
УДК 681.3, УДК 532

О. П. Мариношенко, М. Ю. Коноваленко

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РУХУ РОБОЧОГО ТІЛА ВИХРОВОГО ДВИГУНА-ГЕНЕРАТОРА ПО ТОРОЇДНІЙ ТРАЄКТОРІЇ

Вступ

Вирішення задачі моделювання вихрового руху рідини чи газу (робочого тіла) в замкненому середовищі є актуальною та важливою науково-технічною задачею сьогодення.

Вихрові двигуни-генератори є новим та перспективним напрямком двигунобудування. Принцип їх роботи нагадує роботу гідроелектростанції. Сфери використання двигуна-генератора досить широка, так як вони не прив'язані до певного місця розташування, вони можуть використовуватись в техніці (наземному, водному, повітряному транспорті) як альтернатива класичним двигунам, або як стаціонарні домашні, чи перевізні генератори.

Питаннями створення подібних, нових в деякому сенсі, альтернативних двигунів для літальних апаратів займалися видатні вчені Н. Тесла [8] і В. Шаубергер [7], Ж. Надин. Серед аналогічних досліджень, слід відмітити успіхи підмосковного науково-дослідного інституту космічних систем – підрозділу Державного космічного науково-виробничого центру імені М.В. Хрунічева [6].

В роботі [7] основною ідеєю роботи вихрового двигуна є штучне створення зони зниженого тиску (умовного вакууму), яка рухається разом з рідиною зтягуючи її за собою. Ця зона утворюється за рахунок відповідної форми ротора двигуна, яка задає постійне збільшення прискорення робочого тіла протягом всього його руху.

Проблематика

Не достатнє приділення уваги в літературі до розробки математичної моделі та значні розбіжності в описі принципу роботи та процесів, що відбуваються у вихровому двигуні-генераторі.

Постановка задачі

Необхідно розробити математичну модель вихрового руху робочого тіла двигуна-генератора по тороїдній траєкторії, що створюється в робочому об'ємі двигуна.

Сили на ділянках траєкторії руху рідини

Розглянемо двигун-генератор (рис. 1), який складається з корпусу 1, ротора 3, електродвигуна 4. Розглядаючи ротор, слід звернути увагу на його форму, яка складається з n -ної кількості трубок 2 - змінного діаметра, закручених у спіраль. В таких трубках утворюється вихровий рух рідини з лінійним та обертальним прискореннями протягом всього руху вздовж трубки, цей рух ми розглядаємо як рух рідини на першій ділянці. Після трубок рідина проходить шлях по траєкторії, що лежить на поверхні тору у вигляді спіралі (за рахунок наявності обертальної, осьової та радіальної складових швидкості), цей рух відноситься до другої ділянки. Наступним етапом руху робочого тіла є рух рідини, при якому вона доходить до середини корпусу, де в нижній його частині починає рухатись вгору, цей рух відноситься до третьої ділянки див. рис. 1 (конструкція), та рис. 4 (траєкторія). Останній тип руху можливий при наявності явища самопідтримки, описаного нижче.

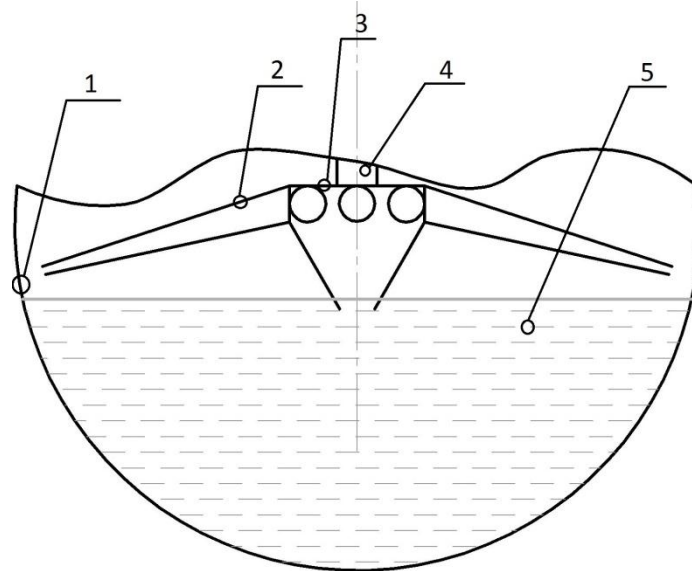


Рис. 1. Вид двигуна-генератора

Виходячи з наведеного вище, були визначені сили, що діють на описаних ділянках руху:

- F_{ω} – центробіжна сила, виникає внаслідок обертового руху ротора, завдяки їй рідина рухається по трубці.
- F_{gir} – гіроскопічна сила, виникає при умові нахилу трубок в вертикальній площині, є результуючою від дії гіроскопічного моменту.
- $F_{кор}$ – коріолісова сила, інерційна сила, що виникає при оберотно-поступальному русі.
- F_{τ} – тангенціальна сила, діє вздовж напрямку дотичної до траєкторії руху.
- G – сила тяжіння (діюча на рідину).

