний рух частини феромагнітної рідини. На ділянках, де поверхня сфери вільно контактує з феромагнітною рідиною має місце течія рідини, подібна течії рідини в граничному шарі. Вібраційний рух деталей шарніра обумовлює циркуляційний рух феромагнітної рідини в порожнині кожуха. Основними результатами досліджень, наведеними в статті, є визначення розподілу швидкостей та траєкторій переміщення частинок феромагнітної рідини, які характеризують гідродинамічні процеси.

**Ключові слова:** просторові приводи, сферичні шарніри, феромагнітна рідина, області течії, рівняння магнітної гідродинаміки, течія в зазорі, граничний шар, циркуляційний рух, розподіл швидкостей.

### **Вступ**

Пристрої маніпулювання є однією із складових прогресивного технологічного обладнання. Тому розробка принципово нових просторових системи приводів для маніпулювання об'єктами є актуальною науково-технічною проблемою.

Проблема в загальному вигляді полягає у створенні просторових систем приводів із розширеними функціональними можливостями.

Проблема пов'язана із важливими науковими і практичними завданнями розробки прогресивних технологічних систем машинобудування.

До невирішених раніше частин загальної проблеми відноситься дослідження гідродинамічних процесів, які мають місце в магнітних сферичних шарнірах із феромагнітною рідиною, що є основою просторової системи приводів у вигляді рухомих структур із октаедричними елементами.

### **Аналіз основних досягнень і літератури**

В останніх дослідженнях і публікаціях викладено результати розробки просторових систем приводів на основі механізмів із паралельними кінематичними зв'язками [1]. Ряд розробок присвячено створенню пристроїв маніпулювання на основі просторових систем приводів [2]. Наявні дослідження складних систем, в яких використовуються пневматичні приводи дискретної дії [3]. Ряд публікацій присвячено дослідженню робочих процесів у сферичних шарнірах, які є основними елементами просторової системи приводів [4, 5]. Теоретичні основи досліджень гідродинамічних процесів при течії феромагнітної рідини закладені у фундаментальних працях [6, 7].

Результатів досліджень робочих процесів течії рідини у магнітних сферичних шарнірах із феромагнітною рідиною, які використані при побудові просторових систем приводів у вигляді октаедричних структур в літературних джерелах не виявлено.

---

© О.М. Яхно, С.В. Струтинський, 2014

### Мета дослідження, постановка задачі

Метою досліджень поставлено визначення основних закономірностей гідродинамічних процесів, які мають місце в феромагнітній рідині, що заповнює порожнину сферичного магнітного шарніра просторової системи приводів у вигляді рухомих структур із октаедричними елементами.

Задачами досліджень поставлено аналіз конструктивних особливостей магнітних сферичних шарнірів, які використовуються у просторових системах приводів. Встановлення різнорідних ділянок течії магнітної рідини та визначення закономірностей руху феромагнітної рідини на різних ділянках.

### Матеріали досліджень

#### Особливості конструкції магнітних сферичних шарнірів із феромагнітною рідиною

Перспективним напрямком розробки пневмоприводів є системи у вигляді просторових структур, елементами яких є октаедри. Практично важливим випадком структури є базова структура у вигляді октаедра (рис. 1).

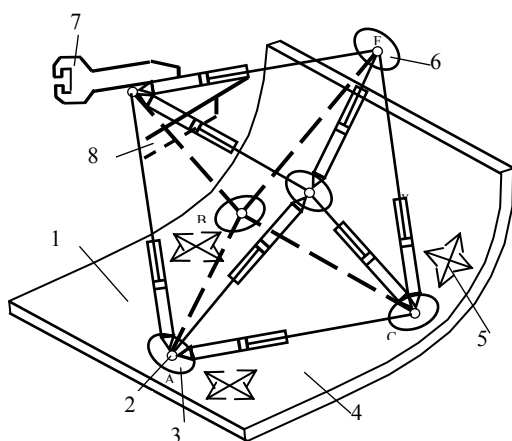


Рис. 1 – Просторова система приводів, яка включає базову октаедричну структуру

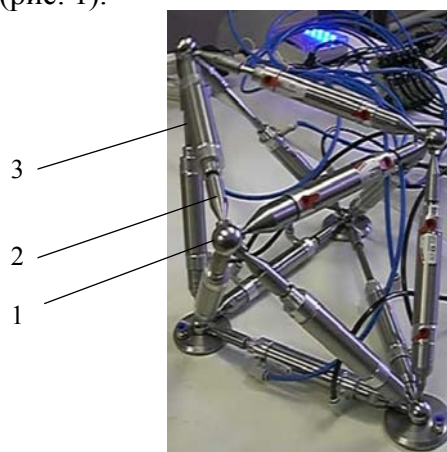


Рис. 2 – Дослідний зразок просторової системи приводів октаедричного типу із мехатронною системою керування

Система приводів включає пневмоциліндри 1 з'єднані сферичними шарнірами 2. На шарнірах встановлені керовані пневматичні опори 3 які служать для встановлення системи на плоскій або криволінійній поверхні 4. Кожна із опор може переміщуватись в різних напрямках показаних стрілками 5. При цьому система приводів буде переміщуватись поступально або повертатись. Передбачена можливість зміни основи структури (кантування). Для цього служать додаткові опори 6 встановлені на верхніх шарнірах. Система приводів призначена для виконання операцій маніпулювання об'єктами машинобудування. Для цього служить виконавчий орган 7 з'єднаний із корпусом пневмоциліндра. Для фіксації виконавчого органу від повороту служить вилка 8.

