

Теорія різницевих схем. Чисельне моделювання процесів гідродинаміки

Оноцький В. В.

22 вересня 2019 р.

Зміст

1 Мета, задачі і проблеми чисельного моделювання. Чисельне моделювання процесів гідродинаміки	1
1.0.1 Мета чисельного моделювання	2
1.0.2 Класифікація задач чисельного моделювання	3
1.1 Використання обчислювальної гідродинаміки	4
1.1.1 Приклади використання	5
1.2 Короткий історичний огляд	6
1.2.1 Гіперболічні рівняння	7
1.2.2 Двокрокові методи	8
1.2.3 Грищенко Олександр Юхимович (1946–2016)	8
1.3 Апроксимація, збіжність і стійкість розв’язків	9
1.3.1 Апроксимація	9
1.3.2 Стійкість	9
1.4 Рівняння руху нестисливої рідини в декартовій системі координат	10
1.4.1 Рівняння руху для фізичних змінних	10
1.4.2 Рівняння переносу вихору й рівняння для функції струму у випадку плоских течій	11
1.4.3 Консервативна форма рівнянь	12
1.4.4 Рівняння в безрозмірних змінних	12
1.4.5 Одновимірні модельні рівняння переносу	13
1.5 Завдання для самостійної роботи	14

1 Мета, задачі і проблеми чисельного моделювання. Чисельне моделювання процесів гідродинаміки

Мета, задачі і проблеми чисельного моделювання. Чисельне моделювання процесів гідродинаміки. Основні закони та рівняння. Дивергентна і недивергентна форми запису системи рівнянь Нав’є-Стокса. Системи обезрозмірювання рівнянь.



Рис. 1: місце чисельного моделювання у моделюванні

Традиційно при **моделюванні** реальних фізичних процесів і проектуванні конкретних пристроїв одночасно використовувались **теоретичні** та **експериментальні** методи дослідження, за допомогою яких визначались основні характеристики процесів. З появою потужних ЕОМ з'явилась можливість використати третій підхід — **обчислювальний експеримент**.

1.0.1 Мета чисельного моделювання

Обчислювальний підхід у моделюванні знайшов своє місце на межі між теоретичним і експериментальним, узявши на себе певну частину функцій як теоретичних, так і експериментальних методів. Іноді він дає змогу замінити високовартісні й довгострокові натурні експерименти чисельним моделюванням процесів на ЕОМ. Інколи такий підхід є єдиним можливим для визначення тих чи інших характеристик процесу. За допомогою чисельного моделювання можна прогнозувати поведінку, а варіюючи параметри — встановлювати нові якості та закономірності протікання досліджуваного процесу, що здебільшого не під силу ані теоретичним, ані експериментальним методам.

Приклад 1.1

Чисельне моделювання доцільно застосовувати у тих випадках, коли досліджувані процеси важко або навіть неможливо моделювати на макетах через їх велику швидкоплинність, надзвичайно малі геометричні розміри досліджуваного об'єкту, багатокomпонентність, надвисокі чи наднизькі тиски та температури середовища, а також в інших складних реальних ситуаціях.

При чисельному моделюванні реальних процесів множина **задач** як об'єкт математичного дослідження, вивчена недостатньо. Задача, в самому загальному розумінні, є ситуацією, яка визначає дії деякої розв'язуючої системи.

Означення 1.2. Розв'язуюча система є основним інструментом чисельного моделювання і класифікується як біологічна, технічна і комбінована система, до складу якої входять люди і автомати (машини).

Ця система повинна мати технічні засоби розв'язування і теоретичні методи побудови розв'язку.

1.0.2 Класифікація задач чисельного моделювання

згідно із системою «людина — автомат» залежно від можливої ситуації така:

- 1) існує один або кілька алгоритмів розв'язування задачі, оформлених у вигляді програми, яка може бути реалізована на ЕОМ;
- 2) не існує програми для ЕОМ, але людина знає, як її побудувати;
- 3) не існує програми і невідомий метод розв'язування задачі.

У першому випадку задача зводиться або до вибору з множини алгоритмів найбільш придатного, або використання єдиного придатного алгоритму. У другому додається процес програмування відомого алгоритму (клас програмування). У третьому виникає задача розробки алгоритму і програми (клас задач синтезу алгоритмів).