- F_n – сила, що виникає в наслідок високого тиску рідини (тангенціальна сила переходить в підйомну на кінцевій ділянці замкненої траєкторії).

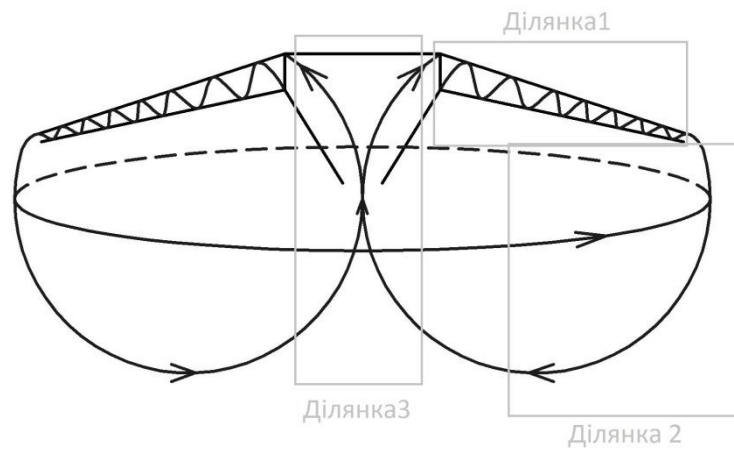


Рис. 2. Траєкторія руху рідини

Зазначені вище сили приводимо до локальних систем координат на відповідних ділянках руху згідно рис. 2 та зводимо до вигляду рис. 3 та табл. 1.

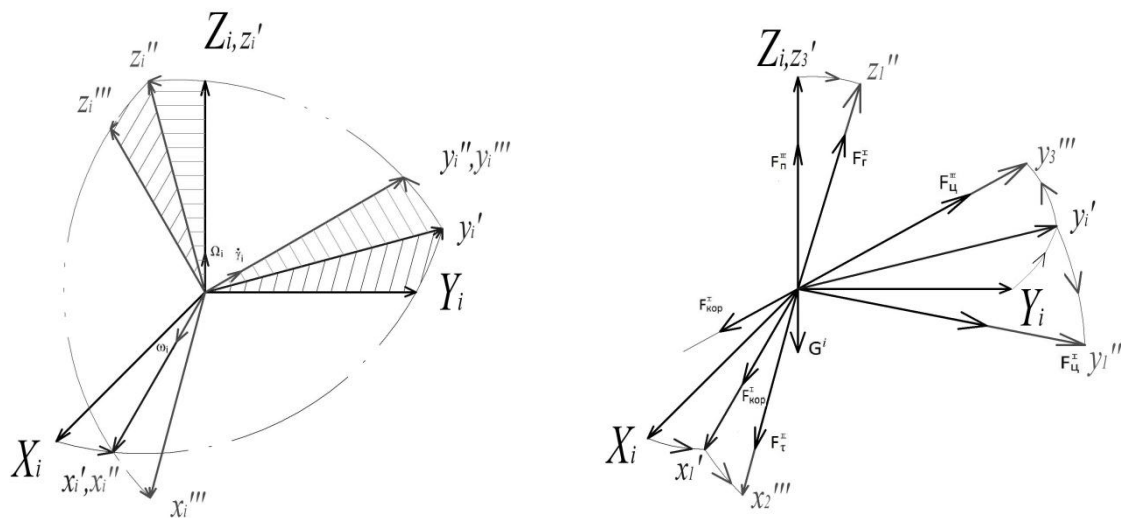


Рис. 3. Система поворотів на ділянках руху рідини та схематичне зображення напрямків дії відповідних сил

Таблиця 1.

