

УДК УДК 533.6.011

РОЗРАХУНОК ТУРБУЛЕНТНИХ ПУЛЬСАЦІЙ ТИСКУ В ПРИМЕЖОВОМУ ШАРІ РАКЕТИ

І. В. Вовк, В. С. Малюга[†]

Інститут гідромеханіки НАН України
вул. Марії Капніст, 8/4, 03057, Київ, Україна

[†]E-mail: v.s.malyuga@gmail.com

Отримано 18.09.2020

У статті розроблено методику чисельного моделювання аеродинамічного обтікання ракети в транс- та надзвуковому режимах польоту. Проведено чисельні розрахунки характеристик такої течії. Зокрема, отримано оцінки розподілу пристінкових пульсацій тиску, що діють на головну частину ракети. Розроблений алгоритм чисельного моделювання належить до класу гібридних напівемпіричних методів. Цей алгоритм розбиває задачу на два етапи. На першому з них чисельно моделюється аеродинаміка транс- та надзвукового обтікання ракети повітрям, розраховуються характеристики турбулентного примежового шару, такі як товщина примежового шару, дотичні напруження на стінці, динамічна швидкість, число Рейнольдса в примежовому шарі, густина повітря на стінці обтічника ракети. На другому етапі на основі напівемпіричних співвідношень проводиться аналіз спектральних щільностей середньоквадратичних значень пульсацій тиску. При моделюванні надзвукового потоку чисельно розв'язуються рівняння руху стисливої рідини, осереднені за Рейнольдсом, які доповнюються рівняннями неперервності. При моделюванні турбулентності використовується стандартна $k-\varepsilon$ модель. У роботі особлива увага приділяється аналізу характеристик турбулентного примежового шару. Для цього поблизу поверхні обтічника будується дуже детальна сітка. Рівняння руху розв'язуються методом скінченних об'ємів. Розраховані характеристики примежового шару використовуються для аналізу спектральних щільностей середньоквадратичних значень пульсацій тиску. Розподіл рівнів турбулентних пульсацій в третинно-октавному частотному діапазоні обчислювався з використанням універсальних напівемпіричних залежностей. Запропонована методика реалізована програмно із застосуванням тулбоксу з відкритим кодом OpenFOAM. У якості солверів (розв'язників) OpenFOAM пропонує sonicFoam і rhoCentralFoam, призначені для моделювання задач транс- і надзвукового ламінарного або турбулентного стисливого потоку. Вони відрізняються між собою базовими алгоритмами. SonicFoam побудовано на основі алгоритму обчислення тиску, а rhoCentralFoam – на основі алгоритму обчислення густини. У даній роботі використовувався солвер sonicFoam. Задача розглядалась у рамках моделі ідеального газу. В розробленій методиці застосовано техніка паралельних обчислень. Розпаралелювання обчислень проводилось на основі протокола MPI і принципу геометричного паралелізму. Розрахунки

проводились на кластерному суперкомп'ютері Інституту кібернетики НАН України.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: *примежовий шар, турбулентні пульсації, надзвукове обтікання ракети, OpenFOAM*

1. ВСТУП

Тіло, що рухається у середовищі з достатньо високою швидкістю породжує звукове поле. Існують різні підходи до розв'язання проблеми чисельних розрахунків генерації звукових полів тілом, що рухається у середовищі. Можна виділити два основних підходи:

- **Прямі методи.** Розв'язується загальна задача про рух стисливого середовища. Розв'язок акустичної задачі отримують безпосередньо, як частину чисельного розв'язку задачі про рух стисливого середовища. Шляхом прямого чисельного моделювання (DNS) або шляхом застосування технології моделювання великих вихорів (LES) безпосередньо розв'язуються рівняння руху стисливого середовища. Звичайно, в ідеалі найбільш точний результат міг би дати підхід DNS. У цьому випадку, взагалі, не було б необхідності в моделюванні, якби структури будь-яких масштабів могли бути розв'язані чисельно на побудованій сітці. Проте, на практиці на сьогодні у більшості тривимірних задач, що викликають інтерес дослідників, це неможливо. Такий підхід має наступні недоліки:
 - високі вимоги до потужності комп'ютерів. Із зростанням числа Рейнольдса вимога до потужності комп'ютера зростає як Re^3 . На даному рівні розвитку комп'ютерної техніки навіть з урахуванням бурхливого розвитку кластерних суперкомп'ютерів, яке спостерігається протягом останніх років, цей факт сильно обмежує можливості застосування методів DNS у тривимірних задачах при великих швидкостях потоку.
 - проблема різних масштабів, яка властива будь-яким задачам розрахункової аерогідроакустики. По-перше, акустичні збурення малі порівняно зі значеннями гідродинамічних величин. По-друге, при малих числах Маха швидкість руху середовища набагато менша швидкості поширення звуку в цьому середовищі.
- **Гібридні методи.** Ці методи зводяться до розщеплення задачі на дві окремі проблеми: генерація звуку і поширення звуку. У рамках розв'язання першої проблеми розв'язується гідродинамічна задача про течію середовища і описуються коливальні процеси, що виникають в ній, які і генерують звукове поле. Для цього використовуються наступні методи:
 - класичні методи обчислювальної гідромеханіки (CFD), які дозволяють розв'язати проблему визначення джерел звуку. Це можуть бути методи LES і DNS для нестисливого або стисливого середовища.
 - CFD метод, згідно з яким джерело звуку не розв'язується, а реконструюється. Згідно з цим підходом осереднені турбулентні характеристики потоку

обчислюються з рівнянь Рейнольдса (рівнянь Нав'є–Стокса, осереднених за Рейнольдсом, RANS). Потім на основі цієї осередненої за часом інформації реконструюються характеристики турбулентної течії, які являються джерелами звукових коливань. Потім ці величини використовуються як джерельні члени при розв'язанні акустичної задачі. Такі методи завжди залежать від емпіричних співвідношень і, відповідно, належать до класу напівемпіричних методів [1].

- гібридний LES/APE метод [2, 3]. Використовується LES метод в комбінації з рівняннями акустичних збурень (acoustic perturbation equations, APE), які були запропоновані Ewert і Schroder в роботах [2, 3]. LES використовується для розв'язання гідродинамічної задачі про нестационарну течію. Потім використовується акустична аналогія, що базується на лінеаризованих APE рівняннях, для описання випромінювання звуку. Негативною властивістю такого підходу є вимога високих комп'ютерних потужностей.

Після ідентифікації джерел звуку в гідродинамічно активній зоні, можна переходити до другого етапу гібридних методів, а саме, дослідження поширення генерованих звукових хвиль в дальньому полі. Тут також є вибір між двома альтернативними підходами:

- використовувати чисельні методи розв'язання лінеаризованих рівнянь перенесення Ейлера (LEE) або хвильового рівняння. Такий підхід подібний до методів CFD в тому розумінні, що необхідно розв'язувати рівняння в частинних похідних в усьому полі від меж області, де знаходяться гідродинамічні джерела, до спостерігача. Проте, такий підхід значно простіший ніж прямі методи, оскільки LEE рівняння, так само, як і хвильове рівняння є лінійними. Отже, дискретизація таких рівнянь істотно простіше, ніж дискретизація повних рівнянь перенесення в прямих методах, а чисельні схеми працюють значно стабільніше. Крім того, чисельні схеми дозволяють легко досягти низької схемної (штучної) дифузії і дисперсії. На межі між областю, де здійснюється моделювання акустичного поля (CAA domain), і областю гідродинамічних розрахунків (CFD domain) розв'язок гідродинамічної задачі використовується в якості граничної умови для акустичної задачі.
- Аналітичний підхід використовує інтегральну форму рівнянь, що описують поширення акустичних хвиль. Це або поверхневий інтеграл Кірхгоффа, або рівняння Фокс Вілльямса–Хокінгса. В цьому випадку звуковий тиск в точці спостереження розраховується шляхом інтегрування джерельного члена по поверхні (це може бути або фізична поверхня, або поверхня, що оточує гідродинамічне джерело звуку) і, можливо, інтегрування за об'ємом у випадку рівняння Фокс Вілльямса–Хокінгса.

Доступні в даний момент підходи до розв'язання прикладних задач можна упорядкувати від найбільш витратних DNS до гібридних підходів, які розв'язують осереднені за часом рівняння руху для отримання характеристик ближнього поля і потім на основі отриманих даних про характеристики ближнього поля розв'язують рівняння, що описують поширення хвиль в дальнє поле. У книзі [1] відомі методи чисельного розрахунку

звукового поля, генерованого потоком рідини, що набігає на тверде тіло, представлені схематично (див. стор. 12 [1]). Слід зазначити, що і в наші дні триває розробка нових методів і модернізація вже існуючих методів CFD і САА.

Впродовж останніх десятиліть обчислювальна гідромеханіка (CFD) особливо активно розвивається. З появою і розвитком кластерних суперкомп'ютерів і технологій паралельного програмування CFD методи починають грати все більш важливу роль в прикладних задачах, що мають конкретні застосування в індустрії. Проте, можливості застосування методів CFD в задачах про генерацію звуку вимагають окремого обговорення. Далеко не всі методи CFD можуть бути корисні в такому класі задач. Наприклад, в обчислювальній гідромеханіці при дослідженні турбулентних течій часто розв'язують осереднені по Рейнольдсу (осереднені за часом) рівняння Нав'є–Стокса (RANS), які не залежать від часу. А задачі про генерацію звуку потоками (задачі аерогідроакустики) мають справу з полями, які за означенням залежать від часу. Щоб виник звук, необхідно, щоб потік змінювався у часі. Ось чому в задачах про генерацію звуку потоками часто доводиться розвивати і застосовувати більш складні і витончені методи.

