Виявлено залежності Cx, Cy від швидкості й числа Рейнольдса й визначений діапазон автомодельності для моделі. Показано, що залежності Cx, Cy від швидкості потоку.

Встановлено, що наявність екрана суттєво впливає на створення притискуючої сили. Таким чином, для гоночних автомобілів дослідження аеродинамічних властивостей елементів кузова необхідно проводити разом з екраном.

Литература

1. Barnard R.H. Road Vehicle Aerodynamic Design: An Introduction [текст] / R.H. Barnard Mechaero Publishing, – 2001. – 286 p. ISBN-13: 978-0954073404
2. Определение аэродинамических характеристик модели гоноч-ного автомобиля «Эстония»: Отчет о НИР (заключит.)/ ЦНИИ; Руководи-тель Ю.Лешина; М. Белянский, Г. ПОчкалов, Шифр темы № Я 677789; Инв.№46773.- Харьков.,1994. -8с.

Біловол Олександр Васильович, к.т.н., доцент, Харківський національний автомобільно-дорожній університет

СТАТИСТИЧНА ТЕРМОДИНАМІКА БЕЗ КАНОНІЧНИХ РОЗПОДІЛЕНЬ

Консервативність фізичної системи передбачає збереження інформації, яка закладена у фазовій густині. За традицією замість інформації, яка є мірою упорядкованності системи, в статистичній фізиці користуються так званою ентропією, яка в протилежність інфомації є мірою неупорядкованності системи. З кількісної точки зору інформація і ентропія повинні бути адитивними функціями фазової густини. Тобто, ентропія системи, яка складається з двох незалежних підсистем, повинна дорівнювати сумі ентропій цих підсистем. Враховуючи, що густина системи при цьому дорівнює добутку густин підсистем, а функція, що переводить добуток у суму, це логарифмічна функція, природно скористатися формулою вперше запропонованою Людвігом Больцманом, за якою ентропія пропорційна середньому значенню логарифма фазової густини:

$$S = -k\int \rho\left(\mathbf{q},\mathbf{p}\right)\ln \rho\left(\mathbf{q},\mathbf{p}\right)dV,$$

де k - довільна певна стала, яка (як буде оказано нижче) дорівнює сталій Больцмана.

Зважаючи на те, що координати і імпульси точок, з яких складається частка, є незалежними одержимо

$$S = -k\int \rho(\mathbf{q})\ln \rho(\mathbf{q})dV - k\int \rho(\mathbf{p})\ln \rho(\mathbf{p})dV,$$

де $\rho(\mathbf{q})$ і $\rho(\mathbf{p})$ - функції розполілу у просторі конфігурацій і просторі імпульсів. Зрозуміло, що елементарний об'єм dV повинен відповідати простору.

Введемо величину, яка характеризує внутрішній стан ситеми, що складається з N часток, і є середнім значенням функції розподілу величини імпульса у розрахунку на одну ступінь вільності,

$$T = \exp\left(-\frac{2}{3N}\int \rho(\mathbf{p})\ln \rho(\mathbf{p})dV \right).$$

Введемо також величину, яка є середнім значенням функції розподілу координат у розрахунку на одну матеріальну точку,

$$v = \exp\left(-\frac{1}{N}\int \rho(\mathbf{q})\ln \rho(\mathbf{q})dV \right).$$

При цьому формула для ентропії набуває вигляду

$$S = \frac{3}{2}kN\ln T + kN\ln v.$$

Порівнюючи її з відповідною формулою для ідеального газу, коли енергією взаємодії між матеріальними точками можна нехтувати порівняно з їх кінетичною енергією, першу з введених величин можна вважати температурою, а другу – об'ємом фізичного простору, що приходиться на одну матеріальну точку.

Використовуючи загальноприйняту термінологію назвемо величину

$$C_V = \frac{3}{2}kN$$

теплоємністю при сталому об'ємі, а величину

$$P = k\frac{T}{v}$$

назвемо тиском.

З формальної точки зору останнє рівняння є термічним рівнянням стану ідеального газу.

