

Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет
Факультет технічних систем та енергоефективних технологій
Кафедра комп'ютерної механіки імені Володимира Марцинковського

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

магістра

на тему

**Числовий аналіз впливу деформацій ущільнювальних кілець
на витратні та ротородинамічні характеристики
лабіринтно-лункових ущільнень**

Виконав: студент групи КМ.м-11
спеціальності 131 Прикладна
механіка

ОПП «Комп'ютерна механіка»

Владислав ІЗЕМЕНКО

Керівник: доц. Андрій
ЗАГОРУЛЬКО

Рецензент Олександр ЧЕРЕВКО

Суми – 2022 р.

РЕФЕРАТ

Кваліфікаційна робота магістра: 93 с., 36 рис., 2 табл., 91 джерел.

ЛАБІРИНТНЕ УЩІЛЬНЕННЯ, ОБЧИСЛЮВАЛЬНА ГІДРОДИНАМІКА, МАСОВІ ВИТОКИ, ФІЗИКА ТЕЧІЇ, ЖОРСТКІСТЬ ТА ДЕМПФІРУВАННЯ, ЧИСЕЛЬНІ МЕТОДИ.

Об'єкт дослідження – газодинамічні процеси, що відбуваються в радіальному зазорі та деформації кілець лабіринтно-лункових ущільнень.

Мета роботи – числовий аналіз впливу деформацій кілець лабіринтного ущільнення на його витратні та ротородинамічні характеристики, визначення витратних характеристик лабіринтно-лункових ущільнень.

Методи дослідження – числовий метод скінченних об'ємів для розв'язання рівнянь газодинаміки, нестационарний метод траєкторій осевого збудження валу для аналізу динамічних характеристик ущільнення та метод скінченних елементів для аналізу деформацій кілець.

Сучасній ущільнювальній техніці ставиться складна, але дуже важлива задача, яка полягає у зменшенні витоків, а також у підвищенні ротородинамічних демпфуючих характеристик безконтактних ущільнень. Для цього використовується цілий ряд демпферних ущільнень: стільникові, з сіткою отворів, кишенькові, лункові ущільнення та лабіринтні. У цій роботі представлені результати використання неявного розділеного підходу для двостороннього FSI. Даний метод застосований до моделі прямого наскрізного лабіринтового ущільнення з чотирма зубами. Також ця робота демонструє розрахунок величини витоків в лабіринтно-лунковому ущільненні, який виконаний за допомогою ОГД моделювання в програмному комплексі Ansys CFX.

ЗМІСТ

	С.
Вступ.....	7
1 Аналіз літератури.....	10
1.1 Лабіринтові ущільнення в реактивних двигунах.....	10
1.2 Попередня робота над лабіринтовими ущільненнями.....	13
1.2.1 Огляд експериментальних досліджень.....	13
1.2.2 Огляд чисельних досліджень.....	18
1.2.3 Огляд теоретичних досліджень.....	22
1.3 Чисельне моделювання FSI – сучасний стан.....	23
1.4 Висновки до першого розділу.....	26
2 Основи обчислювальних процесів в ANSYS.....	27
2.1 Основи лабіринтових ущільнень.....	27
2.2 Обчислювальна гідродинаміка (ОГД).....	31
2.2.1 Основні рівняння рідини.....	31
2.2.2 Статистичні моделі турбулентності.....	32
2.2.3 Метод кінцевого об’єму.....	34
2.3 Обчислювальна механіка твердого тіла.....	36
2.4 Чисельні методи FSI.....	39
2.5 Висновки до другого розділу.....	42
3 Вирішувач FSI.....	43
3.1 Код CFD.....	43
3.2 Кодекс CSM.....	46
3.3 Інтерфейс FSI.....	47
3.4 Коментарі до переважаючих комерційних рішень FSI.....	49
3.5 Висновки до третього розділу.....	50

4 FSI – взаємозв’язок вібрації та сил рідини.....	51
4.1 Числові моделі.....	51
4.1.1 Поле рідини.....	51
4.1.2 Ротор.....	53
4.1.3 Параметри FSI.....	54
4.2 Перевірка CFD.....	55
4.3 Результати та їх обговорення.....	58
4.3.1 Функції потоку.....	58
4.3.2 Модальний аналіз ротора.....	60
4.3.3 Дослідження початкового стану FSI.....	61
4.3.4 Дослідження амплітуди FSI.....	63
4.3.5 Обговорення результатів FSI.....	65
4.4 Висновки до четвертого розділу.....	67
5 Витратні та динамічні характеристики лабіринтно-лункового ущільнення.....	69
5.1 Геометричні параметри, робочі та граничні умови лабіринтно- лункового ущільнення.....	69
5.2 Результати розрахунків та порівняння величини витоків лабіринтно-лункового ущільнення.....	73
5.3 Результати порівняння ротородинамічних коефіцієнтів жорсткості та демпфірування лункового ущільнення.....	79
5.4 Висновки до п’ятого розділу.....	82
Висновки.....	83
Перелік джерел посилання.....	85

ВСТУП

Лабіринтні ущільнення є класичними безконтактними ущільненнями в турбомашинах, таких як компресори, турбіни та насоси. Вони відповідають вимогам герметизації, але допускаються певні витіки. Безконтактні газові ущільнення в реактивних двигунах в основному використовуються для зменшення потоку витікання між компонентами різного тиску, але також вони слугують й запобіганню контакту ротора зі статором. Оскільки ротор обертається з дуже високою швидкістю, будь-який контакт між ротором і статором може призвести до пошкодження ущільнення, погіршення його характеристик і, зрештою, відмови двигуна.[1]

Недавні дослідження лабіринтних ущільнень в основному зосереджені на експериментальних та чисельних дослідженнях витоків, теплопередачі, динамічних ефектів ротора, конфігурацій ущільнень та втрат потужності ущільнення. Робляться також певні зусилля щодо теоретичного вивчення цих питань.

Для визначення ротординамічних коефіцієнтів широко використовуються чисельні методи. Щоб обчислити сили рідини, потрібне тривимірне CFD моделювання. Порівняно з методами об'ємного потоку, результати CFD показали нижчий прогноз дестабілізуючих сил. Однак чисельні результати не були підтверджені результатами жодних тестів. CFD-симуляція також значно допомагає дослідникам отримати уявлення про потік, пов'язаний зі складними конфігураціями ущільнень. Були також деякі спроби застосувати чисельні дослідження ефектів теплопередачі, де домінують експериментальні дослідження. Чисельні результати показали чудову збіжність з результатами тестування.

Усі розглянуті вище ефекти включають взаємодію рідина-структура (FSI). Проте більшість робіт, знайдених у літературі, спрямовані на розв'язання таких проблем із застосуванням незв'язаних підходів. Наприклад,

вібрацію, спричинену рідиною, зазвичай вивчають за допомогою ротординамічних моделей, які припускають рівняння руху для ротора та використовують сили рідини для визначення коефіцієнтів рівняння. Однак структурні впливи на поле рідини повністю нехтуються. У деяких експериментальних дослідженнях спостерігалися відцентрові та термічні ефекти FSI.

Майже всі існуючі дослідження вводять деякі припущення, щоб відокремити складні проблеми FSI. Але через те, що в реальності рідина та структура мають сильний вплив одна на одну, насправді необхідне повністю пов'язане моделювання. Дана робота зосереджена на чисельних дослідженнях різних ефектів FSI в лабіринтних та лабіринтно-лункових ущільненнях. У всіх симуляціях використовується повністю пов'язаний підхід FSI.

Поставлені наступні задачі:

1. Огляд конструкцій, результатів числових та експериментальних досліджень лабіринтних ущільнень.
2. Аналіз числових методів розв'язування задачі гідропружності в CFD програмах.
3. Розрахунок дослідження витратних та динамічних характеристик лабіринтно-лункового ущільнення в програмі ANSYS CFX.
4. Числовий аналіз впливу деформацій кілець лабіринтного ущільнення на його витратні та ротородинамічні характеристики.

Предмет дослідження: витратні та динамічні характеристики лабіринтно-лункового ущільнення.

Об'єкт дослідження: газодинамічні процеси, що відбуваються в радіальному зазорі та деформації кілець лабіринтно-лункових ущільнень.

Методи дослідження: числовий метод скінченних об'ємів для розв'язання рівнянь газодинаміки, нестационарний метод траєкторій осевого збудження валу для аналізу динамічних характеристик ущільнення та метод скінченних елементів для аналізу деформацій кілець.

Робота складається із п'яти розділів:

У першому розділі розповідається про сфери використання безконтактних ущільнень та про попередньо проведені роботи щодо розрахунків їхніх витоків та динамічних характеристик.

У другому розділі розглянуто основи лабіринтних ущільнень, основи обчислювальної гідродинаміки (ОГД) та обчислювальної механіки твердого тіла, а також чисельні методи FSI.

