про цей вплив дозволяє проектувати інтелектуальні системи керування транспортних засобів.

2.4 Висновки

1. Сформульовано задачу щодо чисельного моделювання течії навколо транспортних засобів; розроблено методику чисельного експерименту по моделюванню зовнішніх потоків навколо транспортних засобів в нестаціонарній постановці.

2. Дослідження обтікання транспортних засобів під час обгону дозволило обчислити аеродинамічні сили.

3. Встановлено залежності аеродинамічних сил від їх взаємного положення транспортних засобів

Література

1. Аэродинамика автомобиля / под ред. В.Г. Гухо. – М.: Машиностроение, –1987. – 420 с.
2. Михайловский Е.В. Аэродинамика автомобиля [Текст] / Е.В. Михайловский. – М.: Машиностроение, 1973. – 224 с.
3. Рабинович Э.Х Определение сопротивлений движению автомобиля методом однократного выбега / Рабинович Э.Х., Кемалов З.Э., Соновый А.В // Автомобильный транспорт : Сб. науч. Трудов - Харьков: ХНАДУ, 2008 - Вып. 22. - С. 46-48
4. Фалькевич Б.С. Теория автомобиля [текст]/ Б.С Фалькевич М.: Машиностроение. – 1963. – с.239
5. Gopalarathnam A. Design of High Lift Airfoils For Low Aspect Ratio Wings With Endplates [Текст] / A. Gopalarathnam, M.S. Selig, F. Hsu, // AIAA 15th Applied Aerodynamics Conference. AIAA Paper 97-2232, Atlanta, GA, June 1997.
6. Katz Joseph. Race Car Aerodynamics: Designing for Speed [текст] / Joseph Katz. − 1995. − 224p. – ISBN 0-8376-0142-8.

Біловол О.В., к.т.н., доцент, Харківський національний автомобільно-дорожній університет

ВНУТРІШНІЙ ЧАС МЕХАНІЧНОЇ СИСТЕМИ

Розглянемо класичну молекулярну модель тіла у вигляді системи матеріальних точок. Руху такої системи відповідає рух фазової рідини у багатовимірному просторі.

Невизначеність процедури осереднення для частки фазової рідини передбачає необхідність розглядати кілька траєкторій частки. Одну з них можна вважати основною, а інші результатом її збурення. Канонічні рівняння мають вигляд рівнянь автономної динамічної системи, тобто

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}},$$

де H - є фунцією Гамільтона, а матриця $\mathbf{B}$ - є антисиметричною і складена з нульових і одиничних матриць

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{I} \\ -\mathbf{I} & \mathbf{O} \end{pmatrix}.$$

Слід зауважити, що макроскопічність системи не пов'язана на пряму з якимось певним фізичним масштабом, а є результатом неможливості точного визначення стану системи. Навіть, якщо системою є одна матеріальна точка, її образ займає певну частину фазового простору, тобто є у певному розумінні макроскопічним. Іншими словами, канонічні рівняння описують середній (макроскопічний) рух точки. У зв'язку з цим виникає нова якість: система в середньому повинна рухатись по гіперповерхні, на якій залишається сталою механічна енергія. Це один з прикладів дії діалектичного закону переходу кількісних змін у якісні, тобто завдяки осередненню породжується новий вид руху – колективний рух, який характеризується макроскопічним параметром – механічною енергією.

Позначимо основне рішення $\mathbf{r}_0$, а його збурення $\mathbf{y} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$. Відповідне ліанеризоване рівняння будуть мати вигляд

$$\dot{\mathbf{y}} = \mathbf{A}\mathbf{y},$$

де матриця ліанеризації

$$\mathbf{A} = \left.\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{r}}\right|_{\mathbf{r}_0}.$$

Матриця $\mathbf{A}$ характеризується власними векторами $\mathbf{e}_i$ і власними значеннями ρ_i:

$$\mathbf{A}\mathbf{e}_i = \rho_i \mathbf{e}_i.$$

Початкове збурення буде змінюватися у часі відповідно до формули

$$\mathbf{y} = \mathbf{y}(t_0)exp\left(\boldsymbol{\rho}(t - t_0)\right),$$

де $\boldsymbol{\rho}$ - стовпчик складений з власних значень.

Для загальної характеристики стійкості траєкторії по відношенню до збурень вздовж напрямків власних векторів використовують характеристичні *показники Ляпунова*, що складають стовпчик

$$\boldsymbol{\lambda} = \lim_{t\to\infty} \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^{t} \mathrm{Re}\left[\boldsymbol{\rho}(t')\right] dt'.$$

Від'ємні ляпуновські показники відповідають напрямкам, в яких відбувається стиснення частки фазової рідини, а додатні напрямкам, в яких відбувається її розширення. Середня вздовж траєкторії дивергенція швидкості фазового потоку і, відповідно, еволюція фазового об'єму частки фазової рідини визначається сумою ляпуновських показників .

Для консервативних систем, з якими ми в даному випадку маємо справу, фазовий об'єм часток не змінюється і сума ляпуновських показників дорівнює нулю. Тобто, $\sum \lambda_i = 0$.