Система приводів октаедричного типу має 12 керованих координат і може виконувати різноманітні операції маніпулювання об'єктами у тому числі в замкнених об'ємах (трубопроводах, резервуарах, тощо). З метою перевірки запропонованого конструктивного рішення просторової системи приводів виготовлено дослідний зразок системи (рис. 2). Основою просторової системи приводів є магнітні сферичні шарніри. Шарніри мають магнітні сфери 1 із якими взаємодіють сферичні поверхні хвостовиків 2 встановлених на корпусах 3 і штоках пневмоциліндрів.

Дослідна перевірка зразка підтвердила його працездатність і надійність роботи. В системі приводів у вигляді рухомих октаедричних структур використані спеціально розроблені сферичні шарніри із феромагнітною рідиною (рис. 3).

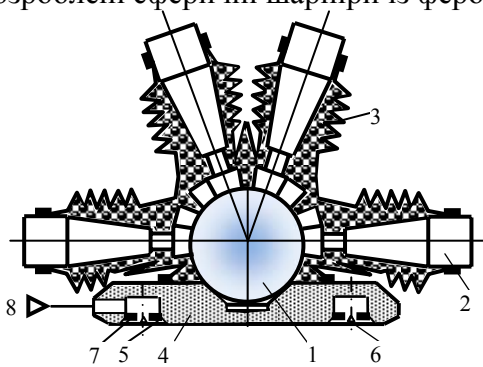


Рис. 3 – Конструктивна схема сферичного шарніра із феромагнітною рідиною

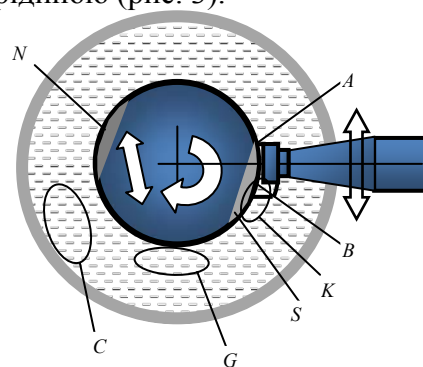


Рис. 4 – Різномірні ділянки руху феромагнітної рідини в порожнині сферичного шарніра:

*K* – область течії в зазорі між поверхнею магнітної сфери та сферичною поверхнею хвостовика;  
*G* – течія біля поверхні сфери з утворенням граничного шару;  
*C* – область циркуляційного руху обумовленого вібраціями сфери

Сферичні шарніри із феромагнітною рідиною мають значні діапазони поперечно-кутових переміщень при мінімальних силах тертя. Конструкція шарніра включає магнітну сферу 1, з якою контактують хвостовики 2 із магнітного матеріалу.

Поверхні хвостовиків, які контактують із сферою виконані сферичними з метою зменшення зазору між сферою і хвостовиком, а відповідно і збільшення сили притягання хвостовика до сфери.

Шарнір має еластичний герметичний кожух 3 який охоплює сферу і хвостовики. Сфера встановлена в конічній заглибині феростатичної опори 4. Опора має кармани 5 і 6 до яких через дроселі 7 підводиться стиснуте повітря від магістралі 8.

#### Результати досліджень

#### Гідродинамічні процеси в сферичному шарнірі, порожнина якого заповнена феромагнітною рідиною

Порожнина між кожухом, сферою і хвостовиками заповнена феромагнітною рідиною [8], яка має особливі властивості.

В процесі функціонування шарніра хвостовики переміщуються змінюючи своє поперечно-кутове положення. За рахунок дії магнітних сил сфера повертається встановлюючись у своє рівноважне положення. Відповідно феромагнітна рідина буде рухатись відносно поверхні сфери.

Повільний циркуляційний рух феромагнітної рідини виникає внаслідок зміни форми еластичного кожуха. Даний рух рідини має складний циркуляційний характер. Додаткове переміщення магнітної рідини в порожнині сферичного шарніра визивається вібраційними інерційними навантаженнями, які діють на шарнір в процесі руху просторової системи приводів.

В результаті аналізу конструктивних особливостей шарніра встановлено, що в ньому мають місце різномірні ділянки руху феромагнітної рідини (рис. 4).

В зазорі між поверхнею хвостовика і сферою (область *K*) характер течії відповідає течії між стінками одна з яких рухається (течія Куетта) при дії поперечного магнітного поля [9].