Означення 1.3. Якщо, починаючи розв'язувати задачу, людина не знає шляхів розв'язування даного класу задач, то таку задачу називають *проблемною*.

Розв'язування проблемних задач передбачає використання людиною додаткових евристичних засобів, відмінних від алгоритмів і алгоритмічних вказівок.

Означення 1.4. Задачу назвемо *добре визначеною*, якщо для неї існує алгоритм перевірки, який можна застосувати до запропонованого розв'язку.

Означення 1.5. Якщо інформації, що міститься в постановці задачі й самій розв'язуючій системі, достатньо для отримання розв'язку, то така задача є *безпошуковою*.

У пошукових задачах система повинна дістати додаткову інформацію із зовнішнього середовища. Вхідні дані задач поділяються на компоненти, які в умові описані досить повно (те, що дано в задачі), і компоненти, перелічені в умові задачі, але їх повний опис можна дістати лише після розв'язування задачі (те, що треба знайти).

Відповідно до процесу розв'язування задачі поділяються на такі типи:

- 1) задачі *виконання* (задано вхідні об'єкти, процедури; потрібно знайти продукти процесу);
- 2) задачі *відновлення* (задано продукти процесу, процедури; потрібно знайти вхідні об'єкти);
- 3) задачі *перетворення* (задано вхідні об'єкти, продукти процесу; потрібно знайти процедури);

- 4) задачі *конструювання* (відомо продукти із заданими властивостями; потрібно знайти відповідні вхідні дані та процедури).

Зауваження 1.6 — Типовою дією, яку виконує розв’язуюча система, є виділення допоміжних задач або послідовності підзадач, розв’язати які вона може значно простіше, ніж задачу в цілому. Часто такими підзадачами є суттєві задачі, без розв’язування яких неможливо розв’язати основну задачу. Процес виділення підзадач і розгалуження розв’язку в чисельному моделюванні потребує ґрунтовного аналізу і додаткових досліджень впливу похибок розв’язку кожної з підзадач на кінцевий результат.

Означення 1.7. Похибка розв’язку задачі, спричинена впливом похибки розв’язку підзадачі, є *спадковою*.

З позицій обчислювальної математики задачі можна класифікувати як задачі:

- 1) розв’язування рівнянь і систем: алгебраїчних, диференціальних, інтегральних, функціональних;
- 2) дослідження властивостей розв’язків рівнянь і систем: асимптотична поведінка розв’язків; критерії стійкості; знаходження величин, залежних від розв’язків;
- 3) екстремальні задачі з додатковими умовами і без них;
- 4) задачі на відновлення (визначення коефіцієнтів): аналіз Фур’є, інтерполювання, лінійна і нелінійна апроксимація, конформні відображення;
- 5) задачі оцінки значень: обчислення та оцінка значень точних і наближених формул, залишків рядів.

Для ефективного чисельного моделювання складних фізичних процесів система основних рівнянь, яка описує фізичний процес, повинна насамперед досить адекватно його описувати і мати ефективні обґрунтовані чисельні методи розв’язування. Обґрунтування чисельних методів полягає у встановленні існування розв’язку, оцінки його похибки, обчислювальної стійкості алгоритму, його збіжності до точного розв’язку, консервативності, дисипативності, дисперсності та ін.