Прямі методи розв'язання задачі генерації звуку потоком полягають у розв'язанні стисливих рівнянь Нав'є–Стокса шляхом прямого чисельного моделювання (DNS). Для дискретизації просторових похідних у рівняннях руху використовується компактна скінченнорізницева схема шостого порядку, описана [4]. Для інтегрування за часом використовується метод Рунге–Кутта четвертого порядку. Така комбінація схем дає дуже малу дисперсію і чисельну дисипацію, що дозволяє проводити досить точні розрахунки поширення хвиль. Ця схема використовувалась при розв'язанні задач про генерацію звуку в шарах змішування і струменях. Схема дозволяє отримувати значення акустичних полів з флуктуаціями швидкості на п'ять порядків менше за величиною, ніж флуктуації швидкості у ближньому полі [5]. Очевидно, що оскільки застосовані схеми просторової дискретизації мають шостий порядок точності, дискретизація проводилася на структурованій сітці.

Прямі методи, що базуються на схемі Lele [4], використовувались в цілому ряді робіт, опублікованих співробітниками Каліфорнійського технологічного інституту, в яких досліджувалась проблема нестійкості потоку над прямокутною порожниною, розташованою в площині, включаючи і акустичні поля, генеровані такою течією. Тут можна послатися на дисертаційні роботи [6, 7], де можна знайти також огляд великої кількості робіт на цю тему. Звичайно, прямі методи використовувались і в інших роботах. Наприклад, чисельне моделювання широкосмугового шуму в надзвукових струменях розпочинається з робіт [8, 9]. Коректне розв'язання всіх масштабів турбулентної течії в DNS вимагає, щоб дискретизовані рівняння розв'язувались на надзвичайно дрібних сітках, оскільки розміри найдрібніших турбулентних масштабів зменшуються із зростанням числа Рейнольдса. Це призводить до того, що для тривимірних потоків час чисельних розрахунків є пропорційним третьому степеню числа Рейнольдса. Оскільки в більшості випадків течії, що викликають інтерес з точки зору технічних застосувань, характеризуються високими числами Рейнольдса, очевидно, що на цьому етапі розвитку комп'ютерної техніки використання DNS для чисельного моделювання прикладних турбулентних потоків може собі дозволити лише дуже обмежене коло дослідників, що мають доступ до найбільш потужних суперкомп'ютерів світу. Крім того, при використанні DNS для розрахунку акустичних полів в дальньому полі необхідно обирати ве-

личезну розрахункову область, яка повинна на порядки перевищувати розмір області гідродинамічного процесу, який генерує акустичне поле. Очевидно, що виконання цих двох умов одночасно для складних тривимірних течій буде важковирішуваною проблемою не лише для сьогодення, але і в найближчі десятиліття. В роботі [10] представлені оцінки обчислювальних ресурсів, необхідних для розрахунку обтікання типового цивільного літака чи автомобіля з використанням усіх відомих методів розрахунку турбулентних течій, починаючи від напівемпіричних методів, що базуються на осереднених за Рейнольдсом рівняннях Нав'є–Стокса (RANS) і закінчуючи повністю вільним від емпіризму методом DNS. Автори стверджують, що на комп'ютері з продуктивністю 1 терафлопс час розрахунку в рамках підходу DNS складатиме 5000 років. А витрати в рамках підходу LES без використання пристінкового моделювання виявляються порівнянні з витратами DNS.

Проте пряме чисельне моделювання звуків, генерованих потоками, проводилося для досить простої геометрії. Це, передусім, вже згадані двовимірні течії над прямокутною порожниною. Пряме чисельне моделювання течії і генерованого звуку проводилося також в роботах [11–20].

В наш час при чисельному розв'язанні акустичних задач найчастіше використовуються **гібридні методи**. Згідно з цим підходом гідродинаміка течії у ближньому полі розраховується з метою визначення флуктуацій швидкості і тиску в потоці. Ці флуктуації і формують джерело акустичних коливань. Акустичні характеристики дальнього поля розраховуються окремо на основі отриманих з гідродинаміки даних про джерело акустичних коливань. Спрощення загальної задачі при її розщепленні на дві окремі гідродинамічну і акустичну задачі виникає з того факту, що величини полів і масштаби довжини в гідродинамічній і акустичній задачах відрізняються на порядки. Отже, методи гідромеханіки, що використовуються при чисельному моделюванні потоку, і методи акустики, що використовуються при розрахунках звукових полів, можуть сильно відрізнитися за точністю і за вимогами до комп'ютерних ресурсів. Обговоримо тепер детальніше методи, що застосовуються при розв'язанні окремо гідродинамічної і акустичної задачі.

Як вже було зазначено вище, методи DNS при чисельному моделюванні течії можуть бути реально застосовані лише при досить малих числах Рейнольдса і в досить простій геометрії, наприклад, при розрахунку простих двовимірних течій. Тому на практиці при розрахунках в досить складних областях і при великих числах Рейнольдса часто застосовують підхід RAS (осереднення рівнянь Нав'є–Стокса по Рейнольдсу), використовуючи диференціальні моделі турбулентності, такі як k - ε або k - ω моделі. В рамках цього підходу обчислюються характеристики турбулентного потоку. А вже на основі відомих характеристик турбулентного потоку проводять оцінку випромінюваного потоком звуку. Такий підхід дозволяє оцінити амплітуду турбулентних флуктуацій швидкості, але оскільки цей метод надає дослідникові лише осереднені за часом характеристики потоку, необхідно робити додаткові припущення про статистичні характеристики турбулентності при обчисленні звукового поля. Одна з перших спроб зв'язати оцінки статистичних властивостей осередненої за часом турбулентної течії з моделлю звукового поля, що базувалась на акустичній аналогії, були зроблені в роботі [21]. У роботах [22–25] також використовувався підхід RAS і k - ε модель турбулентності для обчислення поля потоку при чисельному моделюванні турбулентних струменів і випро-

мінюваного ними звуку.

В роботі [26] зазначено, що такий підхід є найменш вимогливим до комп'ютерних потужностей. Обтікання пасажирського літака при високих числах Рейнольдса вимагає розрахункової сітки 10^7 комірок. У той час як застосування прямого чисельного моделювання (DNS) в задачі про обтікання літака при великих числах Рейнольдса вимагає розрахункової сітки 10^{16} комірок.

Слід зазначити, що описаний вище гібридний метод, який базується на використанні техніки RAS, показує добрі результати при розрахунку широкосмугових звуків, генерованих течіями з розвиненою турбулентністю, наприклад, турбулентними струменями. Проте у багатьох випадках дослідників цікавить не стільки широкосмуговий шум турбулентного струменя, скільки тональні звуки, генеровані при натіканні струменя або потоку на тверду перешкоду. Це можуть бути, наприклад, виступи на поверхні тіла, що обтікається, з яких відбувається зрив примежового шару. Такі тональні звуки генеруються не турбулентними пульсаціями швидкості і тиску, а автоколиваннями, викликаними періодичними рухами великих вихрових структур. В цьому випадку технологія RAS, що дає нам лише осереднені за часом характеристики, є занадто грубою. Виникає необхідність застосовувати складніші методи, що дозволяють отримувати інформацію не лише про осереднені характеристики полів але і досліджувати процес еволюції і періодичних рухів великих вихорів.

Метод, який найкращим чином підходить для такого класу задач, який дозволяє розраховувати великомасштабні флуктуації, що дають найбільший вклад в акустичне поле, це метод LES (метод великих вихорів). У роботі [27] використовувалась техніка DNS для розрахунку шарів змішування, що розвиваються у часі. Ці дані використовувались для чисельної оцінки генерованого звукового поля. Розрахунок звукового поля проводився на основі акустичної аналогії Лайтхілла і великомасштабної моделі для реалізації аналогії Філіпса [28]. Також використовувався LES фільтр для визначення вкладу великих вихорів в генероване звукове поле. При високих числах Рейнольдса цей метод дозволяє розраховувати рухи великих вихрових структур в турбулентних течіях, а вплив на течію дрібних вихрових структур моделювати. Слід зазначити, що при дуже великих числах Рейнольдса, наприклад, при розрахунку шуму надзвукових струменів використання LES може бути дуже проблематичним, оскільки така технологія є вимогливішою до комп'ютерних ресурсів, ніж розглянута вище технологія RAS. При розгляді турбулентних потоків в області без стінок легко оцінити потрібну просторову роздільну здатність. У роботі [29] розраховувався турбулентний струмінь при $Re = 8.7 \cdot 10^6$. Автор прийшов до висновку, що сітки з числом вузлів $2.1 \cdot 10^9$ вистачає для акуратного розрахунку шуму струменя з використанням LES. У роботі [30] розрахунок турбулентного струменя проводився при $Re = 10^5$. Розрахункова сітка, використана при розрахунках, містила 12 мільйонів вузлів. Ближнє поле, отримане з використанням LES, далі використовувалося при розрахунку дальнього акустичного поля по методу Фокс Вілльямса–Хокінгса. Автори отримали хороший збіг з експериментальними результатами. В роботах [31–33] ми проводили розрахунки тривимірної течії при обтіканні сфери. Ми розглядали тільки докритичні режими обтікання, тобто режими при яких відбувається відрив ламінарного примежового шару, який вже після відриву від поверхні сфери розривається спочатку на кільця, а потім і повністю турбулізується. Число Рейнольдса такої течії, визначене за діаметром сфери складало $Re = 10^4$. Розрахункова сітка скла-

далась з 8 мільйонів елементарних комірок. Цього було цілком достатньо для того, щоб досягти хорошого збігу отриманих результатів з експериментальними і розрахунковими даними, опублікованими іншими авторами. Звичайно, існують ще й закритичні режими, коли відривається вже турбулентний примежовий шар і потім знову переприєднується до поверхні сфери. У цьому режимі генероване звукове поле представляє собою широкосмуговий шум турбулентного потоку. Для таких режимів було б недостатньо сітки в 8 мільйонів елементарних комірок, а використання детальнішої сітки вимагало б залучення більшої кількості розрахункових ядер. Проте, в цій роботі нас цікавив не стільки широкосмуговий шум, скільки тональні звуки в спектрі звукового сигналу, які генеруються великими вихровими структурами, що взаємодіють з поверхнею сфери. У докритичному режимі такими структурами є кільця, які періодично утворюються за сферою в примежовому шарі, який щойно відірвався, і потім зносяться потоком вниз за течією.