Рух феромагнітної рідини відносно поверхні сфери (область  $G$ ) відповідає обтіканню магнітною рідиною твердої поверхні при дії поперечно-магнітного поля. При цьому на поверхні сфери формується граничний шар [10]. На екваторіальних ділянках сфери індукція магнітного поля є незначною. Тому в екваторіальних областях має місце вільний рух феромагнітної рідини під дією інерційних сил. Суттєвими силами є інерційні сили викликані високочастотними вібраційними процесами в просторовій системі приводів. Високочастотні вібраційні сфери згідно [11] визивають повільний циркуляційний рух феромагнітної рідини в порожнині кожуха (область  $C$ ).

**Течія феромагнітної рідини в зазорі між магнітною сферою та поверхнями хвостовиків**

В зазорі між поверхнею хвостовика і магнітною сферою має місце плоско-паралельна течія феромагнітної рідини між паралельними стінками, одна із яких рухається (течія Куетта). Область течії обмежена нерухоною поверхнею сфери ( $y = 0$ ) та рухоною поверхнею хвостовика, що рухається із швидкістю  $V_0$  (рис. 5).

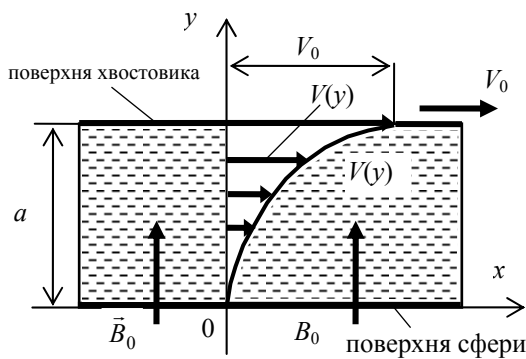


Рис. 5 – Схема течії феромагнітної рідини в зазорі між поверхнею магнітної сфери і поверхнею хвостовика

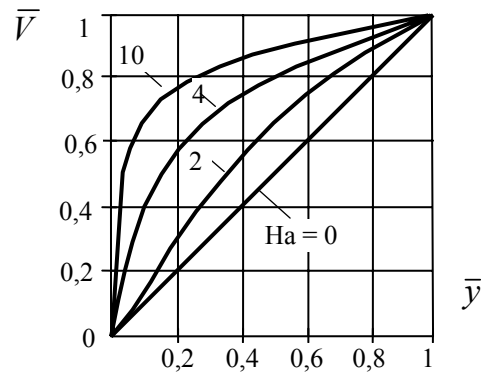


Рис. 6 – Зміни безрозмірних профілів швидкостей в зазорі в залежності від зміни магнітної індукції (числа Гартмана)

На феромагнітну рідину в зазорі розміром  $a$  діє поперечне магнітне поле з індукцією  $B_0$ .

Рух рідини без врахування змін температури визначається системою рівнянь [7]:

$$\begin{cases} (\vec{V}\nabla)\vec{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\Delta\vec{V} + \frac{1}{\rho}(\vec{J}\times\vec{B}), \\ \operatorname{div}\vec{V} = 0; \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0; \quad \operatorname{rot}\vec{E} = 0; \\ \vec{J} = \sigma[\vec{E} + (\vec{V}\times\vec{B})]; \\ \operatorname{rot}\vec{B} = \eta\vec{I}, \end{cases} \quad (1)$$

де  $\vec{V}$  – вектор швидкості феромагнітної рідини;  $p$  – тиск;  $\nu$  – кінематична в'язкість рідини;  $\rho$  – густина;  $\sigma$  – електрична провідність феромагнітної рідини;  $\eta$  – магнітна проникність рідини;  $\vec{J}$  – вектор електричного струму в рідині;  $\vec{B}$  – вектор індукції магнітного поля;  $\vec{E}$  – вектор напруженості електричного поля.

В проекціях на вісі координат із врахуванням наявності плоско-паралельного руху рідини в щілині рівняння магнітної гідродинаміки (1) набудуть вигляду:

$$\begin{cases} \mu \frac{d^2 V_x}{dy^2} = -J_z B_0; \\ \frac{dp}{dy} = -J_y B_x; \\ J_z = \sigma(E_z - V_x B_0); \\ J_z = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{dB_x}{dy}, \end{cases} \quad (2)$$

де індекси  $x, y$  визначають вісь, на яку проектується відповідна змінна.

Об'єднуючи перше і третє рівняння системи (2) одержимо

$$\frac{d^2 V_x}{dy^2} = \frac{\sigma}{\eta} (E_z - V_x B_0) B_0. \quad (3)$$

Введемо безрозмірні комплекси:

$$\begin{cases} \bar{V} = \frac{V_x}{V_0}; \quad \bar{y} = \frac{y}{a}; \quad \bar{x} = \frac{x}{a}; \quad \bar{K} = \frac{E_0}{V_0 B_0}; \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho V_0^2}; \\ \bar{B}_x = \frac{B_x}{B_0 \text{Re}_m}; \quad \bar{J}_z = \frac{J_z}{\sigma B_0 V_0}; \quad \text{Re}_m = \frac{V_0 a}{\nu}; \quad \text{Ha} = B_0 a \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}}, \end{cases} \quad (4)$$

де  $a$  – розмір щілини;  $\text{Ha}$  – число Гартмана;  $\text{Re}_m$  – число Рейнольдса.