У третьому розділі розглянуто програмний комплекс ANSYS CFX, принципи його роботи та детальніше обговорено інтерфейс FSI.

У четвертому розділі показано розрахунок числової моделі лабіринтного ущільнення із використанням FSI для врахування взаємозв'язку сил рідини та вібрації ротора.

У п'ятому розділі показано розрахунок величини витоків в лабіринтно-лунковому ущільненні, який виконаний за допомогою ОГД моделювання в програмному комплексі Ansys CFX.

1 АНАЛІЗ ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Лабіринтові ущільнення в реактивних двигунах

Одне з найважливіших безконтактних ущільнень називається лабіринтним ущільненням. Такій назві воно завдячує своїй формі. Як показано на рисунку 1.1, ущільнення складається з зубців, що чергуються, і порожнин. Незважаючи на недавні передові технології ущільнення, лабіринтні ущільнення залишаються найпоширенішими безконтактними ущільненнями у сучасних реактивних двигунах. Їх можна знайти в багатьох місцях, які служать важливим цілям, наприклад, для зменшення масової витрати на бандажах лопаток, для керування охолоджуючим повітрям для запобігання потраплянню гарячого газу та мінімізації ступінчастих втрат у турбінах [1].

При використанні лабіринтних ущільнень забезпечується безконтактна герметизація на нерухомих/обертючих поверхнях з певною величиною витоків [2], яка вважається основним джерелом втрат. Однак у базових конструкціях лабіринтних ущільнень обов'язкові достатні міжосьові зазори через неминучі перехідні конструкційні та теплові деформації в процесі експлуатації. Тому перед проектуванням лабіринтних ущільнень стоять великі завдання, щоб забезпечити: 1) збереження достатніх зазорів між обертючими/нерухомими компонентами; 2) витік зведений до мінімуму для зниження витрати палива, збільшення тяги і, таким чином, поліпшення загальних характеристик двигуна [3].

На додаток до досліджень поведінки витоків тенденція до підвищення температури на вході в турбіну та ступеня підвищення тиску в сучасних реактивних двигунах вимагає більш всебічних та точних прогнозів інших характеристик ущільнення, таких як розвиток завихрення та теплопередача, які не були ретельно вивчені в минулому. Зокрема, дослідження теплообміну здебільшого зосереджені на теплообміні рідина-тверде тіло та загальному підвищенні температури за рахунок внутрішніх втрат. Останнє ще називають

конвекційним опаленням. Наприклад, істотну роль воно відіграє коли охолоджуюче повітря проходить через лабіринтні ущільнення і охолоджує лопатки турбіни. Оскільки охолоджуюче повітря нагрівається за рахунок конвекційного нагрівання, ефективність охолодження сильно погіршується, і, таким чином, скорочується термін служби лопатей. Інший приклад показує важливість вивчення розвитку завихрень. Кути падіння нижніх по потоку лопаток, що є основним фактором втрат щаблів, сильно залежать від виходу-закрутки міжступеневих лабіринтних ущільнень [4].

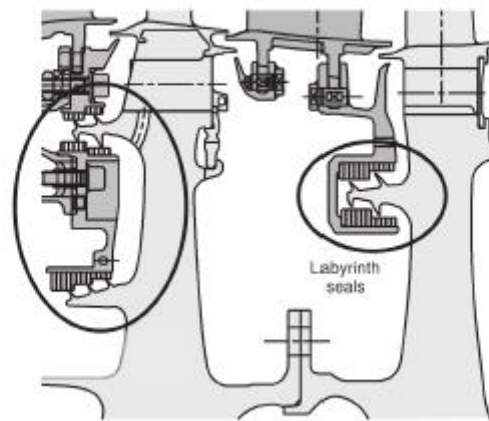


Рисунок 1.1 – Лабіринтові ущільнення в системі охолодження турбіни високого тиску серії BR700 (Denecke et al., 2005).

Участь високої швидкості обертання та високої температури газу у реактивних двигунах викликає складну фізику у лабіринтних ущільненнях. Загалом необхідно враховувати три основні ефекти: відцентровий ефект, тепловий ефект та вібрація ротора, спричинена гідродинамічними силами [5]. Відцентрова сила та теплові розширення можуть призвести до значного збільшення ротора в радіальному напрямку та, як наслідок, вплинути на зазор між наконечниками. Крім того, радіальний зазор змінюється відповідно в залежності від швидкості обертання та температури газу за різних умов польоту. Згинальні коливання ротора, що збуджуються гідродинамічними

силами, можуть викликати радіальні зміщення і викликати проблеми нестабільності.

Підсумувавши все написане вище, можна з упевненістю сказати, що всі розглянуті раніше ефекти включають взаємодію рідина-структура (FSI). Однак майже всі роботи, знайдені у літературі, є спрямованими на розв'язування цих проблем із використанням незв'язаних підходів. Наприклад, вібрацію, спричинену рідиною, зазвичай вивчають за допомогою ротординамічних моделей, які припускають рівняння руху для ротора та використовують сили рідини для визначення коефіцієнтів рівняння. Однак структурні впливи на поле рідини повністю нехтуються. У деяких експериментальних дослідженнях спостерігалися відцентрові та термічні ефекти FSI. Дельгадо та Проктор (2006) [6] виявили, що два ефекти спричиняють збільшення витoku до 70%. Так само експерименти Waschka та ін. (1992) [7] демонструє відцентрові зростання та теплові розширення до 50% початкового зазору. У деяких чисельних дослідженнях ці два ефекти враховуються зміною геометрії рідинної моделі за допомогою вимірних відцентрових і теплових приростів. Такі приклади можна знайти в CFD моделях Millward і Edwards (1996) [8]. Денеке також прийняв і розширив підхід до обертових ступінчастих лабіринтових ущільнень [1].

У наведених вище чисельних дослідженнях завжди потрібно робити припущення, щоб відокремити складні проблеми FSI. Однак, оскільки насправді рідина та структура сильно впливають одна на одну, дійсно потрібно повністю пов'язане моделювання FSI.

На додаток до відсутності глибоких досліджень структурної деформації, викликаної FSI, ще одним пробілом є використання емпіричних моделей з метою оцінки теплопередачі між рідиною і твердим тілом, що має вирішальне значення для теплового розрахунку лабіринтних ущільнень. Наприклад, напівекспериментальні напівчисленні методи застосовуються для визначення коефіцієнтів тепловіддачі і чисел Нуссельта в [9, 10]. Зокрема, температури

спочатку вимірюються в рідинному полі та конструкції окремо, а потім передаються в термічний аналіз методом кінцевих елементів як граничні умови для розрахунку теплового потоку. Незважаючи на простоту методу, він має два істотні недоліки. По-перше, участь в експериментах коштує дорого; по-друге, точність обмежується експериментальним обладнанням та метрологією. Наприклад, типовий розмір лабіринтних ущільнень невеликий, що обмежує максимальну кількість точок виміру, а й погано поводить при різкому зміні геометрії [9]. Коротше кажучи, теплопередача між рідиною та твердим тілом виходить за рамки можливостей традиційного аналізу одного поля та потребує багатопольового зв'язку.

Підсумовуючи, можна сказати, що шляхом введення повністю пов'язаних моделей FSI поточне дослідження лабіринтних ущільнень може бути збагачене з точки зору: 1) вивчення ефектів FSI, які виходять за рамки окремих моделей CFD або обчислювальної механіки твердого тіла (CSM); 2) зменшення потенційних помилок, що вносяться апроксимацією одного поля; 3) отримання додаткової інформації та більш точні прогнози рідких та твердих полів.

1.2 Попередня робота над лабіринтовими ущільненнями

1.2.1 Огляд експериментальних досліджень

Серед експериментальних досліджень витік є найпоширенішим параметром, що вивчається. Проктор і Дельгадо (2004) [11] протестували герметичність лабіринтних ущільнень (рис. 1.2) та інших конкуруючих безконтактних ущільнень для умов експлуатації при кімнатній температурі та стаціонарному роторі. Результати випробувань показали, що щіткове, так і пальцеве ущільнення забезпечують суттєве поліпшення герметичності в порівнянні з лабіринтними ущільненнями. Пізніше були досліджені витікання та втрати потужності лабіринтних ущільнень за різних температур, перепадів

тиску в ущільненні та швидкостях обертання [6]. Вони виявили, що витік ущільнення зменшується зі збільшенням швидкості обертання через відцентрове зростання випробувального диска, що зменшує радіальний зазор та збільшується з температурою випробування через теплове розширення назовні від диска, що призводить до збільшення зазору ущільнення. Крім того, втрати потужності ущільнення збільшуються зі збільшенням швидкості обертання, перепаду тиску в ущільненні, масової витрати та радіального зазору. В експериментах, проведених Гамалем і Венсом (2008) [12], вивчався вплив товщини зуба, профілю зуба та ексцентрикового ротора на витік за допомогою серії випробувань без обертання. Вони виявили, що за рахунок подвоєння товщини зуба можна зменшити масову витрату до 20%, можливо за рахунок збільшення втрат на тертя. Крім того, зменшення глибини порожнини практично не впливає на витік. Однак вони не дійшли однозначного висновку щодо того, як профіль зуба може впливати на витік. На додаток до цього, вони спостерігали збільшення витоку з ексцентриситетом.