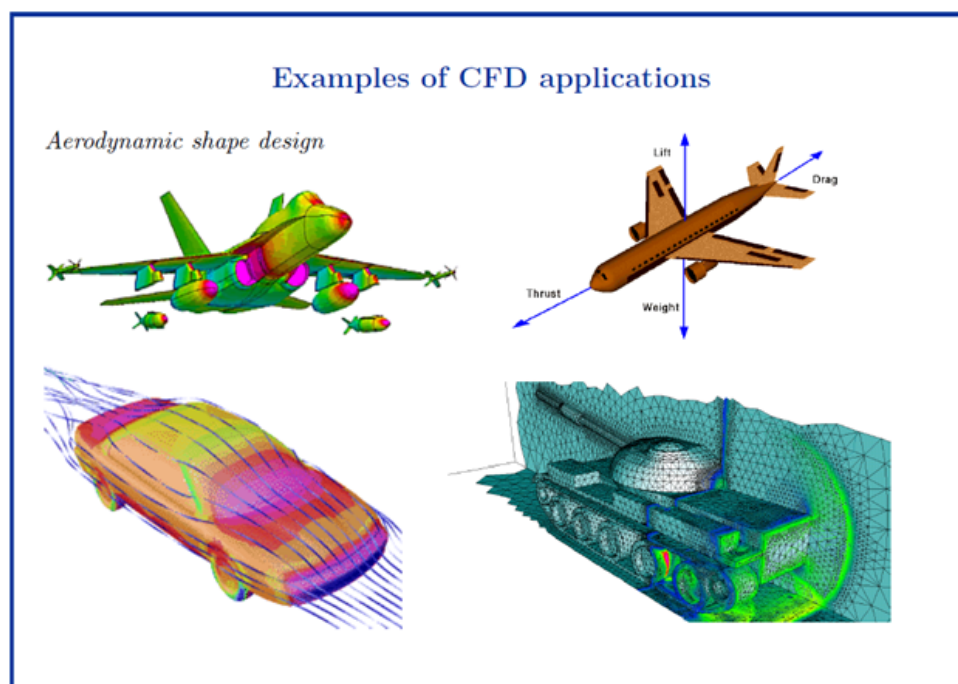
Отже, обчислювальна гідродинаміка є окремою дисципліною, відмінною від експериментальної й теоретичної гідродинаміки, що й доповнює їх. Вона має власні методи, специфічні труднощі й окрему сферу застосування, відкриваючи нові перспективи для вивчення фізичних процесів.

1.1 Використання обчислювальної гідродинаміки

- Аерокосмічна промисловість: аеродинаміка, дизайн крив і лопат, реактивних снарядів і ракет, пасажирських кабін;
- Автомобілебудування: внутрішнє згоряння, збільшення комфорту пасажирів;

- Біологія: дослідження польоту птахів і комах, переміщення риб;
- Біомедицина: серцеві клапани, гідродинаміка кровоносних судин, фільтри й респиратори;
- Будівельна індустрія: проектування мостів, надбудов будинків, великих конструкцій, очищення повітря в приміщеннях, вентиляція, кондиціювання;
- Хімічні технології: перемішування, поділ, хімічне реагування;
- Електроніка: охолодження електронних обладнань;
- Екологія й безпека: контроль промислових відходів і забруднень, протипожежна безпека, захист річкових і морських берегів;
- Кораблебудування: вітрове й хвильове навантаження, силові установки;
- Машинобудування: насоси, вентилятори, теплообмінники;
- Метеорологія: прогноз погоди;
- Океанографія: плин у ріках і океанах;
- Енергетика: бойлери, казани, топлення, посудини тиску, гідравлічні тракти ядерних реакторів;
- Спортивна промисловість: дизайн гоночних автомобілів, яхт і байдарок, велосипедних шоломів, плавальних окулярів, м'ячів для тенісу й гольфа й т.п.
- Турбомашинобудування: турбіни, гідротрансформатори.