Відповідно рівняння магнітної гідродинаміки (2), (3) у відносних величинах набудуть вигляду:

$$\frac{d^2 \bar{V}}{d\bar{y}^2} = \text{Ha}^2 (\bar{V} - \bar{K}); \quad \bar{J}_z = \bar{K} - \bar{V}; \quad \frac{d\bar{B}_x}{d\bar{y}} = \bar{J}_z. \quad (5)$$

Граничними умовами для даних рівнянь є:

$$\bar{V} = 1 \text{ при } \bar{y} = 1; \quad \bar{V} = 0 \text{ при } \bar{y} = 0. \quad (6)$$

Розв'язок першого із рівнянь системи (5) при вказаних граничних умовах має вигляд

$$\bar{V} = \bar{K} + \frac{(1 - \bar{K}) \text{sh}(\text{Ha} \cdot \bar{y}) - \bar{K} \text{sh}[\text{Ha}(1 - \bar{y})]}{\text{sh}(\text{Ha})}. \quad (7)$$

Підставляючи одержаний розв'язок в два останніх рівняннях системи (5) і інтегруючи, одержимо

$$\bar{B}_x = - \frac{\bar{K} \text{ch}[\text{Ha}(1 - \bar{y})] + (1 - \bar{K}) \text{ch}(\text{Ha} \cdot \bar{y})}{\text{Ha} \cdot \text{sh}(\text{Ha})}. \quad (8)$$

Прийmemo умову, що при  $\bar{y} = 0, \bar{B}_x = 0$ .

Відповідно одержимо

$$\bar{B}_x = \frac{\text{chHa} - \text{ch}(\text{Ha} \cdot \bar{y})}{\text{Ha} \cdot \text{ch}(\text{Ha})}. \quad (9)$$

При невеликому значенні напруженості зовнішнього електричного поля  $\bar{K} \approx 0$  одержимо

$$\bar{V} = \frac{\text{sh}(\text{Ha} \cdot \bar{y})}{\text{sh}(\text{Ha})}. \quad (10)$$

Для течії рідини в області сфери при незначній індукції магнітного поля маємо лінійну залежність швидкості від координати

$$\bar{V} = \bar{y}. \quad (11)$$

При збільшенні індукції магнітного поля росте число Гартмана. При цьому змінюється профілі швидкостей (рис. 6).

Із наведених результатів випливає, що профіль швидкостей феромагнітної рідини буде змінюватись по площі сферичної поверхні хвостовика. На краю поверхні (точка *A* див. рис. 4) профіль швидкостей близький до прямої ( $Ha \approx 0$ ). При наближенні до полюса *S* магнітної сфери відбувається деформація профіля швидкостей. Тому в точці *B* має місце максимально деформований профіль швидкостей ( $Ha \approx 2..4$ ).

Дотичні напруження пов'язані із градієнтом швидкості згідно залежності

$$\tau = \nu\rho \frac{V_0}{a} \cdot \frac{d\bar{V}}{d\bar{y}}. \quad (12)$$

Після диференціювання залежності швидкості (7) одержимо

$$\tau = \nu\rho \frac{V_0}{a} \cdot \frac{(1 - \bar{K})Ha \cdot \text{ch}(Ha \cdot \bar{y}) + \bar{K}Ha \cdot \text{ch}(Ha \cdot \bar{y})}{\text{sh}(Ha)}. \quad (13)$$

При незначному впливі електричного поля на характер течії ( $\bar{K} \approx 0$ )

$$\tau = \nu\rho \frac{V_0}{a} \cdot \frac{Ha \cdot \text{ch}(Ha \bar{y})}{\text{sh}(Ha)}. \quad (14)$$

Момент тертя визначається дотичними напруженнями на поверхні сфери ( $\bar{y} = 0$ ). Із формули (14) випливає, що напруження на поверхні сфери визначається функцією

$$\tau_0 = \nu\rho \frac{V_0}{a} \cdot \frac{Ha}{\text{sh}(Ha)}.$$

При невеликих значеннях числа Гартмана  $\frac{Ha}{\text{sh}(Ha)} \approx 1$ . Збільшення числа Гартмана в межах  $Ha = 1..2$  змінює відношення  $\frac{Ha}{\text{sh}(Ha)} = 0,8..0,5$ .

Враховуючи крайові ефекти на поверхні хвостовика можна прийняти середнє значення відношення

$$\frac{Ha}{\text{sh}(Ha)} = 0,75.$$

При цьому середнє значення дотичного напруження складе

$$\tau_0 = 0,75 \cdot \nu\rho \frac{V_0}{a}.$$

Загальна сила, яка діє на поверхню контакту хвостовика із сферою визначається шляхом інтегрування. При цьому момент опору складе

$$M = R \cdot \int_s \tau_0 ds.$$

де *R* – радіус сфери; *s* – площа опорної сферичної поверхні хвостовика

Обчислення дають значення моменту опору  $3..7 \cdot 10^{-2}$  Н·м.