Користуючись означенням температури системи можна ввести температури супенів вільності за формулою

$$T_i = \exp\left(-2\int \rho\left(p_i\right)\ln \rho\left(p_i\right)dV\right),$$

які пов’язані з температурою системи співвідношенням

$$T = \sqrt[3N]{\prod_{i=1}^{3N} T_i}.$$

Аналогічно можна ввести об'єми на одну матеріальну точку за формулою

$$v_i = \exp\left(-\int \rho\left(q_i\right)\ln \rho\left(q_i\right)dV\right),$$

які пов’язані з середнім значеням співідношенням

$$v = \sqrt[N]{\prod_{i=1}^{N} v_i}.$$

Температура є у певному розумінні мірою інтенсивності теплового руху. В якості іншої міри інтенсивності теплового руху можна використовувати середню по величині імпульсу кінетичну енергію на одну ступінь вільності

$$\Theta = \frac{2}{3N}\int \frac{p^2}{2m}\rho\left(\mathbf{p}\right)dV,$$

яку також можна назвати температурою.

Для ідеального газу внутрішня енергія

$$E = \int \frac{p^2}{2m}\rho\left(\mathbf{p}\right)dV$$

і калоричне рівняння стану набуває відомого вигляду

$$E = \frac{3}{2}N\Theta.$$

Відповідно, можна ввести температури ступенів вільності

$$\Theta_i = 2\int \frac{p_i^2}{2m}\rho\left(p_i\right)dp_i,$$

пов’язані з температурою системи співвідношеням

$$\Theta = \frac{1}{3N}\sum_{i=1}^{3N}\Theta_i.$$

Щоб з'ясувати зв'язок між температурами T і Θ розглянемо стан близький до термодинамічної рівноваги, коли

$$T \approx T_a = \frac{1}{3N}\sum_{i=1}^{3N}T_i.$$

Тобто, з урахуванням того, що температури Θ_i і T_i є адитивними величинами, які описують тепловий стан системи, маємо

$$\Theta_i = kT_i$$

і, відповідно,

$$\Theta = kT_a,$$

де коефіцієнт пропорційності є універсальною сталою, яка дорівнює сталій Больцмана. З іншого боку довільний коефіцієнт, що входить у формулу ентропії набуває конкретного значення.

У стані наближеному до термодинамічної рівноваги

$$v \approx v_a = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{3N}v_i = \frac{V}{N},$$

де V - об'єм, який займає система у фізичному просторі.

Ентропія ідеального газу набуває вигляду

$$S = \frac{3}{2}kN\ln T_a + kN\ln v_a,$$

тобто є функцією незалежних макроскопічних параметрів E і V.

Диференціал ентропії у випадку квазистатичних процесів

$$dS = \frac{dE}{T_a} + \frac{P}{T_a} dV.$$

Назвемо величину $\delta Q = T_a dS$ кількістю переданої тілу теплоти, а величину $\delta A = PdV$ - роботою сил тиску, і одержимо

$$\delta Q = dE + \delta A.$$

Останнє, як відомо, рівняння називають першим началом термодинаміки або законом збереження енергії.

Література

1. Беловол А.В. Законы механики и универсальные законы природы // Вестник ХНАДУ / Сб. науч. тр. - 2013. – Вып. 60. – с. 148-153.

Воропай Алексей Валериевич, к.т.н., доцент, Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
voropay.alexey@gmail.com

ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ НАГРУЖЕНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ С УЧЁТОМ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ

Зачастую конструкторы сталкиваются с проблемой недостаточной информации о действии нагрузок на механические системы. Особенно серьезные проблемы возникают при нестационарном деформировании элементов конструкций. Закон изменения во времени этих нагрузок может оказывать заметное влияние на процесс нестационарного деформирования и, следовательно, на получаемые результаты расчётов. Поэтому чрезвычайно актуальными являются исследования, связанные с идентификацией динамических контактных нагружений в процессе их косвенных измерений. Их восстановление производится на основе проявлений деформационного характера, регистрируемых, например тензометрическим методом.

По сути, указанная проблематика породила класс, так называемых, обратных нестационарных задач механики деформируемого твёрдого тела. Решение обратных задач идентификации неизвестных нестационарных нагружений при обработке экспериментальных данных может существенно снизить стоимость и время исследований, а иногда частично или полностью заменить реальные исследования специальными вычислительными экспериментами.