Хоча технологія LES вимагає залучення великих комп'ютерних потужностей і на даний момент вона все ще не є технічно доступною і популярною серед багатьох дослідників, проте поява і розвиток в останні десятиліття потужних кластерних суперкомп'ютерів, а також розвиток технології розпаралелювання комп'ютерних програм робить методи LES набагато доступнішими. В усякому разі наші дослідження показують, що потужностей наявного на даний момент у розпорядженні Національної академії наук кластерного суперкомп'ютера Skit було достатньо, щоб розраховувати за технологією LES тривимірні течії при значеннях числа Рейнольдса $Re = 10^4$. Крім того, технологія LES є дуже перспективною на найближчі десятиліття. Який би величезний крок вперед не зробили розробники сучасних суперкомп'ютерів, розрахунки складних тривимірних турбулентних течій прямими методами DNS поки мають дуже туманні перспективи. Хоча, як було вже сказано вище, технологія DNS успішно застосовується для досить простих двовимірних течій.

Таким чином, в рамках гібридних методів загальна методологія розрахунку дальнього звукового поля, генерованого потоком, яка використовується у багатьох роботах, полягає в розрахунку нестационарного потоку у ближньому полі з використанням техніки DNS або LES і подальшому розрахунку дальнього акустичного поля з використанням акустичної аналогії. При цьому джерельні члени визначаються великомасштабними флуктуаціями потоку у ближньому полі. При використанні сіткових методів акустика дальнього поля розраховується у великій області, розміри якої на порядки перевищують розміри області джерела. Отже, і сітка для розрахунку акустичного поля буде набагато грубішою за сітку, використану для розрахунку потоку у ближньому полі. При цьому можливе застосування різних чисельних методів для розрахунку акустичного поля. Детальне обговорення основних підходів розрахунку акустичних полів можна знайти в [1].

Як відомо, під час руху ракети в повітряному середовищі корпус ракети зазнає впливу пульсацій тиску. Ці пульсації тиску породжуються рядом джерел, шум від яких значно зростає зі збільшенням швидкості польоту. В першу чергу до таких джерел слід віднести силову установку, реактивний струмінь якої є потужним джерелом акустичних коливань. В другу чергу це різні структурні нерегулярності поверхні обтічника, що призводять до появи зон відривних течій. І в третю чергу джерелом пульсацій тиску є турбулентний примежовий шар, який виникає в безпосередній близькості до поверхні

корпусу ракети. При великій дозвуковій і тим більше надзвуковій швидкості польоту ракети, а також при достатній гладкості її обтічника турбулентний примежовий шар стає основним джерелом пульсацій тиску на поверхні головної частини ракети.

В турбулентному примежовому шарі спостерігається випадкове поле інтенсивних аеродинамічних пульсацій тиску (псевдозвукових пульсацій). Ці псевдозвукові пульсації, безумовно, чинять деструктивний вплив на головну частину ракети, викликаючи вібрації корпусу. Пристінкові пульсації тиску турбулентного примежового шару сприймаються зовнішніми акустичними датчиками і інтерпретуються як широкосмугові аеродинамічні шуми, що характеризуються суцільним спектром [34, 35]. Статистичний розподіл їх амплітуд близький до нормального. Відомо, що при збільшенні товщини примежового шару зростає інтенсивність низькочастотних складових за рахунок зниження інтенсивності високочастотних. Отже, оскільки по мірі збільшення відстані від носової точки обтічника уздовж корпусу зростає товщина примежового шару, то і в спектрі пульсацій тиску зростає частка низькочастотних складових. Домінуючу роль часто відіграють, так звані, псевдозвукові складові, які не дають внесок в формування дальнього акустичного поля. Таким чином, при оцінці шумів обтікання в центрі уваги дослідника має бути не акустичне випромінювання через середовище, а картина в ближньому полі тиску, що визначається рівнями турбулентних пристінкових пульсацій.

Виходячи з вищезначеного, для розрахунку акустичного поля ракети нами розроблено наступний гібридний підхід. На першому етапі чисельно моделюється аеродинаміка ракети. Для моделювання аеродинаміки чисельно розв'язується рівняння стисливої рідини, осереднені за Рейнольдсом, які доповнюються рівнянням неперервності. Для цього використовується солвер `sonicFoam` з тулбоксу з відкритим кодом `OpenFOAM`. Таким чином, можна розрахувати параметри турбулентного примежового шару біля поверхні головної частини ракети. На другому етапі, знаючи параметри турбулентного примежового шару, можна розрахувати за відповідними емпіричними формулами [34] акустичне поле, породжене цим примежовим шаром. Дану роботу присвячено чисельному моделюванню пульсацій тиску в примежовому турбулентному шарі на головній частині ракети, які є джерелом, що породжує акустичне поле.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ПРО ТУРБУЛЕНТНЕ ОБТІКАННЯ РАКЕТИ

Отже, ракета рухається у повітряному середовищі у надзвуковому діапазоні швидкостей. Будемо досліджувати пульсації тиску в пристінковому примежовому шарі головної частини ракети. В подальшому ми розглядаємо потік в системі координат, зв'язаній з ракетою. Тобто, ми вважаємо, що ракета покоїться нерухомо, а на неї набігає потік зі швидкістю рівною швидкості руху ракети. Для обраних значень надзвукової швидкості набігаючого потоку чисельно моделюється обтікання всієї ракети, включаючи і перехідний відсік, і маршовий двигун. Повітря, яке обтікає ракету, вважається в'язким і стисливим. Особливу увагу при розрахунках приділяється аналізу турбулентного примежового шару. Розрахунок пульсацій тиску в примежовому шарі проводиться тільки для головної частини ракети. З розрахунку визначаються параметри примежового шару, які входять в спектральні щільності пристінкових пульсацій тисків.

Геометрія ракети та її головної частини, включаючи обтічник, представлена на [Рис. 1](#). При аеродинамічних розрахунках обтічник вважається абсолютно жорстким.

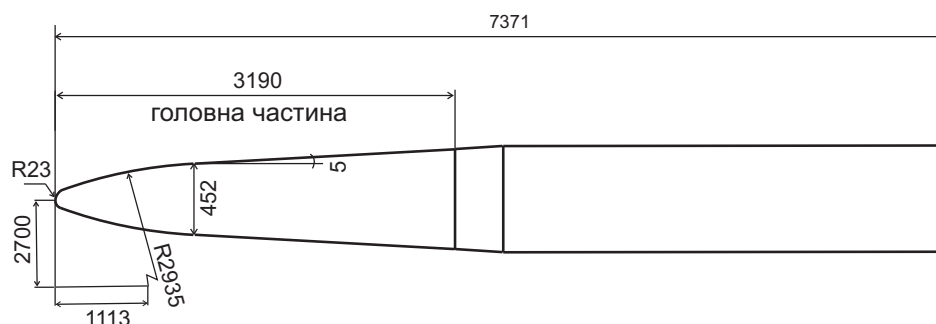


Рис. 1. Геометрія головної частини ракети

Головна частина ракети складається зі сфери радіуса $R = 23$ мм, яка з'єднується з поверхнею, перетин якої визначається колом з радіусом $R = 2935$ мм. Потім ця поверхня з'єднується з усіченим конусом, який з'єднується з циліндром. Довжина головної частини ракети $d = 3.19$ м.

При розрахунках було прийнято такі параметри атмосфери: статичний тиск $p = 10^5$ Па, густина повітря $\rho = 1.2$ кг/м³, динамічна в'язкість повітря $\mu = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Па·с, температура $T = 300$ К, питома теплоємність повітря $C_p = 1005$ Дж/(кг·град), число Прандтля $Pr = 0.7$, показник адіабати $\gamma = 1.4$. Розрахунки проводилися для наступних швидкостей потоку $U_\infty = 650$ м/с, 690 м/с, 1035 м/с, 1380 м/с. З метою скорочення часу розрахунків задача розглядалась як осесиметрична.

3. МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ ОБТІКАННЯ РАКЕТИ

Для чисельного моделювання надзвукової турбулентної течії довкола обтічника ракети використовувався тулбокс з відкритим кодом OpenFOAM [36, 37]. Для розпаралелювання обчислень використовувався інтерфейс передачі повідомлень MPI. Обчислення проводилися на кластерному суперкомп'ютері СКІТ Інституту кібернетики НАН України.

Для моделювання аеродинаміки використовуються рівняння стисливої рідини осереднені за Рейнольдсом, які доповнюються рівняннями нерозривності. Метод усереднення за Рейнольдсом (RAS) полягає в заміні випадково змінюваних характеристик потоку сумами осереднених і пульсаційних складових:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) . \quad (1)$$

Тут і надалі величини, осереднені за часом, позначено рискою зверху, а пульсаційні складові – штрихом. З урахуванням цієї декомпозиції рівняння Нав'є–Стокса можна записати в наступному вигляді:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}}) = \mathbf{g} + \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}}) - \nabla \cdot (\rho \mathbf{R}), \quad (3)$$

де усереднений тензор напружень $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ для ньютонівських рідин подається у вигляді:

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = - \left(p + \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \right) \mathbf{I} + \mu (\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T) . \quad (4)$$

Використовуючи співвідношення

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = \text{tr}(\nabla \bar{\mathbf{u}}) = \text{tr}((\nabla \bar{\mathbf{u}})^T), \quad (5)$$

тензор напружень представляється у вигляді

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = -p\mathbf{I} + \mu \left[\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} \text{tr}((\nabla \bar{\mathbf{u}})^T) \mathbf{I} \right] = -p\mathbf{I} + \mu [\nabla \bar{\mathbf{u}} + \text{dev}((\nabla \bar{\mathbf{u}})^T)]. \quad (6)$$

де оператор dev визначається наступним чином:

$$\text{dev}(\phi) = \phi - \frac{2}{3} \text{tr}(\phi) \mathbf{I}. \quad (7)$$

У правій частині рівнянь (3) тензор напружень Рейнольдса визначається наступним чином:

$$\mathbf{R} = \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'}. \quad (8)$$

Далі тензор рейнольдсових напружень розкладається на ізотропну і девіаторну анізотропну частини:

$$\mathbf{R} = \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'} = \frac{2}{3} k \mathbf{I} + \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'} - \frac{2}{3} k \mathbf{I}, \quad (9)$$

де k – кінетична енергія турбулентності, визначена наступним чином

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'} = \frac{1}{2} \text{tr}(\mathbf{R}). \quad (10)$$

Анізотропна частина тензора рейнольдсових напружень бере участь у перенесенні імпульсу, а ізотропна частина може бути додана до усередненого тиску. Це приводить до наступного представлення рівняння переносу імпульсу:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}}) = \mathbf{g} - \nabla \bar{p}' + \nabla \cdot (\mu \nabla \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot [\mu \text{dev}((\nabla \bar{\mathbf{u}})^T)] - \nabla \cdot (\rho \mathbf{R}_{dev}), \quad (11)$$

де

$$\mathbf{R}_{dev} = \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'} - \frac{2}{3} k \mathbf{I}, \quad (12)$$

$$\bar{p}' = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k. \quad (13)$$

Співвідношення (13) визначає осереднені пульсації тиску.