Рисунок 1.2 – Лабіринтове ущільнення з чотирма ножами та установка для випробування ущільнень (Проктор і Дельгадо, 2004).

Початкові експериментальні роботи з теплообміну в лабіринтових ущільненнях можна простежити до 1988 року, коли Wittig та ін. [9] перевірили витік і теплопередачу ступінчастих лабіринтових ущільнень для різних геометрій і коефіцієнтів тиску. Спочатку було виміряно температуру потоку

та стінок компонентів ущільнення, а потім застосовано до програми кінцевих елементів для визначення коефіцієнтів теплопередачі та чисел Нуссельта. Крім того, вони змоделювали потік за допомогою коду кінцевої різниці та використали аналогії для розрахунку теплового потоку стінки та чисел Нуссельта. Однак числові та експериментальні числа Нуссельта не збігалися в місцях розташування зубів і сходинок. Waschka та ін. (1992) [7] використовували подібні експериментальні підходи для дослідження коефіцієнтів розряду та тепловіддачі в обертових ступінчастих лабіринтових ущільненнях. Вимірювання показали, що зазор можна зменшити приблизно на 50% завдяки відцентровому росту та тепловому розширенню, що демонструє важливість обертання для зменшення витoku та посилення теплопередачі. Вони також провели паралельне чисельне дослідження з використанням коду кінцевого об'єму [10, 13, 14], результати якого підтвердили висновки, до яких вони прийшли експериментальними зусиллями. Крім того, вони також виявили, що числа Нуссельта для різних розмірів радіального зазору майже ідентичні. Мілворт і Едвардс (1996) [8] представили результати конвекційного нагрівання у високошвидкісних ущільненнях на різних конструкціях і вивели кореляцію для прогнозування даного ефекту в лабіринтових ущільненнях без сот. Їх дослідницька робота показала, що потужність конвекційного нагрівання зростає з масовою витратою, швидкістю обертання, номінальним радіусом і площею поверхні. У експериментах, проведених Willenborg та ін. (2001) [15] було визначено вплив числа Рейнольдса, співвідношення тиску та радіального зазору на витік і теплопередачу в ступінчастому лабіринтовому ущільненні. Для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі та чисел Нуссельта використовувалася та ж процедура кінцевих елементів, що й у [9]. Виявилось, що коефіцієнт витрати сильніше залежить від числа Рейнольдса, ніж від співвідношення тисків. Зокрема, числа Нуссельта постійно зростають зі збільшенням чисел Рейнольдса. Базуючись на тому ж чисельному та тестовому підході, Willenborg та ін. (2002) [16] також включили стільникове

покриття в ступінчасте лабіринтове ущільнення. Результати виявили значне зниження тепловіддачі з стільниковим облицюванням. Денеке та ін. (2005) [4] виміряли конвекційне нагрівання та вихід-завихрення у ступінчастих лабіринтових ущільненнях із стільниками; дивіться рисунок 1.3 для тестової установки. Точне передбачення цих змінних набуває все більшого значення в сучасних турбомашинах. Тестові дані, у свою чергу, допоможуть перевірити модель.

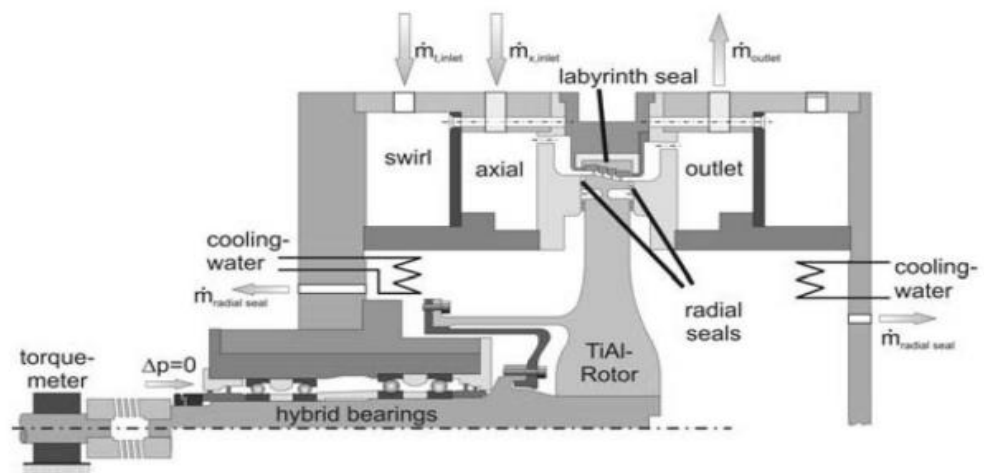


Рисунок 1.3 – Схематичний вигляд секції випробувального стенду (Denecke et al., 2005).

Для розуміння ефектів роторної динаміки Кванка (2000) [17] представив нову експериментальну процедуру для ідентифікації роторних динамічних коефіцієнтів і виявив, що ступінчасте лабіринтове ущільнення має менш сприятливі роторні динамічні властивості, ніж пряме ущільнення. Пізніше Кванка (2001) [18] використав цю процедуру для тестування різних методів покращення стабільності ущільнення. Вихрові гальма на вході ущільнення є високоефективними, тоді як використання стільникового типу створює більше збудження. Таким чином, стільник у поєднанні з вихровими гальмами рекомендується як для гарного ущільнення, так і для хорошої динаміки ротора. Приклад використання динамічних коефіцієнтів ротора для загального аналізу ротора можна знайти в [19]. У цій роботі Shen та ін. (2007) використовували

коефіцієнти жорсткості та демпфування лабіринтових ущільнень, наведені в посиланні [2], для аналітичного розрахунку нелінійної динаміки та стабільності системи ротор–підшипник–ущільнення.

Складні конфігурації ущільнень є центром багатьох експериментів. Щоб краще зрозуміти функцію «кільцевої канавки» у ступінчастих лабіринтових ущільненнях, Rhode та ін. (1997) [20] спостерігали проникнення наскрізного струменя в кільцеву канавку за допомогою пристрою візуалізації витоку води та потоку. Вони виявили, що наявність кільцевої канавки на статорі може призвести до підвищення опору витоку. Пізніше вони (1997) [21] використали ту саму процедуру для визначення співвідношення геометрія–витік для ступінчастих лабіринтових ущільнень з іншою особливістю, «похилими поверхнями». Було виявлено, що поєднання похилої поверхні та вигнутої поверхні на роторі всередині порожнин призведе до значного зменшення витоку. Мішо та ін. (2003) [22] провели випробування двовимірного ступінчастого лабіринтового ущільнення, щоб зрозуміти вплив геометрії та параметрів потоку на поле витоку та швидкості. З помірно модифікованою геометрією було досягнуто зменшення витоків до 17%. Додаткові відомості про вищезгадані експерименти, такі як конфігурації ущільнення та робочі умови, перераховані на рисунку 1.4 для порівняння.

Research group	2D planar /3D	straight-through	stepped	honey-comb	rotating	hot air	max. pressure ratio	inlet swirl	eccentric rotor
Denecke et al. (2003)	2D planar	x	x				(water)		
Denecke et al. (2005)	3D		x	x	x		1.3	x	
Gamal&Vance (2008)	3D	x					6.8		x
Kwanka (2000)	3D	x	x		x		2.0		
Kwanka (2001)	3D	x		x	x		2.0	swirl brakes	
Michaud et al. (2003)	2D planar		x				10.0		
Millward&Edwards (1996)	3D	x	x		x		1.9		
Proctor&Delgado (2004)	3D	x					6.1		
Proctor&Delgado (2006)	3D	x			x	x	6.1		
Rhode et al. (1997)	2D planar		x				(water)		
Schramm et al. (2002)	2D planar		x	x			1.6		
Waschka et al. (1991–1993)	2D planar	x	x		x	x	2.0		
Willenborg et al. (2001, 2002)	2D planar		x	x		x	1.6		
Wittig et al. (1988)	2D planar	x	x			x	2.5		

Рисунок 1.4 – Конфігурації ущільнення та робочі умови в попередніх експериментальних дослідженнях.