**Розрахунок параметрів граничного шару на поверхні магнітної сфери при її повороті в рідкому середовищі**

На ділянці магнітного полюса сфери, який знаходиться у феромагнітній рідині течія рідини буде відповідати течії в граничному шарі (рис. 7).

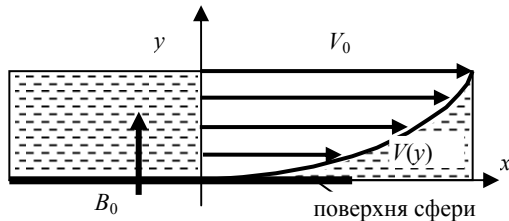


Рис. 7 – Схема течії магнітної рідини в граничному шарі на поверхні сфери

Прийmemo, що течія магнітної рідини є плоскою. Відповідно швидкість в граничному шарі біля поверхні сфери залежить лише від поперечної координати  $y$ , тобто  $v = v(y)$ .

На магнітну рідину діє магнітне поле з індукцією  $B_0$ , яка орієнтована перпендикулярно напрямку руху рідини. Протяжність граничного шару в напрямку

$x$  набагато більша розміру шару в напрямку  $y$ . Приймемо також, що поверхня сфери є провідником електричного струму із незначним опором [6]. Крім того будемо вважати, що поверхня сфери має ідеальний електричний контакт із магнітною рідиною (тобто контактний опір рівний нулю) [10].

Із умови рівності нулю електричного струму в рідині на значній відстані від початку системи координат одержимо граничні умови

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \sin \alpha = 1. \quad (15)$$

де  $\alpha$  – кут між вектором індукції  $\vec{B}_0$  та напрямком вектора швидкості  $\vec{v}$ .

Рівняння магнітної гідродинаміки при течії рідини в магнітному полі визначені системою рівнянь (1) спрощені з врахуванням припущень, що мають місце в граничному шарі на стінці [11].

Враховуючи, що зовнішній перепад тиску відсутній та наявні умови (15) для потенціалу електричного поля із рівнянь магнітної гідродинаміки (1) одержимо

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \text{Ha}^2 (V_0 - V) = 0. \quad (16)$$

де  $\text{Ha} = B_0 L \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}} = \frac{B_0}{V_0} \sqrt{\frac{\sigma \nu}{\rho}}$  – число Гартмана.

При визначенні числа Гартмана для даного випадку в якості характерної довжини  $L$  прийнято значення  $\frac{\nu}{V_0}$ .

Рівняння (16) повинно задовольняти крайовим умовам поданим у вигляді

$$V(0) = 0; \quad V(y) \Big|_{y \rightarrow \infty} = V_0. \quad (17)$$

Розв'язок рівняння (16) із врахуванням крайових умов (17) має вигляд

$$V(y) = V_0 (1 - e^{-\text{Ha} \cdot y}). \quad (18)$$

Розрахунки профілів швидкостей відповідні формулі (18) суттєво відрізняються для полюсів і екваторіальної області сфери (рис. 8).

Розміри граничного шару профіль швидкостей якого визначається формулою (18) не можуть бути визначені точно. Тому в якості характерного розміру взято товщину витіснення  $\delta_1$ , яка визначена формулою [12]

$$V_0 \delta_1 = \int_0^{\infty} [V_0 - V(y)] dy. \quad (19)$$

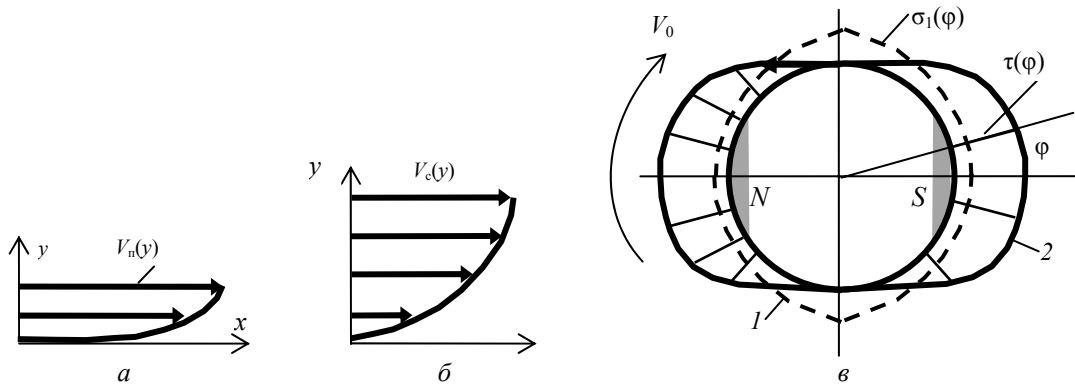


Рис. 8 – Розрахункові профілі швидкостей в граничному шарі феромагнітної рідини біля поверхні сфери та еюра дотичних напружень на поверхні сфери:  
 а – профіль в околиці магнітного полюса; б – профіль в екваторіальній області сфери;  
 в – товщина витіснення та еюра дотичних напружень в граничному шарі на сфері