Сили, що діють на ділянках руху рідини

Ділянка 1	Ділянка 2	Ділянка 3
$\vec{H}^I = \sum \vec{F}_i^I;$	$\vec{H}^{II} = \sum \vec{F}_i^{II};$	$\vec{H}^{III} = \sum \vec{F}_i^{III};$
$F_\tau^I = 0;$	$F_u^{II} = 0;$	$F_{kop}^{III} = 0;$
	$F_{zip}^{II} = 0;$	$F_{zip}^{III} = 0;$

Ділянка 1	Ділянка 2	Ділянка 3
$X_1 = -F_y^I \cos \omega_1 t \sin \Omega_1 t +$ $+ F_{кор}^I \cos \Omega_1 t -$ $- F_{зип}^I \sin \omega_1 t \sin \Omega_1 t;$ $Y_1 = F_y^I \cos \omega_1 t \cos \Omega_1 t +$ $+ F_{кор}^I \sin \Omega_1 t +$ $+ F_{зип}^I \sin \omega_1 t \cos \Omega_1 t;$ $Z_1 = -G^I + F_y^I \sin \Omega_1 t +$ $+ F_{кор}^I \sin \gamma_1 \cos \omega_1 t +$ $+ F_{зип}^I \cos \omega_1 t.$	$X_2 = F_\tau^{II} \cos \gamma_2 -$ $- F_{кор}^{II} \cos \omega_2 t \sin \Omega_2 t;$ $Y_2 = -F_\tau^{II} (\cos \gamma_2 \sin \Omega_2 t +$ $+ \sin \gamma_2 \cos \Omega_2 t \sin \omega_2 t) +$ $+ F_{кор}^{II} \cos \omega_2 t;$ $Z_2 = -G^{II} + F_\tau^{II} \sin \gamma_2 \cos \omega_2 t -$ $- F_{кор}^{II} \sin \omega_2 t.$	$X_2 = -F_y^{III} \cos \omega_3 t \sin \Omega_3 t;$ $Y_2 = F_y^{III} \cos \omega_3 t \cos \Omega_3 t;$ $Z_2 = -G^{II} + F_n^{II} -$ $- F_y^{II} \sin \Omega_3 t.$

Рух рідини при викривленні траєкторії

Розглянемо рух виділеного елемента рідини (рис. 4) в прямокутній $Oxyz$ та циліндричній системі координат $r\varphi z$ з вертикальною віссю Oz , що співпадає з центром кривизни згину траєкторії тобто з віссю обертання частинок рідини.

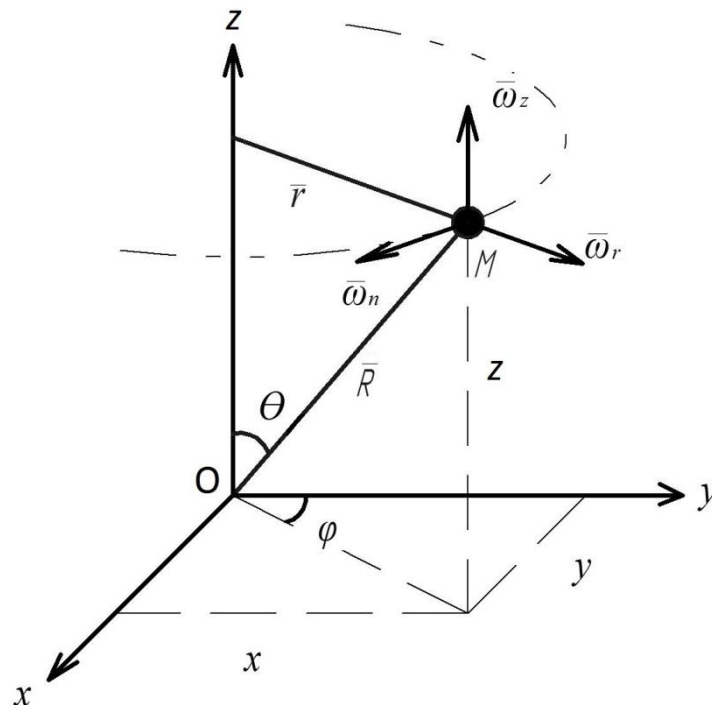


Рис. 4. Траєкторія руху

Прийнемо до уваги, що рух рідини, у випадку викривлення її траєкторії, у вигляді замкненого кола, буде складатись щонайменше з двох обертальних рухів (навколо вертикальної осі Oz та обертального, тобто цирку-

ляційного руху в осьових площинах), отже в якості сукупності траєкторій, повного її руху, прийнемо тороїдальну поверхню. Як приклад, що задовольняє вище зазначеному характеру руху прийнемо рівняння траєкторії наступного виду [4] :

$$\psi(r, z) = \frac{r^2}{R^3} = \frac{\sin^2 \theta}{R} = \frac{\sin^2 \theta}{\sqrt{z^2 + r^2}} = \text{const}, \quad (1)$$