1.2.2 Огляд чисельних досліджень

Чисельні дослідження лабіринтових ущільнень здебільшого стосуються CFD моделювання потоку через ущільнення. CFD використовується для виявлення деталей потоку та прогнозування витoku. У 1993 році Род і Хіббс (1993) [24] використали кінцево-різницевий код Нав'є–Стокса для моделювання витoku прямого наскрізного лабіринтового ущільнення із заданими тисками на вході та виході. Чисельні результати добре узгоджувалися з тестовими вимірюваннями, з розбіжністю витoku менше 8%. Шрамм та ін. (2004) [25] застосували модель оптимізації відпалу, щоб мінімізувати витік через ступінчасте лабіринтове ущільнення, використовуючи положення та висоту сходинки як змінні. Вони виявили, що зміна позицій кроків може призвести до змін у моделях потоку. Було виявлено, що поєднання великої відстані кроку до верхнього ножа та великої висоти кроку є найбільш ефективним для зменшення витoku. За допомогою CFD

моделювання Wang та ін. (2004) [26] досліджували поведінку потоку через ступінчасті лабіринтові ущільнення за наявності роз'єднання. Було виявлено, що відстань від кінчика зуба до сходинок значно впливає на витік. Вакілі та ін. (2005) [27] представили свою чисельну роботу щодо того самого ступінчастого лабіринтового ущільнення, що й у [22]. Ця спроба спрямована на розуміння механізмів зменшення витоків і загальної втрати тиску. Зокрема, вони розглянули такі фактори, як втрати в'язкості, спричинені турбулентністю, утворення вихорів у порожнині, втрати від застою потоку та збільшення кривизни потоку. Лі та ін. (2006) досліджували обертові прямі та ступінчасті лабіринтові ущільнення (рис. 1.5) у [28], щоб визначити вплив співвідношення тиску та кроку ребер на витік. На основі моделювання вони показали, що витік зменшується зі зменшенням кроку ребер або співвідношення тиску на вході/виході. Однак чисельні результати не були підтверджені жодними експериментами.

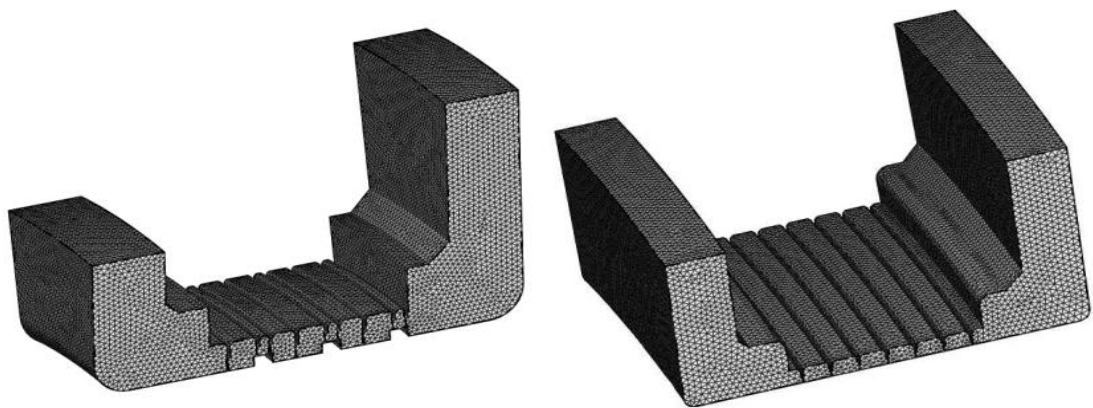


Рисунок 1.5 – Розрахункова сітка ступінчастого та прямого наскрізного лабіринтового ущільнення (Li et al., 2006).

Чисельні методи широко використовуються для визначення ротординамічних коефіцієнтів. Щоб обчислити сили рідини, потрібне тривимірне CFD моделювання. Мур (2003) [29] використовував CFD для прогнозування витоків та динамічних сил ротора. Їхні результати демонструють покращені прогнози витоків та роторної динаміки порівняно з

підходами об'ємного потоку. Хірано та ін. (2005) [30] розрахували динамічну силу ротора тривимірного лабіринтового ущільнення за допомогою CFD. Порівняно з методами об'ємного потоку, результати CFD показали нижчий прогноз дестабілізуючих сил. Однак чисельні результати не були підтвержені результатами жодних тестів. Шеттель та ін. (2005) [31] виконали розрахунки коефіцієнтів жорсткості, а чисельні результати перевірили на відповідність даним випробувань. Показано, що коефіцієнти жорсткості є функціями перепаду тиску, швидкості обертання та вхідного завихрення. У цьому дослідженні відсутньою частиною було подальше обговорення коефіцієнтів демпфування.

CFD-симуляція також значно допомагає дослідникам отримати уявлення про потік, пов'язаний зі складними конфігураціями ущільнень. Шрамм та ін. (2002) [32] представив чисельні прогнози та експериментальні дослідження поля витоку та швидкості, щоб зрозуміти структуру потоку в ступінчастих лабіринтових ущільненнях зі стільниковою структурою. Чисельні результати добре узгоджувалися з даними випробувань і показали дуже детальні особливості потоку в стільниках. Було виявлено, що стільникове покриття може призвести до збільшення витоку. Чой і Род (2004) [33] запропонували апроксимувати тривимірний потік за допомогою двовимірної моделі CFD у стільниковому лабіринтовому ущільненні, що може значно зменшити витрати на обчислення. Порівнювали різні кейси прогнозів витоків. Чисельні результати також показали близьку узгодженість з вимірюваннями. У посиланні [34] Soemarwoto та ін. (2007) чисельно досліджували характеристики потоку в лабіринтових ущільненнях із "сотовою землею" та скошеними ножами. Вони визначили вплив стільникових і скошених ножів на зниження виробництва втрат.

Були також деякі спроби застосувати чисельні дослідження ефектів теплопередачі, де домінують експериментальні дослідження. Наприклад, Денеке та ін. (2005) [4] змодельовали ступінчасте лабіринтове ущільнення зі

стільниками, щоб оцінити здатність чисельної моделі передбачати профілі конвекційного нагрівання, вихід-завихрення та швидкості. Чисельні результати показали чудову збіжність з результатами тестування. Ян та ін. (2009) [35] досліджували ефекти витоку та конвекції в ступінчастих лабіринтових ущільненнях із стільниковими ділянками за допомогою чисельних підходів (рис. 1.6). Вони визначили, як співвідношення тиску та розмір зазору можуть впливати на коефіцієнт розряду та число конвекційного нагрівання.

На рисунку 1.7, є короткий опис конструкцій ущільнень, кодів CFD і моделей турбулентності, які використовувалися в чисельних дослідженнях, згаданих вище.

Порівняно з чисельними зусиллями, докладеними у вищезазначених областях, доступно лише кілька публікацій про моделювання FSI лабіринтових ущільнень, і ці рідкісні приклади обговорюються в цьому параграфі. У своїй дисертації [36] Ланге (2005) моделював двовимірне плоске прямолінійне лабіринтове ущільнення з гнучким ротором і представив вібрацію ротора, спричинену потоком при різних співвідношеннях тиску. Він показав, що в принципі можливо застосувати власний підхід до FSI у лабіринтових ущільненнях. Однак не вистачає допоміжних досліджень параметрів. Кудрявцев та ін. (2003) [37] змоделивали постійний односторонній FSI у пальцевому ущільненні, де розраховані сили рідини передавалися структурному розв'язувачу та застосовувалися як навантаження на компоненти ущільнення. Fujita та Kato (2004) [38] спростили лабіринтові ущільнення до тонких циліндричних оболонок із фіксованим кінцем і вільно підтримуваним кінцем, де внутрішня оболонка була еластичною, а зовнішня жорсткою. Потім вони провели аналітичне дослідження вібрації з урахуванням FSI між оболонками та рідинами, що протікають через вузький прохід. Останні два дослідження надзвичайно спростили характеристики зчеплення та геометрію лабіринтових ущільнень.

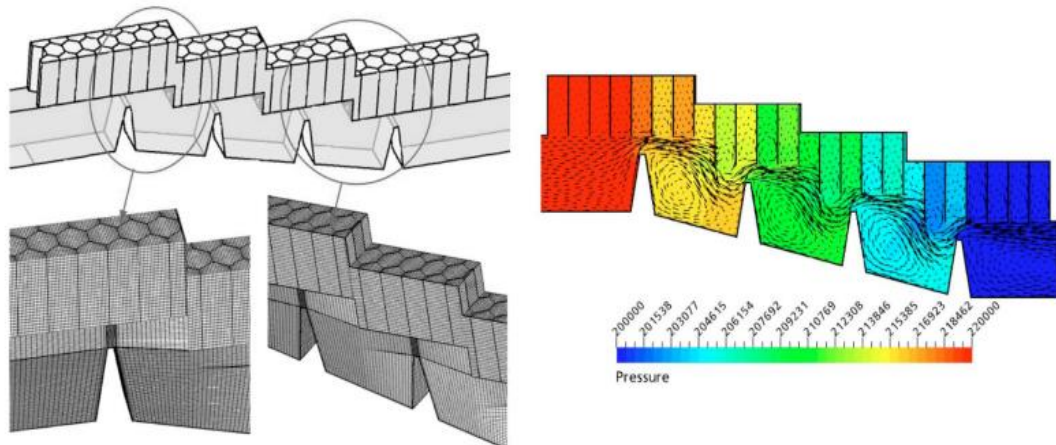


Рисунок 1.6 – Розподіл сітки та статичного тиску (Па) ступінчастого лабіринтового ущільнення з стільниковою ділянкою (Ян та ін., 2009).