Підставивши значення швидкості із формули (18) в формулу (19) одержимо товщину витіснення

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} e^{-Ha \cdot y} dy. \quad (20)$$

Після інтегрування залежності (20) визначено, що товщина витіснення

$$\delta_1 = \frac{1}{Ha} = \frac{V_0}{B_0} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma v}}. \quad (21)$$

Із залежності випливає, що товщина витіснення обернено пропорційна індукції в шарі феромагнітної рідини на поверхні сфери. Відповідно на полюсах сфери товщина витіснення буде меншою ніж в екваторіальній області (пунктирна крива 1 на рис. 8).

Похідна швидкості на поверхні сфери визначається диференціюванням залежності (18) і складе

$$\left. \frac{dV}{dy} \right|_{y=0} = V_0 Ha.$$

Дотичне напруження при русі рідини відносно поверхні сфери

$$\tau = \nu \rho \left. \frac{dV}{dy} \right|_{y=0} = \nu \rho V_0 Ha = B_0 \sqrt{\sigma \rho} \cdot v^3. \quad (22)$$

Із формули (22) випливає, що дотичне напруження не залежить від швидкості взаємного зміщення феромагнітної рідини відносно сфери, а залежить від величини магнітної індукції  $B_0$ . Враховуючи, що на полюсах магнітна індукція набагато більша, ніж в екваторіальній області еюри дотичних напружень в феромагнітній рідині має суттєву нерівномірність (крива 2, на рис. 8). Дотичні напруження визначають загальний момент опору сфери

$$M = \int_f \tau \cdot R df,$$

де  $f$  – площа контактної поверхні сфери та феромагнітної рідини;  $R$  – радіус сфери.

Обчислення дають незначну величину моменту опору, який складає

$$M = 2 \dots 5 \cdot 10^{-4} \text{ Н} \cdot \text{м}.$$

Із результатів обчислень випливає, що момент опору сфери при її обтіканні феромагнітною рідиною на два порядки менший опору тертя в щілині між поверхнями



сфери та хвостовиків.

**Циркуляційний рух магнітної рідини, який виникає при вібраціях сфери**

Прояв сил в'язкості в порівняно тонкому шарі біля твердої поверхні сфери спричиняє ряд специфічних гідродинамічних ефектів.

Специфічні гідродинамічні ефекти пов'язані із нестационарними граничними шарами. Рух магнітної рідини є близьким до виникнення стійких вторинних течій при коливаннях круглого циліндра в рідині [12].

Схема течії рідини біля циліндра, який здійснює коливальний рух в часі за законом  $x = x_0 \cos nt$ , характеризується виникненням циркуляційних зон біля поверхні (рис. 9).

Прийнято, що закон зміни швидкостей потенціальної течії біля стінки циліндра

$$U(x, t) = U_0(x) \cos nt.$$

де  $U_0(x)$  – швидкість на поверхні циліндра, який обтікається безвихровим (потенціальним) потоком ідеальної рідини;  $n$  – частота коливань циліндра.

Розрахунок закономірностей течії в граничному шарі виконаний за допомогою методу послідовних наближень. В результаті визначений розподіл швидкостей в граничному шарі у вигляді

$$v_x(x, y, t) = U_0(x) \frac{dU_0}{dx} \frac{1}{n} (\xi_1 e^{2jnt} + \xi_2), \quad j = \sqrt{-1}.$$

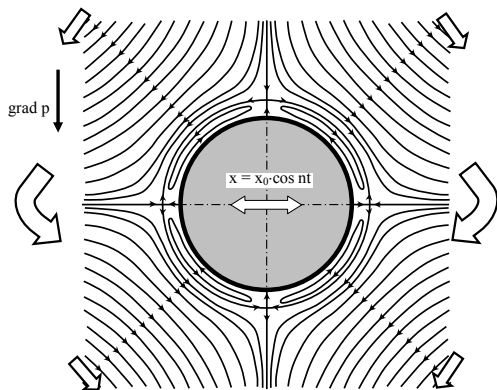


Рис. 9 – Схема виникнення стійких вторинних течій біля круглого циліндра, який здійснює осциляційний рух в рідкому середовищі