а сама траєкторія руху зображена на рисунку:

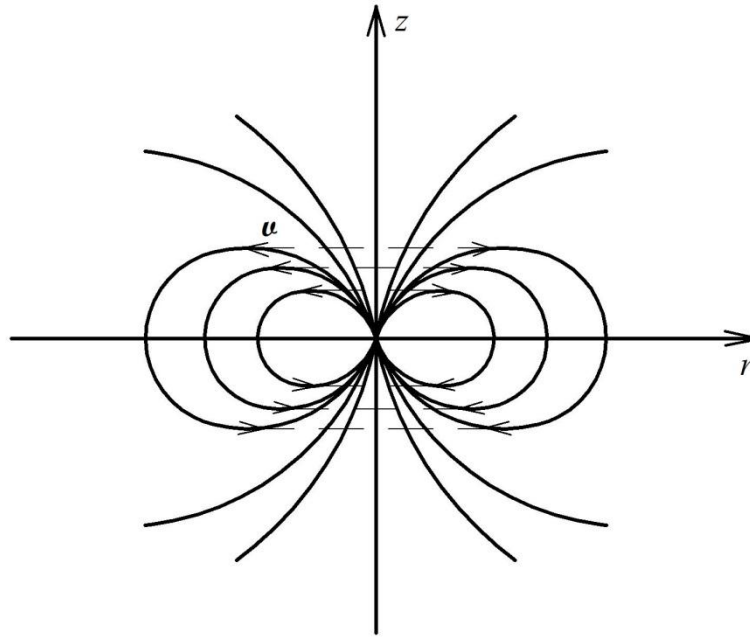


Рис.5. Траєкторії руху в осьових площинах

Математична модель руху

Розглянемо випадок симетричного руху рідини відносно осі обертання Oz (рис. 4). З цією метою вводимо в розгляд, зазначену вище циліндричну систему координат $r\varphi z$. В даній системі координат система рівнянь, що описує усталений рух рідини має наступний вигляд:

$$\begin{aligned} 2(E_r w_n - E_n w_r) &= \frac{\partial H}{\partial z}, \\ 2(E_n w_z - E_z w_n) &= \frac{\partial H}{\partial r}, \\ 2(E_z w_r - E_r w_z) &= \frac{\partial H}{r \partial \varphi}, \end{aligned} \quad (2)$$

де: w_z, w_r, w_n – осьова, радіальна та обертальна швидкості руху частинок рідини;

E_z, E_r, E_n – осьова, радіальна та обертальна компоненти вихору;

$H = U + P + \frac{1}{2}W^2$, де U - функція, які описує потенціал всіх діючих на рідину зовнішніх об'ємних сил, що зазначені вище (табл. 1.),

$P = \int \frac{dp}{\rho}$, де p - функція, що характеризує динамічний тиск в рідині, ρ

- її густина,

$\frac{1}{2}W^2$ - нормоване на густину значення кінетичної енергії рухомих частинок рідини, причому $W^2 = w_r^2 + w_n^2 + w_z^2$.

Компоненти вихору для розглядуваного випадку виражаються через наступні формули:

$$\begin{aligned} 2E_r &= \frac{\partial w_n}{\partial z} - \frac{\partial w_z}{r \partial \varphi}, \\ 2E_n &= \frac{\partial w_z}{\partial r} - \frac{\partial w_r}{\partial z}, \\ 2E_z &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial w_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial (w_n r)}{\partial r} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Рівняння (2), (3) слід доповнити рівнянням неперервності

$$\frac{\partial (w_r r)}{\partial r} + \frac{\partial (w_n r)}{r \partial \varphi} + \frac{\partial (w_z r)}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

та відповідними граничними умовами. Якщо рух рідини здійснюється в замкненому об'ємі деякої обертальної машини (двигуні-генераторі), при чому рух є симетричним відносно осі обертання Oz , то матимемо рівність нулеві всіх похідних швидкості по $\partial \varphi$:

$$\frac{\partial H}{r \partial \varphi} = 0, \frac{\partial w_z}{r \partial \varphi} = 0, \frac{\partial w_r}{\partial \varphi} = 0, \frac{\partial (w_n r)}{\partial \varphi} = 0. \quad (5)$$