1.2.3 Огляд теоретичних досліджень

Yucel і Kazakia (2001) [39] представили аналітичні підходи для прогнозування витоків. Дослідження поширювалося на більш високу різницю тиску на вході/виході шляхом включення залежних від тиску коефіцієнтів потоку. Результати вигідно порівнюються з розрахунками CFD. За наявності неосесиметричного обертання ротора в ступінчастому лабіринтовому ущільненні Eser (2002) [40] розрахував динамічні коефіцієнти ротора шляхом аналітичного вирішення рівнянь нерозривності та імпульсу. Для необертових лабіринтових ущільнень існує набір безрозмірних чисел для характеристики витoku та теплопередачі. Денеке та ін. (2005) [41] розширив набір безвимірних чисел для обертових лабіринтових ущільнень, щоб охопити вихрове та вітрове нагрівання, використовуючи теорему аналізу розмірів. У рамках безперервної роботи Денеке та ін. (2008) запропонував аналітичні підходи в [42] для прогнозування поведінки розряду, розвитку завихрення та загального підвищення температури.

Research group	2D/3D	straight-through	stepped	honey-comb	rotating	hot air	inlet swirl	CFD code	turbulence model
Choi&Rhode (2004)	3D		x	x				Star-CD	$k - \varepsilon$
Denecke et al. (2005)	3D		x	x	x		x	FLUENT	realizable $k - \varepsilon$
Hirano et al. (2005)	3D	x			x	x		CFX-TASCflow	$k - \varepsilon$
Li et al. (2006)	3D	x	x		x	x		FLUENT	$k - \varepsilon$
Millward&Edwards (1996)	2D	x	x		x			PACE	$k - \varepsilon$, near wall $k - l$
Moore (2003)	3D	x			x		x	SCISEAL	$k - \varepsilon$
Rhode&Hibbs (1993)	2D	x			x			(FD based)	$k - \varepsilon$
Schettel et al. (2005)	3D	x			x		x	CFX-TASCflow	$k - \varepsilon$
Schramm et al. (2002, 2004)	3D		x	x				TASCflow3D	$k - \varepsilon$
Soemarwoto et al. (2007)	3D		x	x	x	x		ENSOLV	TNT $k - \omega$
Vakili et al. (2005)	2D		x		x	x		FLUENT	$k - \varepsilon$
Wang et al. (2004)	2D		x					FLUENT	RNG $k - \varepsilon$
Waschka et al. (1991–1993)	2D	x	x		x	x		(FV based)	$k - \varepsilon$
Wittig et al. (1988)	2D	x	x			x		(FD based)	$k - \varepsilon$
Yan et al. (2009)	3D		x	x	x		x	CFX	$k - \varepsilon$

Рисунок 1.7 – Конструкції ущільнень і чисельні підходи в попередніх дослідженнях CFD.

1.3 Чисельне моделювання FSI – сучасний стан

Загалом існує два основні підходи до задач FSI: монолітний підхід, який розв’язує керівні рівняння рідини та твердого тіла в одному розв’язнику; і розділений підхід, який, навпаки, вирішує керівні рівняння окремо в двох різних розв’язувачах [43]. У розділеному підході він вимагає зв’язку між двома розв’язувачами на інтерфейсах і, отже, включає різні алгоритми зв’язку. Існує дві основні категорії алгоритмів з’єднання, а саме одностороннє та двостороннє з’єднання. Односторонній зв’язок стосується випадку, коли передача даних є односпрямованою, а двосторонній зв’язок означає двонаправлену передачу даних. Двосторонній зв’язок можна далі розділити на явний і неявний метод. У першому випадку дані обмінюються лише один раз за часовий крок, тоді як в останньому випадку це допускає кілька ітерацій FSI протягом кожного часового кроку, доки не буде досягнуто конвергенції.

В інституті автора чисельні методи FSI були в центрі уваги [44, 45], а підхід неявного розділеного зв’язку двостороннього FSI [46] був розроблений шляхом поєднання багатосіткового розв’язувача рідини FASTEST [47] і

структурний розв'язувач FEAP на основі FEM [48] через інтерфейс зв'язку MrCCI [49]. Цей підхід постійно вдосконалювався, щоб відповідати вимогам складних задач FSI. У [50] підхід перевірено за допомогою добре відомого ламінарного тесту FSI [51]: спостерігаються хороші узгодження між числовими результатами та еталонними значеннями. Техніка згладжування еліптичної сітки була реалізована, щоб впоратися з великими структурними зміщеннями в FSI [52, 53], як показано на рисунку 1.8. Крім того, випадок турбулентного FSI був представлений у [53]. Пізніше цей підхід був розповсюджений на термічні FSI, а також турбулентні FSI з використанням LES [54].

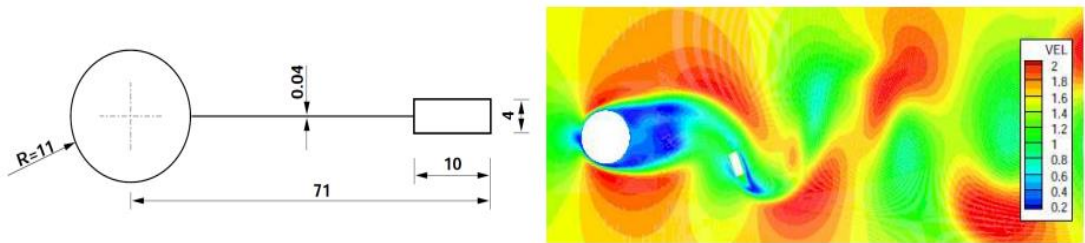


Рисунок 1.8 – Моделювання FSI з великими структурними деформаціями (Yigit, 2008)

Монолітний підхід має перевагу в надійності, але вимагає додаткового коду для об'єднаних керівних рівнянь. У [55] монолітний підхід, заснований на методі кінцевого об'єму (FVM), був розроблений і застосований до кількох базових тестів. Інший підхід FVM, заснований на зміщенні, запропоновано в [56]. Однак його застосування було обмежене простими структурними проблемами. Тим часом, багатосітковий підхід монолітного методу скінченних елементів (FEM) був представлений Хроном і Туреком (2006) [57] для вирішення залежної від часу взаємодії між нестисливою рідиною та пружним твердим тілом.

Порівняно з монолітним випадком, секціонований підхід є кращим у більшій кількості випадків через його кращу сумісність з існуючими

високоєфективними кодами CFD та CSM, таким чином заощаджуючи зусилля на розробку коду. Для зв'язку між різними розв'язувачами потрібен зв'язковий інтерфейс для інтерполяції та обміну даними. З цією метою Інститут Фраунгофера SCAI розробив MrCCI [49], комерційну бібліотеку зчеплення коду. MrCCI підтримує різні комерційні коди моделювання та забезпечує програмований інтерфейс для внутрішніх кодів. Альтернативою MrCCI є академічний код під назвою preCICE [58], який нещодавно було розроблено в TU Munchen і надає рішення для основних проблем зв'язку, таких як відображення даних, передача даних і схеми зв'язку.

Односторонній зв'язок здатний представляти лише слабо пов'язану фізику, таку як проблеми термічної напруги. Коли рідина і тверда речовина значно впливають одне на одного, необхідний двосторонній зв'язок. Крім того, явні методи зазвичай дають менш точні результати та мають проблеми зі стабільністю. Тому вони підходять лише для простих випадків. Навпаки, неявні методи є більш сприятливими і тому застосовуються в більшості наукових досліджень FSI. Наприклад, проблеми стабільності в неявних розділених підходах досліджували Vierendeels (2009) [59] і Forster та ін. (2007) [60] для пов'язаних задач, що включають нестисливі рідини та гнучкі структури. Також було представлено впровадження штучної стисливості, що стабілізує метод зв'язку. Kuttler і Wall вбудовані методи динамічної релаксації [61] та методи векторної екстраполяції [62] у розв'язувач FSI з розділеною фіксованою точкою для підвищення ефективності моделювання. У [63] ван Зуйлен і Білл (2009) зменшили вартість підітерацій у неявних розділених підходах шляхом застосування техніки багаторівневого прискорення. Крім того, Munsch і Breuer (2009) [64] досліджували кілька питань використання LES у їх неявному розділеному підході FSI, де FASTEST поєднується зі структурним кодом CARAT через інтерфейс CoMa.