1.1.1 Приклади використання



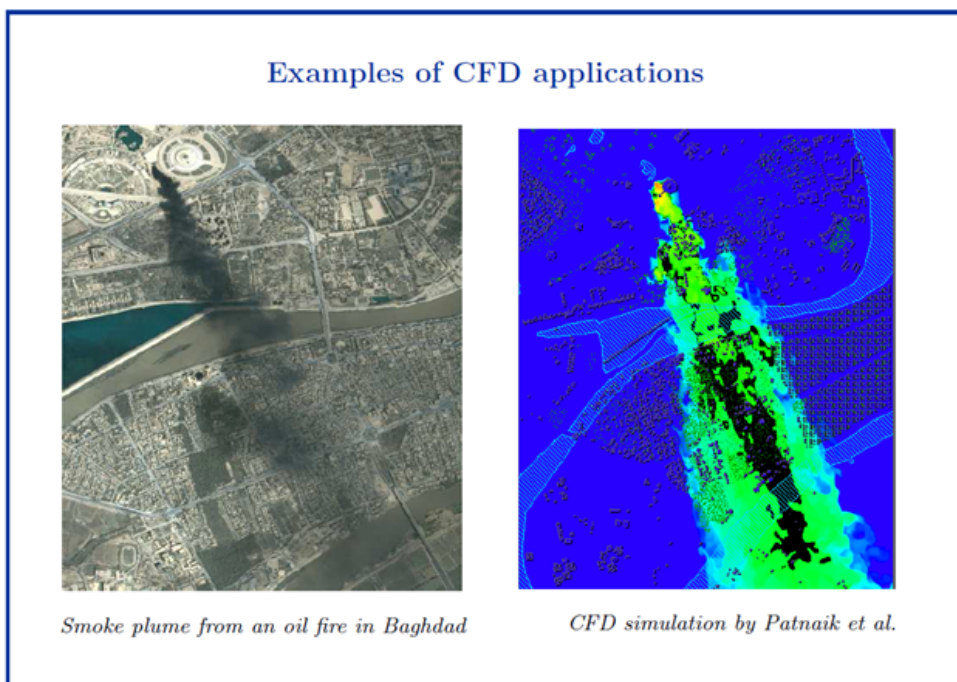
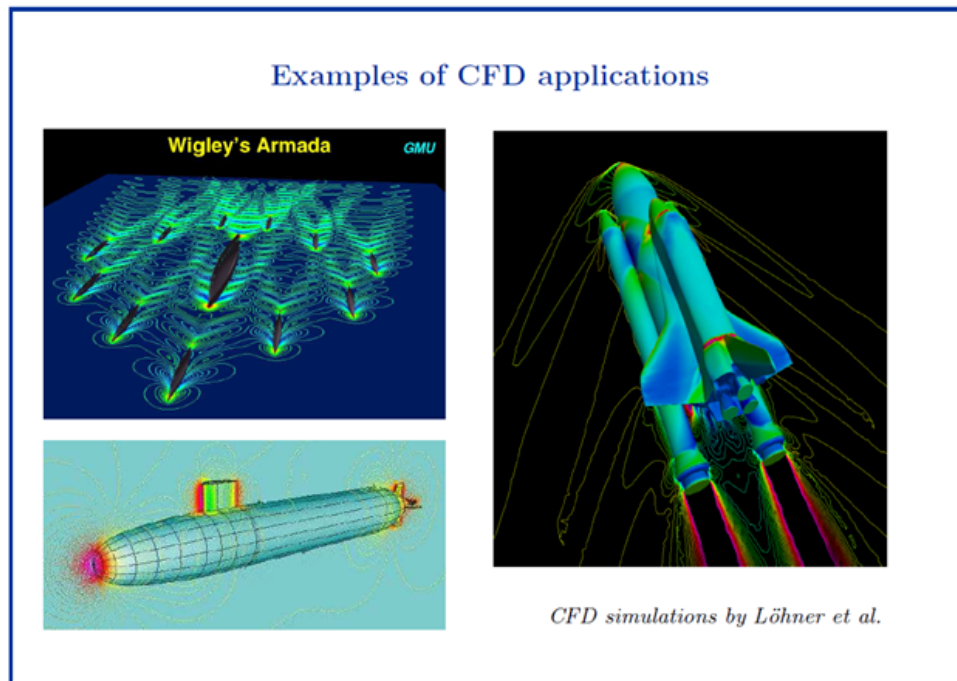


Рис. 2: приклади використання обчислювальної гідродинаміки

1.2 Короткий історичний огляд

1910 р. Л. Річардсон — ітераційні методи розв'язку рівняння Лапласа, бігармонічного рівняння й інших рівнянь, уперше застосував чисельні методи до такої практичної задачі великого масштабу, як визначення напруг у кам'яній дамбі.