При використанні підходу RAS сімейство моделей турбулентності дає можливість апроксимації девіаторної анізотропної частини тензора рейнольдсових напружень \mathbf{R}_{dev} . У даній роботі ми використовували k - ε модель, яка найчастіше використовується в інженерних задачах. Особливості використання цієї моделі при розрахунку турбулентних потоків докладно описані в [38]. Ця модель ґрунтується на концепції вихрової в'язкості і належить до класу лінійних моделей вихрової в'язкості. Наведемо загальні міркування для даного класу моделей турбулентності.

Відповідно до гіпотези Буссінеска тензор турбулентних напружень можна визначити подібно до тензора в'язких напружень через градієнти усередненого поля швидкості з

новими емпіричними константами. Девіаторна анізотропна частина тензора напружень вважається пропорційною тензору усереднених швидкостей деформації з нульовим слідом:

$$-\rho \mathbf{R}_{dev} = -\overline{\rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'} + \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} = \mu_t \left[2\mathbf{S} - \left(\frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \mathbf{I} \right], \quad (14)$$

де \mathbf{S} – симетричний тензор

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla (\bar{\mathbf{u}})^T), \quad (15)$$

а μ_t – динамічна вихрова в'язкість. Тоді (14) можна переписати у вигляді

$$-\rho \mathbf{R}_{dev} = \mu_t (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla (\bar{\mathbf{u}})^T) + \mu_t \left(\frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \mathbf{I}. \quad (16)$$

Тоді рівняння збереження імпульсу набуває вигляду

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}}) = \mathbf{g} - \nabla \bar{p}' + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot [\mu_{eff} dev ((\nabla \bar{\mathbf{u}})^T)], \quad (17)$$

де μ_{eff} – ефективна динамічна вихрова в'язкість, що представляє собою суму ламінарної і турбулентної складових:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t. \quad (18)$$

В рамках використовуваної в даній роботі k - ε моделі кінетична енергія турбулентності і швидкість її дисипації описуються наступними двома рівняннями, відповідно [38]

$$\frac{D}{Dt} (\rho k) = \nabla \cdot (\rho D_k \nabla k) + G_k + G_b - \rho \varepsilon + S_k, \quad (19)$$

$$\frac{D}{Dt} (\rho \varepsilon) = \nabla \cdot (\rho D_\varepsilon \nabla \varepsilon) + \frac{C_1 \varepsilon}{k} (G_k + C_3 G_b) - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon. \quad (20)$$

А кінематична турбулентна в'язкість задається співвідношенням [38]

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (21)$$

Тут слід зазначити, що той варіант k – ε моделі, який імплементовано у тулбоксі OpenFOAM, дещо відрізняється від наведеного вище представлення моделі. В OpenFOAM для обчислення кінетичної енергії турбулентності і швидкості дисипації використовуються наступні рівняння:

$$\frac{D}{Dt} (\rho k) = \nabla \cdot (\rho D_k \nabla k) + G_k - \frac{2}{3} \rho (\nabla \cdot \mathbf{u}) k - \rho \varepsilon + S_k, \quad (22)$$

$$\frac{D}{Dt} (\rho \varepsilon) = \nabla \cdot (\rho D_\varepsilon \nabla \varepsilon) + \frac{C_1 G_k \varepsilon}{k} - \left(\frac{2}{3} C_1 - C_{3,RDT} \right) \rho (\nabla \cdot \mathbf{u}) \varepsilon - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon. \quad (23)$$

За замовчуванням в моделі використовуються наступні емпіричні значення коефіцієнтів [38, 39]:

$$C_\mu = 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad C_{3,RDT} = 0, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3. \quad (24)$$

Ініціалізація k і ε проводиться відповідно до наступних співвідношень. Для ізотропної турбулентності кінетична енергія турбулентності і дисипація оцінюються як

$$k = \frac{3}{2} (I|\mathbf{u}_{ref}|)^2, \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{0.75} k^{1.5}}{L}, \quad (25)$$

де I – інтенсивність турбулентності, \mathbf{u}_{ref} – характерна швидкість, L – характерний масштаб довжини.

Таким чином, в рамках даної роботи чисельно розв’язувались рівняння (2), (17), (22), (23). Для просторової дискретизації використовувався мешгенератор з відкритим кодом Gmsh. Було згенеровано триангулярну сітку зі згущенням вузлів поблизу обтічника ракети. Поблизу головної частини ракети значення $y^+ \simeq 30$, що є цілком прийнятним при використанні підходу RAS. Слід також зазначити, що даний підхід вимагає моделювання поблизу твердої стінки. Пристінкові функції визначаються шляхом задання турбулентної в’язкості на стінці. Дотичне напруження на стінці задається співвідношенням:

$$\tau_{wall} = \mu \frac{y^+ u}{u^+ y} = (\mu + \mu_t) \frac{u}{y}, \quad (26)$$

де

$$\mu_t = \mu \left(\frac{y^+}{u^+} - 1 \right), \quad (27)$$

безрозмірна швидкість, безрозмірна відстань від центроїда найближчої комірки до стінки, дотична швидкість поблизу стінки задані наступними співвідношеннями:

$$u^+ = \frac{u}{u_t}, \quad y^+ = \frac{\rho y u_t}{\mu}, \quad u_t = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}}. \quad (28)$$

В якості солверів OpenFOAM пропонує sonicFoam і rhoCentralFoam, призначені для моделювання задач транс- і надзвукового ламінарного або турбулентного стисливого потоку. Ці розв’язники відрізняються між собою базовими алгоритмами. SonicFoam побудовано на основі алгоритму обчислення тиску (pressure-based), а rhoCentralFoam – на основі алгоритму обчислення густини (density-based). У методі pressure-based рівняння збереження розв’язуються для вихідних змінних ($p, \mathbf{u}, \varepsilon$), густина знаходиться з рівняння стану. У випадку методу density-based рівняння збереження розв’язуються для змінних ($\rho, \rho \mathbf{u}, \rho \varepsilon$), густина розраховується з рівняння неперервності, а тиск – з рівняння стану. Зв’язане обчислення полів у sonicFoam реалізовано за допомогою алгоритму PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) з двокроковим коректором, а в якості залежних змінних використовується тиск і швидкість. У даній роботі для розв’язання поставленої задачі використовувався солвер sonicFoam. Задача розглядалася в рамках моделі ідеального газу.

Для дискретизації конвективних членів в рівнянні збереження імпульсу використовувалася TVD схема, яка імплементована в тулбоксі OpenFOAM (limitedLinearV 1). У рівнянні переносу для k і ε конвективні члени було дискретизовано за звичайною зустрічнопоточною схемою (upwind). Для дискретизації дифузійних членів використовувалася звичайна центрально-різницева схема.

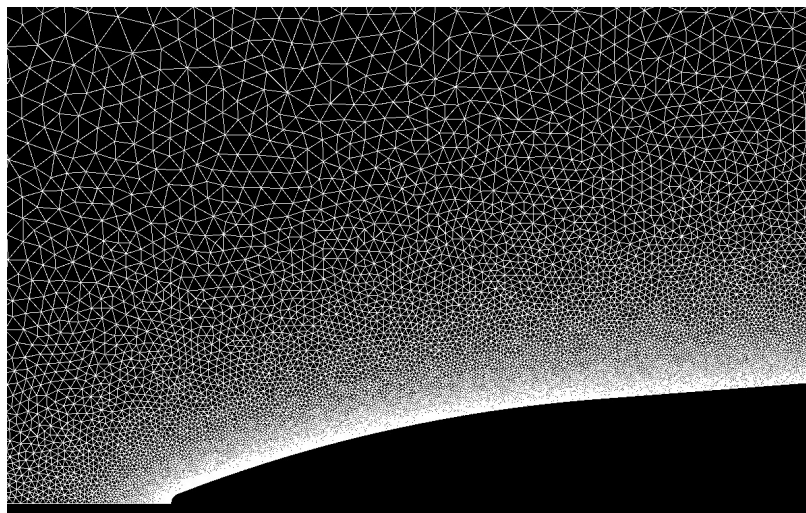


Рис. 2. Розрахункова сітка поблизу поверхні обтічника. Загальна кількість комірок 420 тисяч

Як вже було зазначено вище, генерація сітки проводилася за допомогою мешгенератора з відкритим кодом Gmsh. Розрахунки проводилися на триангулярній сітці, що представлена на [Рис. 2](#). Перед побудовою сітки слід приблизно оцінити товщину прирежового шару. Для цього скористаємося підходом [40]. Перш за все, розраховується число Рейнольдса Re_l зі співвідношення:

$$Re_l = \frac{U_\infty \rho_w d}{\mu}, \quad (29)$$

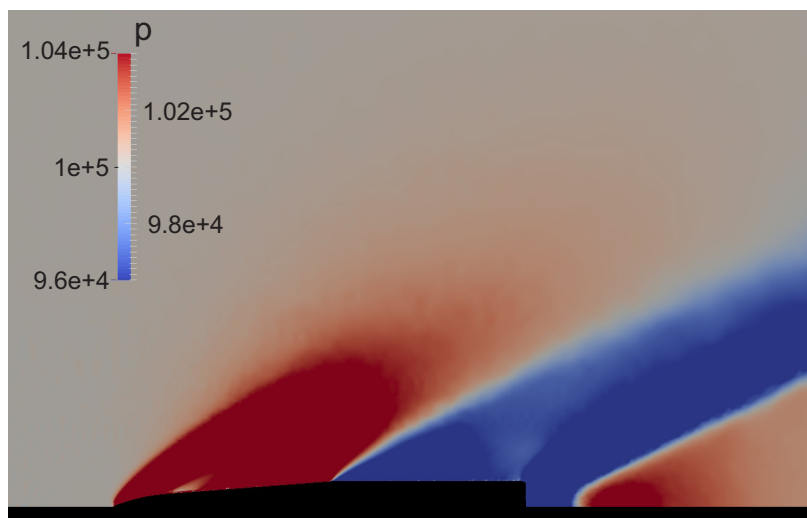
де μ – динамічна в'язкість; d – довжина обтічника; ρ_w – густина повітря на стінці обтічника. Товщину прирежового шару можна оцінити за допомогою співвідношення:

$$\delta = 5 \frac{d}{\sqrt{Re_l}}. \quad (30)$$

Товщину прирежового шару для кожного розглянутого випадку наведено в [Табл. 1](#). Тут слід зазначити, що, звичайно, в кожній точці на поверхні головної частини ракети буде своє значення ρ_w і, відповідно, свої значення Re_l і δ . Тому для того, щоб отримати оціночні значення параметрів турбулентного прирежового шару для головної частини ракети в цілому, ми проводили осереднення цих величин по поверхні головної частини.