Отже, враховуючи вирази (2)-(5), отримаємо наступну систему рівнянь у виді:

$$\begin{aligned} 2(E_r w_n - E_n w_r) &= \frac{\partial H}{\partial z}, \\ 2E_n w_z &= \frac{\partial H}{\partial r}, \\ -2E_r w_z &= 0, \\ 2E_r &= \frac{\partial w_n}{\partial z}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$2E_n = \frac{\partial w_z}{\partial r} - \frac{\partial w_r}{\partial z},$$

$$2E_z = \frac{\partial w_n r}{\partial r} = 0.$$

Звертаючи увагу на третє рівняння системи (6), можна сказати, що умова $E_r w_z = 0$ можлива у випадку, коли $w_z \neq 0, \frac{\partial w_n}{\partial z} = 0$. Це співвідношення характеризує відсутність тертя між рідиною та границею об'єму, в якому вона рухається. Враховуючи це, отримаємо остаточний вигляд системи рівнянь (6):

$$\begin{aligned} -2E_n w_r &= \frac{\partial H}{\partial z}, \\ 2E_n w_z &= \frac{\partial H}{\partial r}, \\ 2E_r &= \frac{\partial w_n}{\partial z}, \\ 2E_n &= \frac{\partial w_z}{\partial r} - \frac{\partial w_r}{\partial z}, \\ \frac{\partial(w_r r)}{\partial r} + \frac{\partial(w_z r)}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Рівняння (7) є нелінійним, а найбільший інтерес представляють собою перші два рівняння системи, які описують умови виникнення, форму руху та сили, що викликають рух рідини. Ці рівняння можна записати у більш зручному виді, враховуючи при цьому вище наведені позначення:

$$2[w_z dr - w_r dz] d\psi = \frac{\partial H}{\partial z} dz + \frac{\partial H}{\partial r} dr \Rightarrow -2 \frac{E_n}{r} d\psi = dH. \quad (8)$$

Самопідтримка руху

Рівняння (8) описує самий загальний випадок існування умови усталеного складного обертального руху рідини, що розглядаємо. Для реалізації роботи двигуна-генератора, що використовує в своїй роботі розглядуваний рух рідини, необхідно щонайменше визначити умову постійного існування тору й спосіб його реалізації.

Розглядаючи рівняння (8) слід відзначити, що його права частина представляє собою повний диференціал функції H в змінних r, z , в той час як його ліва частина є повним диференціалом функції ψ – функції току в тих самих змінних. Таким чином виконання (8) можливе за наступної

умови: $-\frac{E_n}{r} = C = const$, тобто наявності в русі рідини постійних кільцевих вихрів в осьових площинах, інтенсивність яких пропорційна віддаленню від осі обертання Oz . Подібний ефект в навколишньому середовищі має місце, як так звана „водяна воронка”, а реалізація його постійності в замкненому об’ємі, як ми вважаємо, можлива за умови наявності сил які обумовлені різницею тисків різних частинок рідини внаслідок різниці кінетичної енергії $\frac{1}{2}\Delta W^2$ тих самих її частинок.

Висновки

Дослідження проведені в даній статті, що знаходяться у повній відповідності з цілою низкою експериментів, проведених рядом вітчизняних та закордонних вчених [2] – [4], [6], дозволили вперше отримати математичну модель вихрового руху робочого тіла по тороїдній траєкторії.

Отримана математична модель дозволяє моделювати вихровий рух рідини, а визначені та описані вирази, для діючих в процесі руху рідини сил, дають змогу здійснити та проаналізувати реалізацію даного дослідження у вигляді працездатної моделі вихрового двигуна-генератора.

Список використаної літератури

1. Шлихтинг Г. «Теория пограничного слоя», - М.: «Наука», 1974г.- 654с.
2. Милович А. Я. «Теория взаимодействия тел и жидкости. 2-е издание, исправленное и дополненное».-Москва :Гос. изд. литературы по строительству и архитектуре, 1955г. - 311 с.
3. Пуанкаре А. «Теория вихрей», - Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000г.- 160 с.
4. Милович А. Я. «Основы гидромеханики».-М.-Л.: Гос. Энергетич. Изд-во, 1946г.- 157 с.
5. Козырев Н. А. «Избранные труды». – Л.: Издательство Ленинградского Университета, 1991г.- 447 стр.
6. Джерело даних: <http://www.newsru.com/russia/04feb2010/gravitcapa.html>.
7. Шаубергер В. ENERGY EVOLUTION/Перевод с английского Л. Новиковой Энергия воды. — М.:Яуза, Эксмо.2007.-320с
8. Tesla N. U.S. Patent 1,061,206 - May 6, 1913 . Джерело даних: <http://phoenixnavigation.com/ptbc/tesla1.htm>.