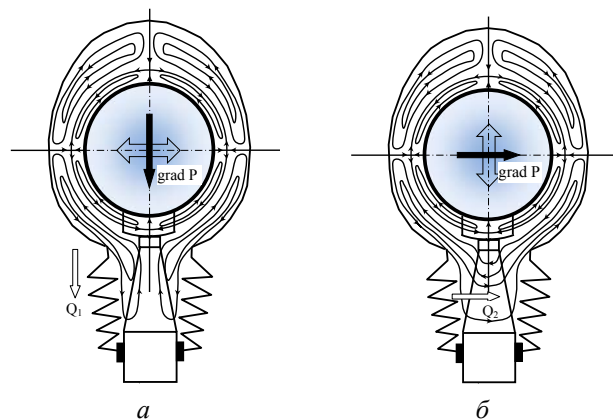


Рис. 10 – Схема виникнення циркуляційних течій при вібраціях сфери у порожнині заповненій рідиною:  
 а – при вібраціях сфери у напрямку перпендикулярному осі хвостовика;  
 б – при вібраціях направлених по осі хвостовика

Комплекснозначні функції  $\xi_1$  та  $\xi_2$  визначені у вигляді залежностей від безрозмірної поперечної координати

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{n}{\nu}} y.$$

Дані функції мають вигляд:

$$\xi_1 = -\frac{j}{2} e^{-(1+j)\sqrt{2}\eta} + \frac{j}{2} e^{-(1+j)\eta} - \frac{j+1}{2} \eta e^{-(1+j)\eta};$$

$$\xi_2 = -\frac{3}{4} + \frac{1}{4} e^{-2\eta} + 2e^{-\eta} \sin \eta + \frac{1}{2} e^{-\eta} \times \cos \eta - \frac{\eta}{2} e^{-\eta} (\cos \eta - \sin \eta).$$

Враховуючи зв'язок між функцією течії  $\psi$  і швидкістю  $V_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ , можна знайти функцію течії в області та відповідні лінії течії.

На великій відстані від стінки  $\eta \rightarrow \infty$  і швидкість частинок рідини дорівнює

$$V_{x\infty} = -\frac{3}{4n} U_0 \frac{dU_0}{dx}.$$

Це означає, що коливальний рух циліндра викликає стаціонарний рух рідини, причому параметри цього руху не залежать від в'язкості рідини.

Аналогічні циркуляційні рухи виникають в феромагнітній рідині, яка знаходиться в середині еластичного кожуха. Точне врахування закономірностей даного руху є надзвичайно складним. Для наближеної оцінки закономірностей циркуляційного руху побудовані картини ліній течії в магнітній рідині при високочастотних коливаннях сфери. В залежності від напрямку вібраційних переміщень сфери виникають циркуляційні рухи рідини відповідного напрямку. При поперечних відносно осі хвостовика коливаннях сфери виникає градієнт тиску, направлений по вісі хвостовика (рис. 10а). Вібраційний рух сфери спричиняє циркуляцію рідини, в тому числі течію рідини в кожусі біля середньої частини хвостовика. Течія рідини інтенсифікується при поздовжніх вібраціях сфери. При цьому виникає градієнт тиску, направлений перпендикулярно вісі хвостовика (рис. 10б).

### Висновки

1 Підтверджена можливість реалізації просторової системи приводів у вигляді рухомих октаедричних структур основними елементами яких є сферичні шарніри із феромагнітною рідиною.

2 Встановлено і теоретично обґрунтовано, що в порожнині сферичного шарніра мають місце складні гідродинамічні процеси руху феромагнітної рідини. Вони проявляються у наявності трьох особливих видів течії, плоско-паралельної у зазорі між поверхнею магнітної сфери та поверхнею хвостовика; течії феромагнітної рідини біля поверхні сфери з утворенням граничного шару; циркуляційної течії феромагнітної рідини обумовленої вібраційним переносним рухом шарніра.

3 Елюра швидкостей при течії феромагнітної рідини в зазорі тим більше відрізняється від трикутної, чим більше значення магнітної індукції в зазорі. При цьому на магнітному полюсі сфери деформація епюри швидкостей буде максимальною.

4 Поворот магнітної сфери у феромагнітній рідині супроводжується виникненням граничного шару в околиці поверхні сфери. Товщина витіснення граничного шару обернено пропорційна індукції магнітного поля. Відповідно граничний шар на полюсі магнітної сфери буде мати мінімальну товщину витіснення, а в екваторіальній частині максимальну.

5 Внаслідок вібрацій сферичного шарніра в околиці магнітної сфери виникають циркуляційні течії, які обумовлюють повільне переміщення феромагнітної рідини в порожнині кожуха. Напрямок в циркуляції цих течій визначається напрямком вібраційної швидкості сферичного шарніра.

Отримані результати підтверджують ефективність запропонованого технічного рішення сферичного шарніра, яке базується на врахуванні особливостей гідродинамічних процесів, що супроводжують рух феромагнітної рідини. Застосування розроблених шарнірів дає можливість створити прогресивні системи приводів на основі рухомих октаедричних структур.

Як напрямок подальших досліджень рекомендується дослідити вплив температури на характеристики сферичного шарніра із феромагнітної рідиною.