1.4 Висновки до першого розділу

Чисельні методи широко використовуються для визначення ротординамічних коефіцієнтів. Усі розглянуті вище ефекти включають взаємодію рідина-структура (FSI). Протягом останніх років FSI привертає все більше інтересів і стає одним із головних фокусів у галузі обчислювальної техніки. Проте більшість робіт, знайдених у літературі, спрямовані на розв'язання таких проблем із застосуванням незв'язаних підходів.

У порівнянні з численними експериментальними роботами та бурхливим чисельним аналізом, за останні роки було опубліковано лише кілька теоретичних досліджень. Однак ці аналітичні моделі можуть допомогти нам краще зрозуміти таємницю між параметрами та явищами.

2 ОСНОВИ ОБЧИСЛЮВАЛЬНИХ ПРОЦЕСІВ В ANSYS

2.1 Основи лабіринтових ущільнень

На рисунку 2.1 показано типові конфігурації лабіринтних ущільнень, які використовуються у реактивних двигунах. Багато альтернатив можна знайти в літературі [64]. Їх вибирають відповідно до вимог до витоків, умов експлуатації, виробничих можливостей тощо. І наскрізні, і ступінчасті лабіринтові ущільнення часто монтується з стільниковими структурами, що стираються, що дозволяє додатково зменшити радіальний зазор наконечника і, таким чином, зменшити витік. Після того, як зубці та стільник вступають у контакт, структура стільника з тонкими стінками буде легко нарізатися з меншими зіткненнями та меншим пошкодженням зубів порівняно з масивними стінками.

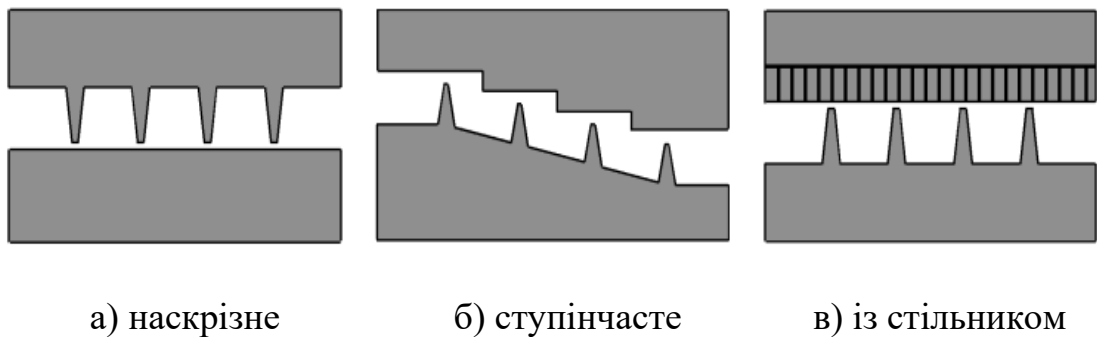


Рисунок 2.1 – Різні конфігурації лабіринтових ущільнень.

Термодинамічну поведінку лабіринтних ущільнень можна зрозуміти, досліджуючи потік через кільцеві отвори та порожнини. Під впливом перепаду тиску стисливий газ прискорюється через вузький кінчик зуба, що можна описати як приблизно ізоентропійний процес. Згодом потік потрапляє в порожнину і розширюється, оскільки швидкість збільшується, а статичний тиск і температура зменшуються. У порожнині потік розширюється далі і розсіюється у невеликих завихреннях. Цей процес в ідеальних випадках є ізобарним, так що кінетична енергія перетворюється на теплову [5]. З

глобальної точки зору, тиск у порожнині падає, а швидкість наконечника зростає від входу до випуску. У необертювих лабіринтних ущільненнях загальна ентальпія є постійною в ущільненні, тоді як ентропія зростає. Для порівняння, загальна ентальпія збільшується в обертювих лабіринтних ущільненнях завдяки отриманню роботи від ротора. Іншими словами, втрати потужності ротора перетворюються на тертя потоку, які прискорюють і нагрівають рідину. Зменшення витоків досягається завихреннями, що утворюються в порожнинах, оскільки енергія, що міститься в потоці, розсіюється.

Загалом, дослідження лабіринтових ущільнень спрямовані на визначення зв'язку між компоуванням/робочими умовами ущільнення та характеристиками ущільнення. Лабіринтні ущільнення часто вивчають за допомогою ротординамічних моделей, які зосереджені на згинальних коливаннях ротора, збуджених силами рідини. Вібрація описується лінійними диференціальними рівняннями руху, коефіцієнти яких визначаються за допомогою сил рідини, отриманих в експериментах або чисельному моделюванні. Окрім моделей роторної динаміки, для прогнозування характеристик ущільнення зазвичай використовуються різні напівемпіричні кореляції, наприклад, моделі «кромка до кромки» (КТК), де витік, завихрення тощо можна передбачити на основі вхідних даних геометрії ущільнень і умови експлуатації. Наступні параметри зазвичай використовуються в літературі для опису основних характеристик лабіринтових ущільнень.

Є кілька параметрів, пов'язаних з поведінкою витоків. Відповідне безрозмірне число, коефіцієнт розряду C_D , визначається як

$$C_D = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{ideal}} \quad (2.1)$$

$$\dot{m}_{id} = \frac{\dot{Q}_{id} p_{tot,in} A}{\sqrt{T_{tot,in}}}$$

$$\dot{Q}_{id} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\Re(\kappa-1)} \left[1 - \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{1}{\kappa}}},$$

де \dot{m} позначає масовий потік, ідеальний масовий потік \dot{m}_{id} виходить із незаглушеного ізоентропічного потоку ідеальних газів через кільце, A – площа поперечного перерізу над кінчиками зубців, $p_{tot,in}$ і $T_{tot,in}$ позначають загальний тиск і температура на вході відповідно, а функція розширення \dot{Q}_{id} визначається співвідношенням тисків π , співвідношенням питомої теплоємності κ і питомою газовою сталою \Re . Коефіцієнт потоку, φ , також зазвичай використовується для представлення швидкості витoku

$$\varphi = \frac{\dot{m}\sqrt{T_{tot,in}}}{2Rp_{tot,in}} \quad (2.2)$$

з радіусом R . Заглушений потік виникає, коли C_D або φ залишаються постійними незалежно від подальшого збільшення $p_{tot,in}$. Ефект загального підвищення температури за рахунок внутрішніх втрат називається вітровим нагріванням і вимірюється безрозмірним числом, коефіцієнтом вітрового нагріву σ

$$\sigma = \frac{c_p \Delta T_{tot}}{\omega^2 R^2}, \quad (2.3)$$

де ΔT_{tot} приймається як різниця середньої загальної температури між входом і виходом, ω — швидкість обертання, а c_p — питома теплоємність рідини при постійному тиску.

Розвиток завихрення поперек ущільнення визначається коефіцієнтом завихрення на виході K_{out}

$$K_{out} = \frac{v_{tan}}{\omega} \quad (2.4)$$

із середньою окружною швидкістю на виході v_{tan} .

В аналізі теплопередачі число Нуссельта N_u та коефіцієнт теплопередачі htc представляють відношення конвективної до кондуктивної теплопередачі через межу рідина–тверде тіло

$$htc = \frac{\dot{Q}}{A(T_f - T_s)}, \quad \overline{htc} = \frac{\dot{Q}_{sum}}{A_{sum}(T_f - T_s)}, \quad (2.5)$$

$$N_u = \frac{htc L}{\lambda_f}, \quad \overline{N_u} = \frac{\overline{htc} L}{\lambda_f}, \quad (2.6)$$

де \dot{Q} представляє тепловий потік, A — площа рідина-тверде тіло, довжина L дорівнює подвоєному радіальному зазору, а λ_f позначає теплопровідність рідини. Крім того, температура рідини T_f зазвичай оцінюється шляхом усереднення загальних температур по висоті каналу, тоді як температура твердого тіла T_s береться на поверхні рідина-тверде тіло. У вираженні \overline{htc} , $\overline{T_f}$ і $\overline{T_s}$ обчислюються шляхом усереднення T_f і T_s поперек ущільнення.

Безрозмірними числами також записуються різні умови експлуатації. Коефіцієнт тиску π і окружне число Маха M_{tan} визначаються як

$$\pi = \frac{p_{tot,in}}{p_{stat,out}}, \quad (2.7)$$

$$M_{tan} = \frac{\omega R}{c} \quad (2.8)$$

зі статичним тиском на виході $p_{stat,out}$ і швидкістю звуку c .