Наявність одночасно додатних і від'ємних показників вказує на існування множини у фазовому просторі дрібної розмірності з хаотичною динамікою (*хаотичного атрактора*). Важливою характеристикою геометричної структури такого атрактора є розмірність, яка залежить від метричних властивостей атрактора. Таку розмірність називають фрактальною:

$$d = \lim_{\varepsilon\to 0} \frac{\ln\left(M(\varepsilon)\right)}{\ln\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)},$$

де $M(\varepsilon)$ - мінімальна кількість кубів зі стороною ε необхідна для покриття всієї множини.

Залежно від сігнатури коефіцієнтів Ляпунова може утворюватись певна ієрархія хаотичних атракторів, верньою ланкою якої безумовно є гіперповерхня, що відповідає енергії системи і щільно заповнює доступну область фазового простору.

Моделювання і аналіз поведінки об'єму частки у фазовому просторі показує, що має місце її розтягування вздовж атрактора і стиснення у поперечному напрямку. Згодом точки фазової рідини поширюються на весь простір зайнятий атрактором. Відбувається релаксація системи, тобто перехід у врівноважений стан.

Виникає необхідність розглядати інший ансамбль, який відрізняється від ансамблю Гіббса тим, що зосереджений на цьому атракторі.

Позначимо густину фазової рідини на атракторі $\rho' = \rho'(\mathbf{r}')$, де $\mathbf{r}'$ - радіус-вектор на гіперповерхні, який в загальному випадку може бути введений тільки локально. Тоді з урахуванням рівнянь нерозривності

$$\frac{d}{dt}\left(\ln\rho - \ln\rho'\right) = \frac{\partial}{\partial\mathbf{r}'}\mathbf{F}' - \frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}\mathbf{F},$$

де $\mathbf{F}'$ - проекція вектора $\mathbf{F}$ на гіперповерхню.

Вочевидь, середнє значення вздовж траєкторії

$$\begin{aligned}
&\lim_{t\to\infty}\frac{1}{t-t_0}\int_{t_0}^{t}\left(\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}'}\mathbf{F}' - \frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}\mathbf{F}\right)dt' = \\
&= \lim_{t\to\infty}\frac{1}{t-t_0}\int_{t_0}^{t}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}'}\mathbf{F}'dt' - \lim_{t\to\infty}\frac{1}{t-t_0}\int_{t_0}^{t}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}\mathbf{F}dt' = \\
&= \sum\lambda_i' - \sum\lambda_i = \sum_{\lambda'<0}\lambda_i' + \sum_{\lambda'>0}\lambda_i' - \sum\lambda_i = \\
&= \sum_{\lambda<0}\left(d_i - 1\right)\lambda_i > 0,
\end{aligned}$$

де d_i - фрактальні розмірності у напрямках скорочення фазового об'єму .

Розглянемо величини, пропорційні середнім значенням логарифмів фазової густини $\rho(\mathbf{q},\mathbf{p})$:

$$S = -\int\rho\ln\rho dV, S' = -\int\rho'\ln\rho' dV'.$$

Їх різниця

$$\Delta S = S' - S = \int \rho \ln \rho dV - \int \rho' \ln \rho' dV'$$

вздовж кожної траєкторії в межах частки фазової рідини не зменшується,

$$\frac{d}{dt}\Delta S = -\int \rho \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{F} \right) dV + \int \rho' \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'} \mathbf{F}' \right) dV' \geq 0,$$

якщо вважати, що система є *ергодичною*, тобто, середнє значення дівергенції по ансамблю можна замінити середнім за часом. Можна скласти ці нерівності по всім траєкторіям, одержимо відповідну нерівність для частки фазової рідини.

Величину ΔS можна вважати внутрішнім часом. Її зростання обумовлює відмінність майбутніх подій від минулих, що є невід'ємною властивістю суб'єктивного часу. Виходячи з попередніх міркувань, незалежно від напрямку відрахування фізичного часу, внутрішній час буде завжди спрямований від минулого до майбутнього. При наближенні до стану рівноваги внутрішній час уповільнюється, а фізичний час, відповідно, прискорюється по відношенню до внутрішнього. Внутрішній час ΔS є також універсальним, як і фізичний, з тієї причини, що визначається для кожної системи за однією формулою.

Література

1. Сучасна фізика як новітня натуральна філософія/ О.В. Біловол, Харків: ФОП Панов А,М., 2019. 116 с.

Богдан Дмитро Іванович, к.т.н., доц., ХНАДУ, phd.bogdan@gmail.com,
Єгоров Павло Анатолійович, к.т.н., доц., ХНАДУ, phd.egpavel@gmail.com

ГАЛТУВАННЯ ЯК НЕВІД’ЄМНА ЧАСТИНА ТЕХНОЛОГІЧНОГО ЦИКЛУ ВИРОБНИЦТВА ДЕТАЛЕЙ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРНОЇ РІЗКИ

Останнім часом набули поширення вібраційні методи обробки. Їх застосування сприяє інтенсифікації різних процесів, підвищує якість обробки, рівень механізації та автоматизації багатьох трудомістких робіт, економічну ефективність і продуктивність праці.

Широкі технологічні можливості цього методу у поєднанні з високою продуктивністю на очисних, шліфувально-полірувальних і зміцнювальних операціях ставлять його до найбільш актуальних та перспективних способів обробки та зміцнення деталей машин та приладів. Висока інтенсивність і