- 1918 р. Лібман вдосконалив метод за рахунок використання “нових” значень у вузлах, як тільки вони обчислені.
- 1928 р. Чисельний розрахунок гіперболічних рівнянь; метод характеристик; необхідна умова стійкості Куранта-Фрідрікса-Леві (КФЛ) (число Куранта повинне бути менше одиниці) справедливо для рівнянь гідродинаміки як у лагранжевих, так і в ейлерових змінних; з’явилася класична робота Куранта, Фрідрікса й Леві, що визначила напрямок практичного одержання скінченно-різницевого розв’язків у наступні роки.
- 1933 р. Перший чисельний розв’язок рівнянь у частинних похідних для задач гідродинаміки в’язкої рідини було дано Томом в 1933 р.
- 1938 р. Шортлі й Уеллер розробили вдосконалений варіант методу Лібмана, а також уперше точно визначили й досліджували швидкість збіжності.
- 1946–1948 рр. Саусвелл і Фокс розробили схеми верхньої й нижньої релаксації.
- 1955 р. Аллен і Саусвелл застосували метод релаксації Саусвелла для розрахунків вручну обтікання циліндра в’язкою нестислою рідиною. Були отримані чисельно стійкі розв’язки при числі Рейнольдса, рівному 1000, що перевищує фізичну межу стійкості.
- 1950 р. Франкел (і в 1954 р. незалежно від нього Янг) розробили метод, який згодом став називатися методом послідовної верхньої релаксації (назву запропонував Янг у 1954) або методом оптимальної верхньої релаксації. Франкел помітив також аналогію між ітеративним розв’язком еліптичних рівнянь і розв’язком кроками за часом параболічних рівнянь, що мало важливі наслідки.
- 1953 р. Дюфорт і Франкел — схема “чехарда” для параболічних рівнянь, яка, як і неявні схеми методу напрямків, що чергуються.
- 1955–1956 рр. схеми методу змінних напрямків (Пісмен, Дуглас й Решфорд),
- 1957 р. У першій монографії Ріхтмайєра, що була вагомим внеском у розвиток одномірної нестационарної гідродинаміки, було наведено понад 10 чисельних схем. У багатомірному випадку першим неявним методом був метод Кранка-Ніклсона, опублікований в 1947 р., що й вимагав ітерацій на кожному часовому шарі.
- фон Нейман (Лос-Аламос під час II світової війни) — критерій стійкості параболічних скінченно-різницевого рівнянь; метод дослідження лінеаризованої системи.

1.2.1 Гіперболічні рівняння

- 1960 р. схема Лакса-Вендроффа.
- 1963 р. схема Ріхтмайєра.

1964 р. методи РІС (метод часток в комірках), ЕІС (метод вибуху в гніздах), розроблені Мадером, розмазування стрибків досягається за рахунок уведення кінцевого числа часток, що розраховуються.

1.2.2 Двокрокові методи

- Саульєв В. К. запропонував двокроковий безумовно стійкий алгоритм, в якому в усіх просторових точках сітки на часовому кроці використовується явна схема, а на наступному кроці неявна.
- Ідею двокрокового явно-неявного чисельного “hopscotch” методу, в якому, крім того, тип схем чергується і в просторових точках сітки, запропоновано Шелдоном для ітераційного розв’язування рівняння Пуассона.
- Скала і Гордон використали цю ідею для розв’язування задачі нестационарного обтікання кругового циліндра.
- Гурлі узагальнив її для нестационарного рівняння теплопровідності, довів стійкість.
- В 1987 р. Грищенко О. Ю розробив двокрокові-симетризовані алгоритми (ДС-алгоритми), поширивши ідею “hopscotch” методу на параболізовані лінійні і нелінійні задачі течії в’язкої рідини, переносу; для систем рівнянь першого порядку та систем газової динаміки, а також системи рівнянь Нав’є-Стокса. Ці алгоритми не потребують обернення матриці системи сіткових рівнянь.

1.2.3 Грищенко Олександр Юхимович (1946–2016)

- з 1971 р. працював на кафедрі обчислювальної математики, проф., д.ф.-м.н.
- Опублікував понад 200 наукових та науково-методичних праць
- Був членом спеціалізованої вченої ради із захисту докторських дисертацій КНУ імені Тараса Шевченка, членом редакційної колегії “Журналу обчислювальна та прикладна математика” та головним редактором серії “Прикладна математика” цього ж журналу.
- Основні напрямки теоретичних досліджень пов’язані з
 - проблемами побудови чисельних методів розв’язування крайових задач,
 - чисельного моделювання процесів динаміки та кінетики рідини, газу та плазми,
 - питаннями конструювання різницевих схем та чисельних алгоритмів із заданими властивостями,
 - розробкою чисельних методів, ефективних при розв’язуванні великих задач на багатопроцесорних комп’ютерних системах.
- Результати цих досліджень впроваджувалися:

- при розрахунку та проектуванні фрагменту підземної частини насосної станції каналу Дніпро-Донбас
- моделюванні процесів очищення промислових стоків,
- моделюванні робочих середовищ газодинамічних лазерів високої потужності та в інших прикладних проблемах.