**Список літератури:** 1. *Сяньвень Кун*. Структурный синтез параллельных механизмов [Текст] / Кун Сяньвень, Госселин Клемент. – М.: Физматлит, 2012. – 275 с. 2. *Merlet, J.P.* Parallel Robots. Solid Mechanics and Applications [Text] / J.P. Merlet. – Berlin: Springer, 2006. – 394 p. 3. *Струтинський, С.В.* Просторові системи приводів [Текст]: моногр. / С.В. Струтинський, А.А. Гуржій. – К.: Педагогічна думка, 2013. – 492 с. 4. *Strutinsky, S.* Technological provision of controlling the spherical aerostatic supporting knots of spatial mechanism in the quality mechatronic systems [Text] / S. Strutinsky, O. Jachno // Stowarzy szenia Inzynierow i Technikow Mechanikow Polskich, Wroclaw / *Гидравлика і Pneumatyka*. – № 6/2009. – Р. 19-23. 5. *Яхно, О.М.* Гідродинаміка струминних течій в щілинах регульованих гідростатичних сферичних шарнірів [Текст] / О.М. Яхно, С.В. Струтинський // Наукові вісті НТУУ «Київський політехнічний інститут». – № 6(80). – Київ, 2011. – С. 125-131. 6. *Брановер, Г.Г.* Магнитная гидродинамика несжимаемых сред [Текст] / Г.Г. Брановер, А.Б. Цинобер. – М.: Наука, 1979. – 379 с. 7. *Повх, И.Л.* Техническая гидромеханика / И.Л. Повх. – Л.: Машиностроение, 1969. – 524 с. 8. *Радионон, А.В.* Комбинированные магнитоожидкостные герметизаторы – эффективная альтернатива бесконтактным уплотнениям подшипниковых узлов с жидкой смазкой [Текст] / А.В. Радионон, А.Н. Виноградов // Збагачення корисних копалин: наук. техн. зб. – 2009. – Вип. 35(76). – С. 148-155. 9. *Кондаков, Л.А.* Уплотнения и уплотнительная техника [Текст]: справоч. / Л.А. Кондаков, А.И. Голубев, В.Б. Овандер и др. – М.: Машиностроение, 1986. – 464 с. 10. *Шерклиф, Дж.* Курс магнитной гидродинамики [Текст] / Дж. Шерклиф. – М.: Мир, 1967. – 319 с. 11. *Лойцянский, Л.Г.* Механика жидкости и газа [Текст] / Л.Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1973. – 847 с. 12. *Шлихтинг, Г.* Теория пограничного слоя [Текст] / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 712 с.

*Надійшла до редколегії 18.09.13*

УДК 621.9.04

**Гідродинамічні процеси магнітних сферичних шарнірів просторових систем приводів у вигляді рухомих октаедричних структур** [Текст] / О.М. Яхно, С.В. Струтинський // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Енергетичні та теплотехнічні процеси й устаткування. – Х.: НТУ «ХПІ», 2014. – № 1(1044). – С. 88-98. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2078-774X.

Разработаны оригинальные сферические шарниры для пространственной системы приводов. Шарниры имеют магнитные сферы, с которыми взаимодействуют сферические поверхности хвостовиков, которые закреплены на штоках и корпусах пневмоцилиндров. Шарниры имеют эластичные кожухи, полости которых заполнены ферромагнитной жидкостью. В статье изложены результаты исследований гидродинамических процессов в ферромагнитной жидкости. Выделены различные по характеру участки течения жидкости. В зазорах между сферами и поверхностями хвостовиков имеет место плоско-параллельное движение части ферромагнитной жидкости. На участках, где поверхность сферы свободно контактирует с ферромагнитной жидкостью имеет место течение жидкости, подобное течению жидкости в пограничном слое. Вибрационное движение деталей шарнира обуславливает циркуляционное движение ферромагнитной жидкости в полости кожуха. Основными результатами исследований, приведенными в статье, является определение распределения скоростей и траекторий перемещения частиц ферромагнитной жидкости, характеризующих гидродинамические процессы.

**Ключевые слова:** пространственные приводы, сферические шарниры, ферромагнитная жидкость, области течения, уравнения магнитной гидродинамики, течение в зазоре, пограничный слой, циркуляционное движение, распределение скоростей.

The original spherical joints for reasons of space. Hinges with magnetic field, which interact spherical surface shaft that attached to the rods and casings Pneumatic actuators. Joints are flexible housings, cavities are filled with ferromagnetic fluid. The paper presents the results of studies of hydrodynamic processes in ferromagnetic fluid. Allocated to the different nature of the fluid flow area. In the gaps between the spheres and surfaces of the shank is a plane-parallel movement of ferromagnetic fluid. In areas where surface areas in contact with the free ferromagnetic fluid is a fluid flow, such a fluid flow in the boundary layer. Vibratory motion of the hinge parts causes traffic circulation ferromagnetic fluid in the cavity of the housing. The main results of the research presented in the article is to determine the distribution of velocities and trajectories of particles moving ferromagnetic fluid characterizing hydrodynamic processes.

**Keywords:** spatial actuators, ball joints, ferromagnetic fluid flow field, equations of magnetic hydrodynamics, the flow in the gap, boundary layer, traffic circulation, the distribution of velocities.