2.2 Обчислювальна гідродинаміка (ОГД)

2.2.1 Основні рівняння рідини

Керівні рівняння механіки рідини включають закони збереження маси, імпульсу та енергії, які зазвичай виражаються за допомогою Ейлерового опису. Для замикання системи рівнянь необхідні механічні та термодинамічні складові рівняння. Закон збереження імпульсу для Ньютонівських рідин також відомий як рівняння Нав'є–Стокса, де тензор напружень T визначається як

$$T = -\left(p + \frac{2}{3}\mu\nabla \cdot \mathbf{v}\right)\mathbf{I} + 2\mu D, \quad (2.9)$$

де μ позначає динамічну в'язкість, \mathbf{v} – швидкість, \mathbf{I} – тензор тотожності, а D – тензор швидкості деформації

$$D = \frac{1}{2} [\nabla\mathbf{v} + (\nabla\mathbf{v})^T]. \quad (2.10)$$

У рівняннях Нав'є–Стокса симетричний тензор напружень T часто розкладають на об'ємний тензор напружень $(-p\mathbf{I})$, що представляє ізотропний гідростатичний тиск, і девіаторний тензор напружень $\boldsymbol{\tau}$, який описує анізотропні в'язкі сили

$$\boldsymbol{\tau} = 2\mu D - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{v})\mathbf{I}. \quad (2.11)$$

Нестаціонарні рівняння збереження маси, імпульсу та енергії наведено в рівнянні 2.12 до рівняння 2.14 з густиною ρ , силою тіла на одиницю маси b , теплопровідністю λ і джерелом енергії S_E . Закон збереження енергії виражається у вигляді повної ентальпії h_{tot} для опису стисливих потоків. Статичні величини вказані нижче, якщо не вказано інше

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{b}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial(\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\tau}) + \mathbf{v} \cdot \rho \mathbf{b} + S_E \quad (2.14)$$

Наведену вище систему рівнянь потрібно розв'язати для \mathbf{v} , p і h_{tot} . Статична ентальпія h обчислюється як $h = h_{tot} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})/2$. Тоді статичну температуру T можна обчислити за допомогою теплотворного співвідношення $h = h(p, T)$, яке стає $dh = c_p(T)dt$ для ідеального газу. У той же час загальна температура T_{tot} обчислюється з h_{tot} з використанням аналогічного співвідношення $dh_{tot} = c_p(T)dT_{tot}$. Крім того, загальний тиск p_{tot} ідеального газу оцінюється за допомогою

$$p_{tot} = p \exp \left[\frac{1}{\mathcal{R}} \int_T^{T_{tot}} \frac{c_p(T)}{T} dT \right] \quad (2.15)$$

Для визначення щільності необхідно теплове рівняння стану. Для ідеального газу це співвідношення описується законом ідеального газу

$$\rho = p/\mathcal{R}T \quad (2.16)$$

2.2.2 Статистичні моделі турбулентності

Розкладаючи змінні рідини на усереднені та флуктуаційні компоненти, наприклад, швидкість $\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}'$, вихідні рівняння Нав'є–Стокса модифікуються, що призводить до усереднених рівнянь Нав'є–Стокса (RANS) за Рейнольдсом. Таким чином, рівняння переносу імпульсу та ентальпії містять члени турбулентного потоку, що додаються до членів молекулярної дифузії. Ці додаткові турбулентні потоки називаються напругою Рейнольдса $\rho \overline{\mathbf{v}' \mathbf{v}'}$ і потоком Рейнольдса $\rho \overline{\mathbf{v}' h'}$ відповідно. Моделі турбулентності, засновані на рівняннях RANS, відомі як статистичні моделі турбулентності

завдяки процедурі статистичного усереднення. Рівняння, які використовуються для моделювання напруг Рейнольдса та потоків Рейнольдса, визначають тип моделі турбулентності.

Використовуються моделі турбулентності вихрової в'язкості. Гіпотеза вихрової в'язкості припускає, що напруги Рейнольдса можуть бути пов'язані із середнім потоком і турбулентною в'язкістю μ_t аналогічно τ у ламінарних потоках. Іншими словами, турбулентний ефект можна представити як підвищену в'язкість з ефективною в'язкістю $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$. Напруження Рейнольдса та рівняння усередненого імпульсу Рейнольдса для нестисливих течій стають:

$$-\rho \overline{v'v'} = \mu_t [\nabla \bar{v} + (\nabla \bar{v})^T] - \frac{2}{3} \rho k I, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v} \bar{v}) = -\nabla \left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \right) + \nabla \cdot [\mu_{eff} \nabla \bar{v} + \mu_{eff} (\nabla \bar{v})^T] + \rho b \quad (2.18)$$

з турбулентною кінетичною енергією k , визначеною $k = \frac{1}{2} \overline{v' \cdot v'}$, усередненим тиском \bar{p} і усередненою швидкістю \bar{v} . Для стисливих потоків усереднення зважається за густиною, $-\frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \bar{v}) I$ член $\bar{\tau}$ нехтується поточним розв'язувачем CFD, який буде представлено в наступному розділі.

Для того, щоб закрити систему усереднення, μ_t потрібно змоделювати додатковими рівняннями. Це можна зробити за допомогою моделей турбулентності $k - \varepsilon$, $k - \omega$ або SST. Обидві моделі турбулентності $k - \varepsilon$ і $k - \omega$ забезпечують два додаткових рівняння переносу для обчислення μ_t . У першому k і швидкість дисипації турбулентної кінетичної енергії ε вводяться та обчислюються безпосередньо з відповідних рівнянь переносу, тоді як μ_t передбачається пов'язаним з k і ε через $\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$. Останній розв'язує рівняння переносу для k і турбулентної частоти ω , з якою μ_t пов'язана через $\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$. Модель турбулентності SST є комбінацією моделі $k - \omega$ у

внутрішньому прикордонному шарі та $k - \varepsilon$ у зовнішній області прикордонного шару та основного потоку. Крім того, обмеження напруги зсуву в областях несприятливого градієнта тиску реалізовано в моделі SST. Формулювання рівнянь переносу k і ω та обмежувача наведені в [71].

У моделях високого Re часто використовуються стінкові функції, які пов'язують тангенціальну швидкість біля стінки з напругою зсуву стінки τ_ω за допомогою логарифмічного співвідношення та використовують τ_ω як граничну умову сили для рівняння імпульсу тангенціальної складової швидкості. Використання настінних функцій може істотно заощадити обчислювальний час. Це означає, що перший вузол знаходиться в логарифмічній області, де $30 \leq y^+ \leq 300$, а в'язкий підшар не розрізняється. Стінкові функції виводяться за припущенням, що потік між першим вузлом і стінкою поводить себе так само, як і потік у пограничному шарі плоскої пластини. Однак у багатьох випадках це не виконується. У моделях з низьким Re деталі прикордонного шару отримують шляхом вирішення адаптованих рівнянь переносу через підрівень, вимагаючи, щоб перший вузол розташовувався в $y^+ \approx 1$ і 5 – 10 вузлів до $y^+ \approx 20$ [72].

2.2.3 Метод кінцевого об'єму

Керівні рівняння рідин зазвичай дискретизуються в просторі за допомогою FVM. Формулювання FVM можна знайти в багатьох літературах і не повторюються в цьому розділі. Натомість загальні зауваження щодо FVM підсумовуються таким чином.

Просторова область дискретизується на контрольні об'єми (CV), а диференціальні керівні рівняння інтегруються по кожному CV. Потім змінні та їх похідні оцінюються шляхом чисельної апроксимації. Дифузійні члени часто апроксимуються за допомогою методу центральної різниці, тоді як конвективні члени можуть бути дискретизовані за допомогою різних схем із

перевагами та недоліками. Схема розрізнення проти вітру (UDS) першого порядку є надійною; однак вводяться дифузійні помилки дискретизації. Центральна диференціальна схема другого порядку (CDS) є менш надійною та має тенденцію викликати нефізичні коливання в областях швидких змін розчину. Це являє собою загальну дилему числових наближень: наближення високого порядку, як правило, менш надійні, крім того, що збільшують обчислювальне навантаження.

Нестационарні члени можуть бути дискретизовані за допомогою явних/неявних перехідних схем різного порядку-точності. Наприклад, формула зворотної різниці другого порядку (BDF) має переваги в тому, що вона надійна, повністю неявна, консервативна в часі, безумовно стабільна і має точність другого порядку в часі. Однак він не обмежений і може створювати нефізичні коливання рішення. Для порівняння, його аналог першого порядку є обмеженим, але вносить дифузійні помилки дискретизації, подібні до поведінки UDS у просторі.

Коли CV деформуються з часом, інтегральні рівняння збереження повинні бути модифіковані шляхом застосування інтегрального правила Лейбніца, а закон збереження простору (SCL) повинен бути виконаний. SCL стверджує, що для кожного CV швидкість зміни об'єму має дорівнювати об'єму, що обертається через його граничні рухи [73]. Це задовольняється використанням узгоджених формулювань як для розрахунків контрольного об'єму, так і для обчислення об'єму.

Існує в основному дві стратегії розв'язання для пов'язаної системи дискретизованих рівнянь збереження: відокремлена та пов'язана обробки. Останній перевершує перший за надійністю та загальністю, тоді як перший має перевагу менших вимог до зберігання. Добре відомим прикладом відокремленого алгоритму є ПРОСТИЙ метод корекції тиску. Для порівняння, зв'язаний підхід розв'язує рівняння збереження маси та імпульсу як єдину систему.