На [Рис. 3а](#) представлено загальну картину поля тиску (для випадку $U_\infty = 650$ м/с). Видно стрибки ущільнення. Видно, що навколо головної частини ракети формується область високого тиску. Причому на початку конусної частини видно світлу пляму, що відповідає меншому тиску. Зона зниженого тиску формується навколо циліндричної частини ракети. На деякій відстані за ракетою, приблизно рівному діаметру ракети, знову формується зона високого тиску. На [Рис. 3б](#) представлено поле тиску поблизу носової частини обтічника. Видно сформований прирежовий шар. Також видно, що після точки з'єднання носової сфери з іншою частиною обтічника відбувається різке розширення прирежового шару.

На [Рис. 4а](#) представлена загальна картина величини поля швидкості. Видно різку зміну величини швидкості при проходженні через стрибок ущільнення. На [Рис. 4б](#)



а



б

Рис. 3. Поле тиску:

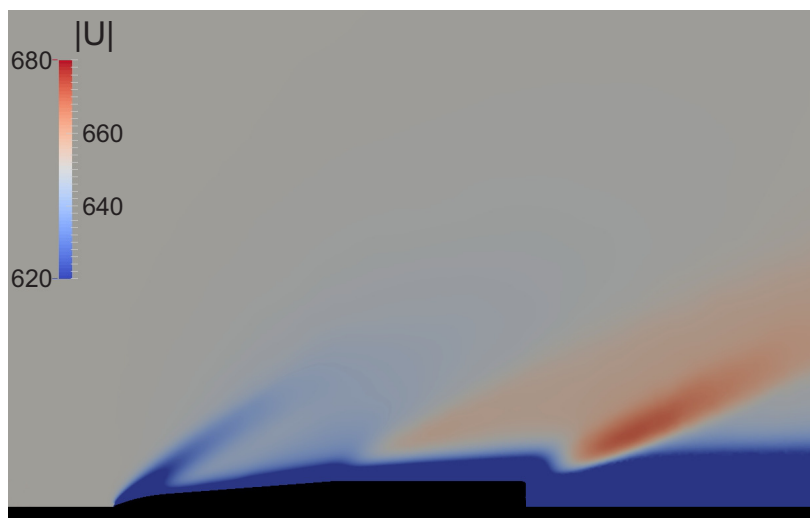
а — загальна картина, б — поблизу носової частини обтічника

представлено поле величини швидкості поблизу носової частини обтічника. Знову видно різку зміну примежового шару за точкою з'єднання носової сфери і решти обтічника.

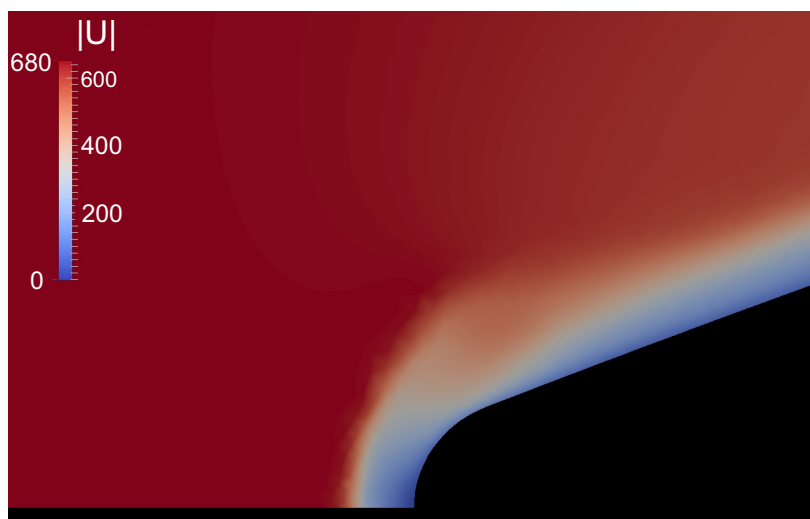
Згідно (13) осереднені пульсації тиску визначаються кінетичною енергією турбулентності k . На Рис. 5 представлено поле k поблизу носової частини обтічника. Видно різке збільшення значень кінетичної енергії турбулентності в примежовому шарі обтічника.

4. РОЗРАХУНОК ПРИСТІНКОВИХ ТУРБУЛЕНТНИХ ПУЛЬСАЦІЙ ТИСКУ

Для розрахунку спектральних густин пристінкових турбулентних пульсацій необхідно спочатку розрахувати параметри турбулентного примежового шару. Для розрахунку напруження тертя на стінці τ_w можна використати утиліту постпроцесингу



а



б

Рис. 4. Поле швидкості:

а — загальна картина, б — прилежовий шар поблизу носової частини обтічника

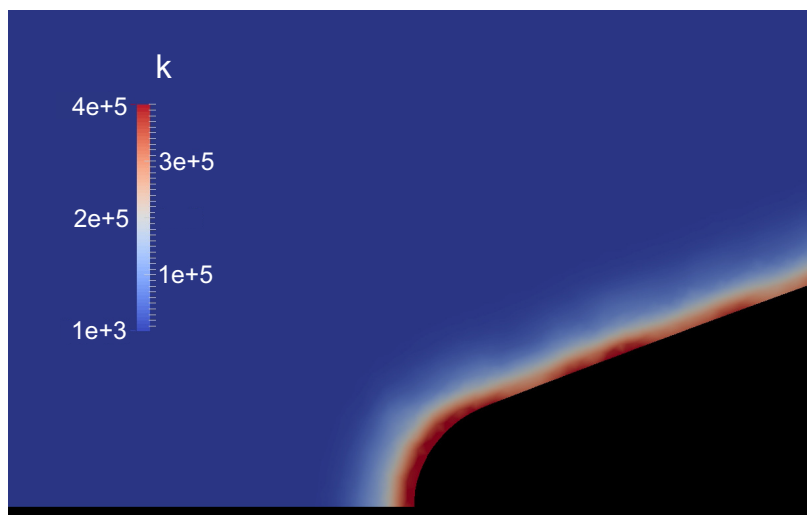
«wallShearStress», яка імплементована в OpenFOAM. Для розрахунку густини поблизу стінки ρ_w можна скористатися відповідною функцією «rhoFunc», яка задається у файлі controlDict.

Тепер нескладно розрахувати динамічну швидкість

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (31)$$

і число Рейнольдса в прилежовому шарі

$$\text{Re}_\tau = \frac{\delta U_\tau}{\nu_w}, \quad (32)$$

Рис. 5. Поле кінетичної енергії турбулентності k поблизу носової частини обтічника

де коефіцієнт кінематичної в'язкості ν_w розраховувався за наступним співвідношенням $\nu_w = \mu/\rho_w$. Результати розрахунку параметрів прилежого шару поблизу обтічника представлені в Табл. 1.

Табл. 1. Параметри прилежого шару, осереднені по поверхні головної частини ракети

| U_∞ , м/с | δ , м | τ_w , Па | U_τ , м/с | Re_τ | ρ , кг/м ³ |
|------------------|----------------------|---------------|----------------|--------------------|----------------------------|
| 650 | $1.24 \cdot 10^{-3}$ | 492.47 | 18.15 | $1.789 \cdot 10^3$ | 1.440 |
| 690 | $1.18 \cdot 10^{-3}$ | 548.50 | 18.75 | $1.822 \cdot 10^3$ | 1.486 |
| 1035 | $9.42 \cdot 10^{-4}$ | 2593.0 | 40.96 | $3.277 \cdot 10^3$ | 1.564 |
| 1380 | $7.81 \cdot 10^{-4}$ | 3419.6 | 43.19 | $3.160 \cdot 10^3$ | 1.706 |

5. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКУ СМУГОВИХ РІВНІВ ПРИСТІНКОВИХ ПУЛЬСАЦІЙ ТИСКУ, ЩО ДІЮТЬ НА ГОЛОВНУ ЧАСТИНУ РАКЕТИ

Акустичні навантаження на поверхні обтічника ракети є випадковими по простору і часу полями пульсацій тиску (псевдозвукових пульсації). Внаслідок турбулентності течії миттєві значення пульсацій тиску змінюються випадковим чином у просторі і у часі. Тому їх опис вимагає імовірнісного підходу. Поля пульсацій тиску на поверхні ракети можна вважати статистично стаціонарними у часі і ергодичними процесами [34]. Ергодичність дозволяє замінити осереднення за ансамблем осередненням за часом.