- Нагороди:

- У 1976 році за цикл робіт став лауреатом Премії імені М. Островського ЦК ЛКСМ України в галузі науки, техніки та виробництва.
- У 1978 році нагороджений дипломом третього ступеня МВССО України.
- У 2013 році премією Імені Тараса Шевченка Київського національного університету імені Тараса Шевченка.
- У 2015 році Почесною Грамотою Президії академії педагогічних наук України. Також нагороджений медаллю на честь 1500 річчя міста Києва.

1.3 Апроксимація, збіжність і стійкість розв’язків

1.3.1 Апроксимація

$$\frac{\Delta f}{\Delta x} \xrightarrow{\Delta x \rightarrow 0} \frac{df}{dx}. \quad (1.1)$$

Означення 1.8. *Збіжна скінченно-різницева схема* математично визначається як схема, що дає скінченно-різницевий розв’язок, який збігається до розв’язку диференціального рівняння при прямуванні розміру комірки сітки (Δx) до нуля.

Зауваження 1.9 — Під границею тут розуміється границя всього розв’язку диференціального рівняння, а не просто його окремих членів (похідних).

Означення 1.10. Остання властивість називається *апроксимацією* (Лакс й Ріхтмайер [1956]).

1.3.2 Стійкість

о’Браян, Хаймен і Каплан [1950], а також Едді [1949] визначають стійкість виходячи з росту або загасання помилок округлення. Лакс й Ріхтмайер [1956] дають більш загальне визначення стійкості, установлюючи границю, до якої може зростати будь-який компонент початкових даних у процесі чисельного розрахунків.

Теорема 1.11 (Лакса)

Для системи лінійних рівнянь наявність стійкості є необхідною й достатньою умовою збіжності скінченно-різницевої схеми, що апроксимує систему диференціальних рівнянь.

Теорема 1.12 (критерій стійкості фон Неймана)

Вимагає, щоб найбільше власне значення матриці переходу ітераційної схеми було менше, чим одиниця мінус члени порядку помилки апроксимації.

Лакс й Ріхтмайер [1956] показали, що ця умова є достатньою для стійкості лінійної системи з постійними коефіцієнтами й що у випадку, коли матриця переходу задовольняє одному із трьох наборів властивостей, виконання цього критерію є достатнім також для збіжності.

Зауваження 1.13 — Дослідження лінійних рівнянь і рівнянь із постійними коефіцієнтами недостатньо для встановлення нестійкості. Визначення стійкості є неадекватним, оскільки для достатньо великого числа Рейнольдса при застосуванні стійких схем можуть виникати осциляції, що не мають нічого спільного із точним розв'язком.

1.4 Рівняння руху нестисливої рідини в декартовій системі координат

1.4.1 Рівняння руху для фізичних змінних

Означення 1.14. Рівняння Нав'є-Стокса, що описують рух нестислої ньютонівської в'язкої рідини:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U}, \nabla \vec{U}) = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \vec{U} + \vec{F}, \quad (1.2)$$

або, у 2-вимірному випадку:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \bar{\nu} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2} \right) + f_x, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} + \bar{\nu} \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{y}^2} \right) + f_y, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0. \quad (1.5)$$

Зауваження 1.15 — Риски над буквами означають, що відповідні величини є розмірними. Рівняння записані для фізичних змінних — складових швидкості u , v і тиску p ; властивості рідини характеризуються щільністю ρ і кінематичним коефіцієнтом в'язкості ν .