Спектри турбулентних пульсацій тиску, зареєстровані на поверхні ракети в області частот, де не виявляються перешкоди, можна віднести до типу спектрів «часового білого шуму». Тому для спектральної щільності є справедливим співвідношення [34]:

$$\Phi(\omega) = \frac{\overline{p^2(\Delta\omega)}}{\Delta\omega}, \quad (33)$$

де $\Delta\omega$ – величина приросту кругової частоти в октавних смугах частот. Цю формулу можна переписати в наступному вигляді:

$$\overline{p^2(\Delta\omega)} = \Phi(\omega) \cdot \Delta\omega. \quad (34)$$

Величина спектральної щільності $\Phi(\omega)$ визначається з параметрів турбулентного примежового шару на підставі експериментального аналізу, представленого в [34]. Знаючи функцію $\Phi(\omega)$ і обчислюючи $\Delta\omega$ з граничних частот третинно-октавних фільтрів [41], з (33) визначаємо середньоквадратичні значення пульсацій тиску. Середньоквадратичне значення пульсацій тиску розраховуємо в децибелах (дБ) на підставі наступного співвідношення:

$$\bar{r} = 10 \cdot \lg \frac{\overline{p^2(\Delta\omega)}}{p_0^2}, \quad (35)$$

де $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па.

В роботі [34] наведено емпіричні формули для безрозмірної спектральної щільності пристінкових пульсацій. Наведемо тут універсальну двопараметричну форму представлення безрозмірної спектральної щільності пристінкових пульсацій тиску турбулентного примежового шару:

$$\frac{\Phi(\omega)}{\rho_w^2 U_\tau^3 \delta} = \frac{\alpha (1 + \gamma^3)^{1/3}}{[1 + 8\alpha^3 \text{St}_\tau^2]^{1/3} + \alpha \text{Re}_\tau (1 + \gamma^3)^{1/3} [\text{St}_\tau / \text{Re}_\tau]^{10/3}}, \quad (36)$$

де $\alpha = 0.01$, $\gamma = \text{Re}_0 / \text{Re}_\tau$, $\text{St}_\tau = \omega \delta / U_\tau$ – число Струхалія. Цю формулу було використано при розрахунках спектральної щільності $\Phi(\omega)$.

Формулу (36) можна отримати й іншим шляхом. Для визначення частотних розподілів пристінкових пульсацій тиску \bar{p}^2 досить скористатися критерієм подібності спектрів, згідно з яким їх безрозмірна спектральна щільність при заданих турбулентних числах Рейнольдса і Струхалія має вигляд [41]:

$$F(\text{Re}_\tau, \text{Sh}_\tau) = \frac{\Phi(\omega)}{\rho_w^2 U_\tau^3 \delta} = \frac{U_\tau}{\tau_w^2 \delta} \Phi(\omega) = \frac{\alpha \beta}{[1 + 8\alpha^3 \text{St}_\tau^2]^{1/3} + \alpha \beta \text{Re}_\tau [\text{St}_\tau / \text{Re}_\tau]^{10/3}}, \quad (37)$$

де $\beta = (1 + \gamma^3)^{1/3}$.

Таким чином, алгоритм обчислення середньоквадратичних значень пульсацій тиску полягає в наступному. За емпіричною формулою (36) обчислюємо спектральну щільність пристінкових пульсацій тиску турбулентного примежового шару $\Phi(\omega)$. Потім, за формулою (34) обчислюємо середньоквадратичне значення пульсацій тиску. Потім, за формулою (35) перераховуємо отримані значення в децибели.

Результати розрахунку спектра середньоквадратичних значень пульсацій тиску в третинно-октавному діапазоні частот для різних значень швидкостей польоту ракети наводяться в Табл. 2. У першому стовпчику таблиці наводяться значення частот, для яких розраховуються середньоквадратичні значення пульсацій. У наступних стовпчиках наводяться пульсації для різних значень швидкостей польоту ракети.

Дані Табл. 2 зображено графічно на Рис. 6. Видно, що середньоквадратичні значення пульсацій тиску є монотонною функцією від частоти, зростаючи на високих частотах. Але якщо на малих частотах середньоквадратичні значення пульсацій тиску

Табл. 2. Розподіл середньоквадратичних значень пульсацій тиску в залежності від частоти

| Частота (Гц) | Рівні середньоквадратичних значень пульсацій тиску (дБ) | | | |
|--------------|---|------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | $U_{\infty} = 650$ м/с | $U_{\infty} = 690$ м/с | $U_{\infty} = 1035$ м/с | $U_{\infty} = 1380$ м/с |
| 31.5 | 105.10 | 105.52 | 113.53 | 114.23 |
| 40 | 106.13 | 106.55 | 114.56 | 115.26 |
| 50 | 106.77 | 107.18 | 115.20 | 115.89 |
| 63 | 108.11 | 108.53 | 116.54 | 117.24 |
| 80 | 109.14 | 109.56 | 117.57 | 118.27 |
| 100 | 109.78 | 110.19 | 118.21 | 118.91 |
| 125 | 110.82 | 111.24 | 119.25 | 119.95 |
| 160 | 112.37 | 112.79 | 120.80 | 121.50 |
| 200 | 112.79 | 113.20 | 121.22 | 121.92 |
| 250 | 113.83 | 114.25 | 122.26 | 122.96 |
| 315 | 115.10 | 115.52 | 123.53 | 124.23 |
| 400 | 116.13 | 116.55 | 124.56 | 125.26 |
| 500 | 116.77 | 117.18 | 125.20 | 125.89 |
| 630 | 118.11 | 118.53 | 126.54 | 127.24 |
| 800 | 119.14 | 119.56 | 127.57 | 128.27 |
| 1000 | 119.78 | 120.19 | 128.21 | 128.91 |
| 1250 | 120.82 | 121.24 | 129.25 | 129.95 |
| 1600 | 122.37 | 122.79 | 130.80 | 131.50 |
| 2000 | 122.79 | 123.20 | 131.22 | 131.92 |

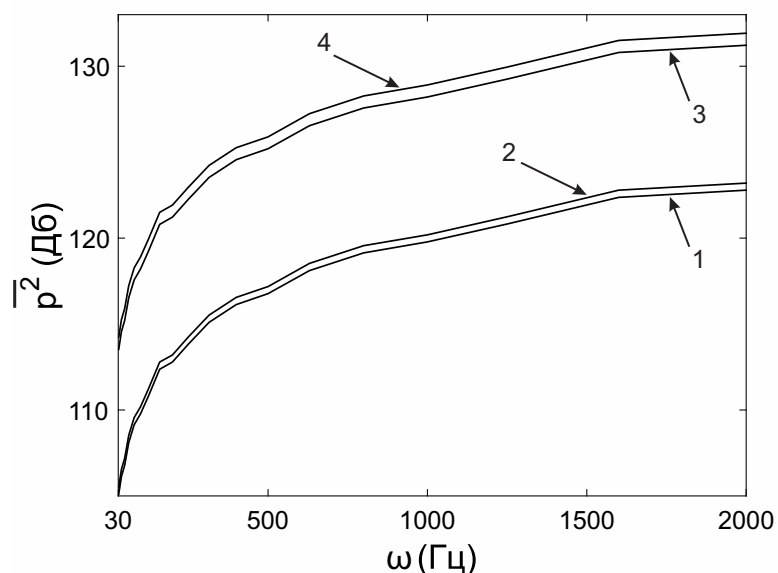


Рис. 6. Розподіл середньоквадратичних значень пульсацій тиску в залежності від частоти:

1 – $U_{\infty} = 650$ м/с, 2 – $U_{\infty} = 690$ м/с, 3 – $U_{\infty} = 1035$ м/с, 4 – $U_{\infty} = 1380$ м/с

сильно залежать від частоти, то при значеннях ω близьких до 2000 Гц функція майже виходить на поличку. Також слід зазначити, що при збільшенні швидкості набігаючого потоку з 690 м/с до 1035 м/с середньоквадратичні значення пульсацій тиску збільшуються приблизно на 8 дБ. А при збільшенні швидкості набігаючого потоку з 1035 м/с до 1380 м/с – лише на 0.7 дБ. Тобто вже при таких швидкостях пульсації тиску на поверхні обтічника ракети слабо залежать від швидкості руху ракети.

6. ВИСНОВКИ

На основі методів обчислювальної аерогідродинаміки розроблено алгоритм розрахунку параметрів аеродинамічного обтікання ракети в транс- та надзвуковому режимі польоту. Зокрема, розраховуються пристінкові пульсації тиску, що діють на головну частину ракети. Запропонований алгоритм належить до класу гібридних методів. Алгоритм розбиває задачу на два етапи. На першому етапі моделюється аеродинаміка надзвукового обтікання ракети повітрям, розраховуються параметри турбулентного примежового шару. На другому етапі проводиться аналіз спектральних щільностей середньоквадратичних значень пульсацій тиску. При моделюванні надзвукового потоку використовується підхід, що базується на осередненні за Рейнольдсом (RAS). При моделюванні турбулентності використовується стандартна k - ϵ модель турбулентності. Особлива увага приділяється аналізу параметрів турбулентного примежового шару. Для цього поблизу примежового шару будується дуже дрібна сітка методу скінченних об'ємів. Розраховані параметри примежового шару використовуються для аналізу спектральних щільностей середньоквадратичних значень пульсацій тисків. Частотний розподіл рівнів турбулентних пульсацій обчислювався з використанням універсальних напівемпіричних залежностей.

Запропонована методика програмно реалізована із застосуванням тулбоксу з відкритим кодом OpenFOAM. В методиці застосовується техніка паралельних обчислень на багатопроцесорних комп'ютерних системах. Розпаралелювання обчислень проводилось на основі принципу геометричного паралелізму. Розрахунки проводилися на кластерному суперкомп'ютері Інституту кібернетики НАН України.

Результати тестування показали перспективу створення сучасної обчислювальної моделі генерації аеродинамічних шумів обтікання, що не залежить від дорогих комерційних програмних продуктів і компонент.

REFERENCES

- [1] C. Wagner, T. Hüttl, and P. Sagaut, Eds., *Large-eddy simulation for acoustics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1017/cbo9780511546143>
- [2] R. Ewert and W. Schröder, “Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering,” vol. 188, no. 2, pp. 365–398, 2003. DOI: [https://doi.org/10.1016/s0021-9991\(03\)00168-2](https://doi.org/10.1016/s0021-9991(03)00168-2)
- [3] R. Ewert and W. Schröder, “On the simulation of trailing edge noise with a hybrid LES/APE method,” vol. 270, no. 3, pp. 509–524, 2004. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2003.09.047>

- [4] S. K. Lele, “Compact finite difference schemes with spectral-like resolution,” vol. 103, no. 1, pp. 16–42, 1992. DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(92\)90324-r](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90324-r)
- [5] T. Colonius, S. K. Lele, and P. Moin, “Sound generation in a mixing layer,” vol. 330, pp. 375–409, 1997. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112096003928>
- [6] C. W. Rowley, *Modeling, simulation, and control of cavity flow oscillations*. Pasadena, CA: California Institute of Technology, 2002. DOI: <https://doi.org/10.7907/G4ZX-KH73>
- [7] G. A. Brès, *Numerical simulations of three-dimensional instabilities in cavity flows*. Pasadena, CA: California Institute of Technology, 2007. DOI: <https://doi.org/10.7907/Z96W988B>
- [8] B. E. Mitchell, S. K. Lele, and P. Moin, “Direct computation of Mach wave radiation in an axisymmetric supersonic jet,” vol. 35, no. 10, pp. 1574–1580, 1997. DOI: <https://doi.org/10.2514/2.15>
- [9] R. R. Mankbadi, R. Hixon, S.-H. Shih, and L. A. Povinelli, “Use of linearized Euler equations for supersonic jet noise prediction,” vol. 36, no. 2, pp. 140–147, 1998. DOI: <https://doi.org/10.2514/2.7495>
- [10] A. V. Garbaruk, M. H. Strelets, and M. L. Shur, *Turbulence modeling in calculations of complex flows*. St. Petersburg: Polytechnic University Publishing House, 2012.
- [11] X. Gloerfelt, C. Bailly, and D. Juvé, “Direct calculation of cavity noise and validation of acoustic analogies,” in *Ageing Mechanisms and Control. Symposium A. – Development in Computational Aero- and Hydro-Acoustics*. Manchester, UK: RTO NATO, 2001, pp. 1–12.
- [12] X. Gloerfelt, C. Bailly, and D. Juvé, “Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods,” vol. 266, no. 1, pp. 119–146, 2003. DOI: [https://doi.org/10.1016/s0022-460x\(02\)01531-6](https://doi.org/10.1016/s0022-460x(02)01531-6)
- [13] X. Gloerfelt, C. Bogey, and C. Bailly, “LES of the noise radiated by a flow over a rectangular cavity,” in *International Workshop on LES for Acoustics*. Göttingen, Germany: ERCOFTAC, 2002, pp. 1–12.
- [14] X. Gloerfelt, C. Bogey, and C. Bailly, “Numerical evidence of mode switching in the flow-induced oscillations by a cavity,” vol. 2, no. 2, pp. 193–217, 2003. DOI: <https://doi.org/10.1260/147547203322775533>
- [15] X. Gloerfelt, C. Bogey, and C. Bailly, “Numerical investigation of the coexistence of multiple tones in flow-induced cavity noise,” in *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Hilton Head, SC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003, pp. 1–12. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2003-3234>

- [16] X. Gloerfelt, C. Bogy, C. Bailly, and D. Juve, “Aerodynamic noise induced by laminar and turbulent boundary layers over rectangular cavities,” in *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Breckenridge, CO: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2002, pp. 1–12. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2002-2476>
- [17] T. Colonius, A. Basu, and C. Rowley, “Numerical investigation of the flow past a cavity,” in *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999, pp. 1–9. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1999-1912>
- [18] T. Colonius, “An overview of simulation, modeling, and active control of flow/acoustic resonance in open cavities,” in *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001, pp. 2–19. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2001-76>
- [19] C. Shieh and P. Morris, “Parallel numerical simulation of subsonic cavity noise,” in *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Bellevue, WA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999, pp. 2–12. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1999-1891>
- [20] C. Shieh and P. Morris, “Parallel computational aeroacoustic simulation of turbulent subsonic cavity flow,” in *6th Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Lahaina, HI: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000, pp. 1–11. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2000-1914>
- [21] T. F. Balsa and P. R. Glibe, “Aerodynamics and noise of coaxial jets,” vol. 15, no. 11, pp. 1550–1558, 1977. DOI: <https://doi.org/10.2514/3.60822>
- [22] C. K. W. Tam and L. Auriault, “Jet mixing noise from fine-scale turbulence,” vol. 37, no. 2, pp. 145–153, 1999. DOI: <https://doi.org/10.2514/2.691>
- [23] G. J. Page, J. J. McGuirk, P. Behrouzi, and M. Hossain, “A CFD coupled acoustics approach for the prediction of coaxial jet noise,” in *Aging mechanisms and control. Part A – Developments in aero and hydro-acoustics*. Manchester, UK: NATO, 2001, pp. 10 (1–11).
- [24] C. Bailly, P. Lafon, and S. Candel, “Computation of subsonic and supersonic jet mixing noise using a modified k - ε model for compressible free shear flows,” vol. 2, pp. 101–112, 1994.
- [25] S. Lemaire, N. Heron, S. Candel, and C. Bailly, “Coaxial-jet-noise predictions from statistical and stochastic source models,” in *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Maastricht, Netherlands: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001, pp. 2–9. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2001-2205>
- [26] J. Schulze, *Adjoint based jet-noise minimization*. Berlin, Germany: Universitätsverlag der TU Berlin, 2013. DOI: <https://doi.org/10.14279/DEPOSITONCE-3574>

- [27] E. Avital, N. Sandham, and K. Luo, “Sound generation using data from direct numerical simulations of mixing layers,” in *Aeroacoustics Conference*. State College, PA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1996, pp. 1–11. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1996-1778>
- [28] O. M. Phillips, “On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers,” vol. 9, no. 1, pp. 1–28, 1960. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112060000888>
- [29] C. Tam, “LES for aeroacoustics,” in *29th AIAA, Fluid Dynamics Conference*. Albuquerque, NM: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1998, pp. 1–6. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1998-2805>
- [30] A. Uzun, G. Blaisdell, and A. Lyrantzis, “3-D Large Eddy Simulation for jet aeroacoustics,” in *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Hilton Head, SC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003, pp. 1–12. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2003-3322>
- [31] V. S. Malyuga, “Numerical modeling of viscous incompressible fluid flow past a sphere,” vol. 15, no. 3, pp. 43–67, 2013.
- [32] I. V. Vovk and V. S. Malyuga, “Sound excitation by the flow past a sphere,” in *Proceedings of the Acoustic Symposium Consonance-2013*. Kyiv, Ukraine: Institute of Hydromechanics of NASU, 2013, pp. 65–70.
- [33] V. S. Malyuga, “Sound generation by the flow around a sphere,” no. 11, pp. 46–52, 2015. DOI: <https://doi.org/https://doi.org/10.15407/dopovidi2014.11.046>
- [34] A. G. Munin, *Aviation acoustics: in 2 parts*. Moscow: Mashinostroenie, 1986.
- [35] K. R. Raman, *A study of surface pressure fluctuations in hypersonic turbulent boundary layers*. NASA CR-2386. Mountain View, CA: Nielsen Engineering and Research, Inc., 1976.
- [36] (2022) OpenFOAM. [Online]. Available: <http://www.opencfd.co.uk/openfoam/>
- [37] H. G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, and C. Fureby, “A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques,” vol. 12, no. 6, pp. 620–633, 1998. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.168744>
- [38] B. E. Launder and D. B. Spalding, “The numerical computation of turbulent flows,” vol. 3, no. 2, pp. 269–289, 1974. DOI: [https://doi.org/10.1016/0045-7825\(74\)90029-2](https://doi.org/10.1016/0045-7825(74)90029-2)
- [39] S. H. E. Tahry, “k-epsilon equation for compressible reciprocating engine flows,” vol. 7, no. 4, pp. 345–353, 1983. DOI: <https://doi.org/10.2514/3.48086>
- [40] H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*. New York: McGraw-Hill, 1955.
- [41] B. M. Efimtsov, “Similarity criteria for the spectra of wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer,” vol. 30, no. 1, pp. 33–35, 1984.

ЛІТЕРАТУРА

- [1] Large-eddy simulation for acoustics / ed. by Wagner C., Hüttl T., Sagaut P. — Cambridge : Cambridge University Press, 2007.
- [2] Ewert R., Schröder W. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering // *Journal of Computational Physics*. — 2003. — Vol. 188, no. 2. — P. 365–398.
- [3] Ewert R., Schröder W. On the simulation of trailing edge noise with a hybrid LES/APE method // *Journal of Sound and Vibration*. — 2004. — Vol. 270, no. 3. — P. 509–524.
- [4] Lele S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution // *Journal of Computational Physics*. — 1992. — Vol. 103, no. 1. — P. 16–42.
- [5] Colonius T., Lele S. K., Moin P. Sound generation in a mixing layer // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1997. — Vol. 330. — P. 375–409.
- [6] Rowley C. W. Modeling, simulation, and control of cavity flow oscillations. — Pasadena, CA : California Institute of Technology, 2002. — 172 p.
- [7] Brès G. A. Numerical simulations of three-dimensional instabilities in cavity flows. — Pasadena, CA : California Institute of Technology, 2007. — 149 p.
- [8] Mitchell B. E., Lele S. K., Moin P. Direct computation of Mach wave radiation in an axisymmetric supersonic jet // *AIAA Journal*. — 1997. — Vol. 35, no. 10. — P. 1574–1580.
- [9] Use of linearized Euler equations for supersonic jet noise prediction / Mankbadi R. R., Hixon R., Shih S.-H., and Povinelli L. A. // *AIAA Journal*. — 1998. — Vol. 36, no. 2. — P. 140–147.
- [10] Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Шур М. Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений. — Санкт-Петербург : Издательство Политехнического университета, 2012. — 88 с.
- [11] Gloerfelt X., Bailly C., Juvé D. Direct calculation of cavity noise and validation of acoustic analogies // *Ageing Mechanisms and Control. Symposium A. – Development in Computational Aero- and Hydro-Acoustics*. — Manchester, UK : RTO NATO. — 2001. — P. 1–12.
- [12] Gloerfelt X., Bailly C., Juvé D. Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods // *Journal of Sound and Vibration*. — 2003. — Vol. 266, no. 1. — P. 119–146.
- [13] Gloerfelt X., Bogey C., Bailly C. LES of the noise radiated by a flow over a rectangular cavity // *International Workshop on LES for Acoustics*. — Göttingen, Germany : ERCOFTAC. — 2002. — P. 1–12.