Ці рівняння засновані на наступних фізичних законах: рівняння 1.3 і 1.4 є проєкціями векторного рівняння кількості руху $F = ma$ (другого закону Ньютона), причому сили в'язкості пов'язані зі швидкістю деформацій лінійним ньютонівським законом для дотичних напружень. Так, з другого закону Ньютона до елементарного об'єму рідини δV масою δm маємо:

$$\delta m \frac{d\vec{U}}{dt} = \delta m \nu \Delta \vec{U} - \delta V \nabla P + \vec{F} \delta m. \quad (1.6)$$

У лівій частині формули — добуток маси δm елементарного об'єму рідини і її прискорення (\vec{U} — швидкість, t — час). У правій частині — діючі на цей обсяг сили: сила в'язкого тертя (ν — кінематична в'язкість), сила, що виникає через різницю тисків P , та інші сили $\vec{F} \delta m$.

Зауваження 1.16 — Рівняння 1.5 виражає закон збереження маси.

Означення 1.17. Наведені рівняння записані в *ейлеровій* системі координат, тобто в нерухливій системі, щодо якої рухається рідина.

1.4.2 Рівняння переносу вихору й рівняння для функції струму у випадку плоских течій

З рівнянь 1.3 і 1.4 можна виключити тиск, продиференціювавши перше з них по y , а друге по x . Визначаючи *вихор* як

$$\bar{\zeta} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}, \quad (1.7)$$

одержуємо *рівняння переносу вихору*, що має параболічний тип:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} &= -\bar{u} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} + \bar{\nu} \left(\frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial y^2} \right) = \\ &= -\vec{U} \cdot (\nabla \bar{\zeta}) + \bar{\nu} \Delta \bar{\zeta}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Використовуючи *субстанціональну похідну* (Лагранжа)

$$\frac{D\varphi}{Dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \varphi, \quad (1.9)$$

це рівняння можна представити так:

$$\frac{D\bar{\zeta}}{Dt} = \vec{U} \Delta \bar{\zeta} \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}} = \bar{u}, \quad \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{x}} = -\bar{v}, \quad (1.11)$$

рівняння 1.7 можна записати як рівняння Пуассона, що має еліптичний тип:

$$\Delta \bar{\varphi} = \bar{\zeta}. \quad (1.12)$$

1.4.3 Консервативна форма рівнянь

Рівняння нерозривності 1.5

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0 \quad (1.13)$$

можна записати через вектор повної швидкості \vec{V} в наступному виді:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0. \quad (1.14)$$

Використовуючи відому тотожність векторної алгебри

$$\nabla \cdot (\vec{V} \bar{\zeta}) = \vec{V} \cdot (\nabla \bar{\zeta}) + \bar{\zeta} (\nabla \cdot \vec{V}) = \vec{V} \cdot (\nabla \bar{\zeta}) \quad (1.15)$$

одержуємо з 1.8 консервативну форму рівняння переносу вихору або *дивергентну форму*

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \bar{t}} &= -\nabla \cdot (\vec{V} \bar{\zeta}) + \bar{v} \Delta \bar{\zeta} = \\ &= -\frac{\partial(\bar{u} \bar{\zeta})}{\partial \bar{x}} - \frac{\partial(\bar{v} \bar{\zeta})}{\partial \bar{y}} + \bar{v} \left(\frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial \bar{y}^2} \right). \end{aligned} \quad (1.16)$$

1.4.4 Рівняння в безрозмірних змінних

Нехай \bar{L} — характерна довжина, а \bar{U}_0 — характерна швидкість задачі.

Приклад 1.18

Якщо \bar{L} — довжина хорди профілю крила й \bar{U}_0 — швидкість потоку, що набігає, то \bar{L}/\bar{U}_0 — час, за який частка потоку, що набігає, проходить увесь профіль.

Уведемо наступні безрозмірні величини:

$$u = \frac{\bar{u}}{\bar{U}_0}, \quad v = \frac{\bar{v}}{\bar{U}_0}, \quad x = \frac{\bar{x}}{\bar{L}}, \quad y = \frac{\bar{y}}{\bar{L}}, \quad \zeta = \frac{\bar{\zeta}}{\bar{U}_0/\bar{L}}, \quad t = \frac{\bar{t}}{\bar{L}/\bar{U}_0}. \quad (1.17)$$

Тоді рівняння 1.16 і 1.12 приймуть вид

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{V} \zeta) + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \zeta, \quad (1.18)$$

$$\Delta \varphi = \zeta, \quad (1.19)$$

де Re — безрозмірний параметр, *число Рейнольдса*,

$$\text{Re} = \bar{U}_0 \bar{L} / \bar{\nu}. \quad (1.20)$$

Таким чином, для будь-якого заданого набору граничних умов течія характеризується одним безрозмірним параметром — числом Рейнольдса.

Для течій з більшими числами Рейнольдса ($Re \gg 1$) конвективний член у рівнянні (1.18) превалює над членом в'язкої дифузії, і в цьому випадку величина \bar{L}/\bar{U}_0 буде являти собою інтервал часу, що фактично характеризує течію. Тоді, наприклад, умова для безрозмірного часу $t = \bar{t}/(\bar{L}/\bar{U}_0)$ буде підходящим критерієм для досягнення стаціонарного стану плинну. Однак течія з малими числами Рейнольдса ($Re \ll 1$) краще характеризуються безрозмірним “дифузійним” часом. Визначаючи такий безрозмірний час як

$$t' = \bar{t}\bar{\nu}/\bar{L}^2, \quad (1.21)$$

а інші безрозмірні величини так само, як в 1.17, одержуємо для функції струму те ж саме рівняння Пуассона 1.19, але рівняння переносу вихору при цьому набуває вигляду

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t'} = -Re \nabla \cdot (\vec{V} \zeta) + \Delta \zeta. \quad (1.22)$$

Величина $\bar{\nu}/\bar{L}^2$ має розмірність часу. Для того щоб оцінити її фізичну значимість як масштабу часу в завданнях з переважною дифузією, досить помітити, що в межі при $Re \rightarrow 0$ рівняння 1.18 стає сингулярним, тоді як рівняння 1.22 поводить ся при цьому добре, а конвективний член зникає. Аналогічно, рівняння 1.18 не має особливості при $Re \rightarrow \infty$, але при цьому зникає дифузійний член 1.22.

1.4.5 Одновимірні модельні рівняння переносу

Рівняння переносу вихору як у неконсервативній, так і в консервативній формі 1.18 є параболічним за часом, містять дві незалежні просторові змінні й пов'язані з еліптичним рівнянням Пуассона для функції гока 1.19 через нелінійні конвективні члени.

- 1) Лінеаризоване одновимірне рівняння з конвективним і дифузійним членами (Аллен [1968], У. Кроулі [1968]), записане або в консервативній формі

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial(u\zeta)}{\partial x} + \alpha \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}, \quad (1.23)$$

або в неконсервативній формі

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \alpha \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}. \quad (1.24)$$

У цих рівняннях ζ моделює вихор або яку-небудь іншу конвективну й дифузійну величину, α — узагальнений коефіцієнт дифузії, відповідний до величини $1/Re$ у рівнянні переносу вихору, u — лінеаризована швидкість конвекції, що не залежить від x , хоча рівняння 1.23 може бути використане й для вивчення ефектів стійкості у випадку, коли $u = u(x)$.

- 2) Рівняння Бюргерса (Бюргерс [1948], Хопф [1950], Родін [1970]):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (1.25)$$

де u розглядається як узагальнена швидкість. Це рівняння зберігає нелінійність рівняння переносу вихору й рівнянь Нав'є-Стокса. Завдяки своїй нелінійності воно може служити модельним рівнянням для вивчення як турбулентності, так і ударних хвиль.

Еквівалентна консервативна форма цього рівняння така:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{u^2}{2} + \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (1.26)$$

Оскільки відомі деякі аналітичні розв'язки рівняння Бюргерса, воно може служити для демонстрації переваг консервативної форми скінченно-різницевого рівнянь,

1.5 Завдання для самостійної роботи

Встановити дивергентність системи рівнянь Нав'є-Стокса, записаних у змінних функція току-вихор. Побудувати систему безрозмірювання для рівняння теплопровідності. Вказати умови, при яких дифузійне розповсюдження тепла переважає конвективне.

Література

- [1] Роуч, *Вычислительная гидродинамика*. Мир, 1980.
- [2] Андерсон and Танненхилл, *Вычислительная гидродинамика и теплообмен*. Мир, 1990.
- [3] Самарский, *Теория разностных схем*. Наука, 1983.