- [14] Gloerfelt X., Bogey C., Bailly C. Numerical evidence of mode switching in the flow-induced oscillations by a cavity // International Journal of Aeroacoustics. — 2003. — Vol. 2, no. 2. — P. 193–217.
- [15] Gloerfelt X., Bogey C., Bailly C. Numerical investigation of the coexistence of multiple tones in flow-induced cavity noise // 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Hilton Head, SC : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 2003. — P. 1–12.
- [16] Aerodynamic noise induced by laminar and turbulent boundary layers over rectangular cavities / Gloerfelt X., Bogey C., Bailly C., and Juve D. // 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Breckenridge, CO : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 2002. — P. 1–12.
- [17] Colonius T., Basu A., Rowley C. Numerical investigation of the flow past a cavity // 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Washington, DC : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 1999. — P. 1–9.
- [18] Colonius T. An overview of simulation, modeling, and active control of flow/acoustic resonance in open cavities // 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. — Reno, NV : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 2001. — P. 2–19.
- [19] Shieh C., Morris P. Parallel numerical simulation of subsonic cavity noise // 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Bellevue, WA : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 1999. — P. 2–12.
- [20] Shieh C., Morris P. Parallel computational aeroacoustic simulation of turbulent subsonic cavity flow // 6th Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Lahaina, HI : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 2000. — P. 1–11.
- [21] Balsa T. F., Glibe P. R. Aerodynamics and noise of coaxial jets // AIAA Journal. — 1977. — Vol. 15, no. 11. — P. 1550–1558.
- [22] Tam C. K. W., Auriault L. Jet mixing noise from fine-scale turbulence // AIAA Journal. — 1999. — Vol. 37, no. 2. — P. 145–153.
- [23] A CFD coupled acoustics approach for the prediction of coaxial jet noise / Page G. J., McGuirk J. J., Behrouzi P., and Hossain M. // Aging mechanisms and control. Part A – Developments in aero and hydro-acoustics. — Manchester, UK : NATO. — 2001. — P. 10 (1–11).
- [24] Bailly C., Lafon P., Candel S. Computation of subsonic and supersonic jet mixing noise using a modified $k-\varepsilon$ model for compressible free shear flows // Acta Acustica. — 1994. — Vol. 2. — P. 101–112.
- [25] Coaxial-jet-noise predictions from statistical and stochastic source models / Lemaire S., Heron N., Candel S., and Bailly C. // 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Maastricht, Netherlands : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 2001. — P. 2–9.

- [26] Schulze J. Adjoint based jet-noise minimization. — Berlin, Germany : Universitätsverlag der TU Berlin, 2013. — 293 p.
- [27] Avital E., Sandham N., Luo K. Sound generation using data from direct numerical simulations of mixing layers // Aeroacoustics Conference. — State College, PA : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 1996. — P. 1–11.
- [28] Phillips O. M. On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers // Journal of Fluid Mechanics. — 1960. — Vol. 9, no. 1. — P. 1–28.
- [29] Tam C. LES for aeroacoustics // 29th AIAA, Fluid Dynamics Conference. — Albuquerque, NM : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 1998. — P. 1–6.
- [30] Uzun A., Blaisdell G., Lyrintzis A. 3-D Large Eddy Simulation for jet aeroacoustics // 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. — Hilton Head, SC : American Institute of Aeronautics and Astronautics. — 2003. — P. 1–12.
- [31] Малюга В. С. Численное моделирование обтекания сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости // Прикладна гідромеханіка. — 2013. — Т. 15 (87), № 3. — С. 43–67.
- [32] Вовк И. В., Малюга В. С. Возбуждение звука при обтекании сферы // Праці акустичного симпозиуму Консонанс-2013. — Київ : Інститут гідромеханіки НАН України. — 2013. — С. 65–70.
- [33] Малюга В. С. Генерация звука потоком, обтекающим сферу // Доповіді НАН України. — 2015. — № 11. — С. 46–52.
- [34] Мушин А. Г. Авиационная акустика в двух частях. — Москва : Машиностроение, 1986.
- [35] Raman K. R. A study of surface pressure fluctuations in hypersonic turbulent boundary layers. NASA CR-2386. — Mountain View, CA : Nielsen Engineering and Research, Inc., 1976. — P. 80.
- [36] OpenFOAM. — 2022. — Режим доступу: <http://www.opencfd.co.uk/openfoam/> (дата звернення: 2022-06-01).
- [37] A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques / Weller H. G., Tabor G., Jasak H., and Fureby C. // Computers in Physics. — 1998. — Vol. 12, no. 6. — P. 620–633.
- [38] Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. — 1974. — Vol. 3, no. 2. — P. 269–289.
- [39] Tahry S. H. E. k-epsilon equation for compressible reciprocating engine flows // Journal of Energy. — 1983. — Vol. 7, no. 4. — P. 345–353.
- [40] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — Москва : Наука, 1955. — 712 с.

- [41] Ефимцов Б. М. Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давлений турбулентного пограничного слоя // Акустический журнал. — 1984. — Т. 30, № 1. — С. 33–35.

И. В. Вовк, В. С. Малюга

Расчет турбулентных пульсаций давления в пограничном слое ракеты

В статье разработана методика численного моделирования аэродинамического обтекания ракеты в транс- и сверхзвуковом режимах полета. Проведены численные расчеты характеристик такого течения. В частности, получены оценки распределения пристеночных пульсаций давления, действующих на головную часть ракеты. Разработанный алгоритм численного моделирования относится к классу гибридных полуэмпирических методов. Этот алгоритм разбивает задачу на два этапа. На первом из них численно моделируется аэродинамика транс- и сверхзвукового обтекания ракеты воздухом, рассчитываются характеристики турбулентного пограничного слоя, такие как толщина пограничного слоя, касательные напряжения на стенке, динамическая скорость, число Рейнольдса в пограничном слое, плотность воздуха на стенке обтекателя ракеты. На втором этапе на основе полуэмпирических соотношений проводится анализ спектральных плотностей среднеквадратичных значений пульсаций давления. При моделировании сверхзвукового потока численно решаются уравнения сжимаемой жидкости, усредненные по Рейнольдсу, которые дополняются уравнением непрерывности. При моделировании турбулентности используется стандартная $k-\varepsilon$ модель. В работе особое внимание уделяется анализу характеристик турбулентного пограничного слоя. Для этого вблизи поверхности обтекателя строится очень подробная сетка. Уравнения движения решаются методом конечных объемов. Рассчитанные характеристики пограничного слоя используются для анализа спектральных плотностей среднеквадратичных значений пульсаций давления. Распределение уровней турбулентных пульсаций в третьоктавных частотных полосах вычислялось с использованием универсальных полуэмпирических зависимостей. Предложенная методика реализована программно с применением тулбокса с открытым кодом OpenFOAM. В качестве солвера (решателя) OpenFOAM предлагает sonicFoam и rhoCentralFoam, предназначенные для моделирования задач транс- и сверхзвукового ламинарного или турбулентного сжимаемого потока. Они отличаются между собой базовыми алгоритмами. SonicFoam построен на основе алгоритма вычисления давления, а rhoCentralFoam – на основе алгоритма вычисления плотности. В данной работе использовался солвер sonicFoam. Задача рассматривалась в рамках модели идеального газа. В разработанной методике применена техника параллельных вычислений. Распараллеливание вычислений проводилось на основе протокола MPI и принципа геометрического параллелизма. Расчеты проводились на кластерном суперкомпьютере Института кибернетики НАН Украины.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пограничный слой, турбулентные пульсации, сверхзвуковое обтекание ракеты, OpenFOAM

I. V. Vovk, V. S. Malyuga
Evaluation of turbulent pressure pulsations
in the boundary layer of the rocket

The article develops a method of numerical simulation of the aerodynamic flow around the rocket in trans- and supersonic flight modes. Numerical calculations of the characteristics of such a flow are carried out. In particular, estimates of the distribution of near-wall pressure pulsations acting on the rocket head were obtained. The developed algorithm of numerical simulation belongs to the class of hybrid semi-empirical methods. This algorithm divides the problem into two steps. In the first step, the aerodynamics of trans- and supersonic airflow around the rocket is numerically simulated, and the characteristics of the turbulent boundary layer are calculated, such as the boundary layer thickness, the tangential stresses on the wall, the dynamic velocity, Reynolds number in the boundary layer, the air density on the rocket fairing wall. In the second step, the analysis of the spectral densities of the root-mean-square values of the pressure pulsations is performed on the basis of semi-empirical relations. When simulating the supersonic flow, the Reynolds-averaged equations of compressible fluid supplemented by the continuity equation are numerically solved. When modeling turbulence, the standard $k-\varepsilon$ model is used. The paper pays special attention to the analysis of the characteristics of the turbulent boundary layer. For this purpose, a very detailed mesh is built near the surface of the fairing. The governing equations are solved by the finite volume method. The calculated characteristics of the boundary layer are used to analyze the spectral densities of the root-mean-square values of pressure pulsations. The distribution of the turbulent pulsation levels in the third-octave frequency range was calculated using universal semi-empirical dependencies. The proposed technique is implemented using the open-source toolbox OpenFOAM. OpenFOAM offers sonicFoam and rhoCentralFoam as solvers. The solvers are designed to model the problems of trans- and supersonic laminar or turbulent compressible flow. These solvers differ from one another by basic algorithms. SonicFoam is based on a pressure-based algorithm, and rhoCentralFoam is based on a density-based algorithm. SonicFoam solver was used in this work. The problem was considered within the framework of the ideal gas model. The developed method uses the technique of parallel calculations. The parallelization of calculations was performed on the basis of the MPI protocol and the principle of geometric parallelism. The calculations were performed on a cluster supercomputer of the Institute of Cybernetics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

KEY WORDS: *boundary layer, turbulent pulsations, supersonic flow around a rocket, OpenFOAM*