Наведені вище процедури призводять до систем алгебраїчних рівнянь, які розв'язуються за допомогою ітераційних методів, таких як методи ILU. Вони починають із наближеного розв'язку та постійно вдосконалюють його за допомогою поправок, щоб отримати кращий розв'язок із бажаною точністю. Крім того, ітераційні методи можна значно прискорити за допомогою багатосіткових методів, які забезпечують постійний час обчислення на вузол у міру уточнення сітки [74].

І останнє, але не менш важливе, одне з основних питань промислового застосування CFD стосується надійності результатів. Щоб покращити якість моделювання CFD, різні групи запропонували велику кількість Рекомендацій з передової практики (BPG) [75, 76], щоб надати загальні поради щодо того, як виконувати високоякісні обчислення CFD. BPG дають цінний внесок у поточне дослідження щодо уникнення типових помилок, створення відповідних сіток, вибору моделей турбулентності тощо.

2.3 Обчислювальна механіка твердого тіла

Ейлерові (просторові) координати тіла позначаються через x , а лагранжеві (матеріальні) координати через X . Опис Лагранжа найбільш популярний в механіці твердого тіла, тоді переміщення обчислюється за $u(X, t) = x(X, t) - X$. Існує в основному два формулювання, засновані на описі Лагранжа: повне формулювання Лагранжа та оновлене формулювання Лагранжа. Похідні та інтеграли беруться відносно початкової конфігурації X у першому та поточної конфігурації x у другому. Крім того, перший зазвичай використовує загальні показники напруги та деформації, а другий часто використовує показники швидкості. Ці два формулювання ідентичні щодо основної механіки. Оновлене формулювання Лагранжа можна перетворити на формулювання повного Лагранжа за допомогою конфігураційних відображень і тензорних перетворень, і навпаки. Далі деформація та напруга

виражені в обох формулюваннях, тоді як закони збереження лише в оновленому формулюванні Лагранжа

$$E^{el} = \frac{1}{2} [\nabla u + (\nabla u)^T + \nabla u \cdot (\nabla u)^T] \quad (2.19)$$

з $\nabla = \partial/\partial X$, тоді як тензор деформацій Коші ε^{el} опускає нелінійний член у E^{el} і враховує нескінченно малі деформації

$$\varepsilon^{el} = \frac{1}{2} [\nabla u + (\nabla u)^T], \quad (2.20)$$

де $\nabla = \partial/\partial X \approx \partial/\partial x$. Зверніть увагу, що ε^{el} застосовується лише до невеликих відхилень і поворотів, оскільки він не зникає при великих обертаннях твердого тіла.

В оновленому формулюванні Лагранжа деформації вимірюються тензором швидкості деформації D^{el} із використанням швидкості V як незалежної змінної

$$D^{el} = \frac{1}{2} [\nabla v + (\nabla v)^T], \quad (2.21)$$

де $\nabla = \partial/\partial X$. v спочатку визначено в лагранжевих координатах і може бути виражено в термінах ейлерових координат за допомогою координат елемента.

Тензор теплової деформації ε^{th} приймає діагональну форму і стає об'ємним тензором для ізотропного матеріалу

$$\varepsilon^{th} = \int_{T_0}^T \alpha(T) dT \mathbf{I} \quad (2.22)$$

із залежним від температури коефіцієнтом теплового розширення $\alpha(T)$ і початковою температурою T_0 . Термічна деформація часто визначається або як

логарифмічна деформація, або як номінальна деформація. Коли α вважається постійним, кінцеве теплове розширення стає

$$l^{log} = l_0 \exp[\alpha(T - T_0)], \quad l^{nom} = l_0[1 + \alpha(T - T_0)]. \quad (2.23)$$

Другий тензор напружень Піола–Кірхгофа S^{el} спряжений за потужністю до швидкості деформації Гріна \dot{E}^{el} , тоді як тензор напружень Коші σ^{el} і D^{el} спряжений за степенями. σ^{el} також називають фізичним стресом або справжнім стресом. В конститутивних законах слід використовувати об'єктивну швидкість напруги Яумана замість швидкості напруги Коші $\dot{\sigma}^{el}$ для врахування великих поворотів, тоді як S^{el} використовується безпосередньо, оскільки він є інваріантним у чистому обертанні. Таким чином, стають швидкість напруги Коші та друга напруга РК

$$\dot{\sigma}^{el} = C^{JD} : D^{el} + W \cdot \sigma^{el} + \sigma^{el} \cdot W^T, \quad (2.24)$$

$$S^{el} = C^{SE} : E^{el}, \quad (2.25)$$

де тензор еластичності четвертого порядку C^{JD} пов'язує об'єктивну швидкість Яумана з D^{el} , C^{SE} пов'язує S^{el} з E^{el} , а тензор спіну W визначається як $W = \frac{1}{2}[(\nabla v)^T - \nabla v]$.

Для пружного матеріалу в режимі малої деформації немає різниці між різними мірами деформації та напруги. Таким чином, основний закон ізотропної пружності може бути виражений модулем Юнга E і коефіцієнтом Пуассона ν

$$\sigma^{el} = \frac{E}{1+\nu} \varepsilon^{el} + \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \varepsilon_{kk}^{el} \mathbf{I}. \quad (2.26)$$

Лінійний закон пружності можна розширити, щоб врахувати малу деформацію з великим обертанням, замінивши σ^{el} і ε^{el} на S^{el} і E^{el} відповідно,

що називається моделлю Сен-Венана-Кірхгофа. Ізотропний матеріальний закон Сен-Венана-Кірхгофа стає

$$S^{el} = \frac{E}{1+\nu} E^{el} + \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} E_{kk}^{el} I. \quad (2.27)$$

Термічна напруга σ^{th} ізотропного лінійного термопружного матеріалу з постійним α визначається як

$$\sigma^{th} = -\frac{\alpha E}{1-2\nu} (T - T_0) I. \quad (2.28)$$

Керівні рівняння впливають із фундаментальних законів збереження механіки суцільного середовища. Збереження імпульсу виражається рівнянням руху, а збереження енергії описує теплообмін. В оновленому формулюванні Лагранжа рівняння збереження виражаються через σ і D ; змінні записуються в термінах лагранжевих координат, таких як $v(X, t)$, але похідні записуються відносно Ейлерових координат

$$\rho \dot{V} = \nabla \cdot \sigma + \rho b, \quad (2.29)$$

$$\rho \dot{e} = \sigma : D - \nabla \cdot q + \rho \psi \quad (2.30)$$

з $\nabla = \partial/\partial x$, силою тіла на одиницю маси b , внутрішньою енергією на одиницю маси $e = c_s T$, тепловим потоком $q = -\lambda \nabla T$ для ізотропного матеріалу та джерелом тепла на одиницю маси ψ .

2.4 Чисельні методи FSI

У загальних проблемах зв'язку рідина–структура механічні та/або теплові величини двох полів обмінюються на межі розділу. Зокрема, рідина передає сили та тепловий потік до твердого тіла, тоді як тверде тіло посиляє переміщення та температури назад до рідини.

Наступні механічні та термічні граничні умови повинні бути задоволені на поверхні розділу рідина–тверде тіло

$$T \cdot n_f = -\sigma \cdot n_s, \quad v_f = v_s \quad (2.35)$$

$$q_f = q_s, \quad T_f = T_s \quad (2.36)$$

де σ/T позначає напругу тверде тіло/рідина, q позначає тепловий потік, а n одиничний вектор нормалі межі розділу. Вони означають баланс сил, умови нековзання стінки для рідини, баланс теплового потоку та баланс температури відповідно.

У розділі 1.3.1 порівнювалися різні стратегії рішення FSI. Для цієї роботи обрано неявний розділений підхід для двостороннього зв'язку, алгоритм якого показаний на рис. 2.2. Ітерація FSI також відома як ітерація в шаховому порядку, і її визначення наведено в наступному розділі. У кожній ітерації FSI спочатку запускається твердопаливний розв'язувач, де граничні умови твердого тіла оновлюються результатами рідини, отриманими з останньої ітерації FSI; потім розв'язувач рідини працює на основі граничних умов рідини, оновлених твердим розчином.

Сітка рідини деформується з часом у задачах FSI, тому інтегральні рівняння збереження рідини необхідно модифікувати, застосовуючи правило Лейбніца. Таку модифікацію також можна інтерпретувати як опис законів збереження в довільному формулюванні Лагранжа–Ейлера. У результаті конвективні члени коригуються з урахуванням сумарної конвекції через рухому межу $CV S$, а нестационарні члени стосуються рухомого об'єму V

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho(v - v^g) \cdot n dS = 0 \quad (2.37)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho v dV + \int_S \rho v(v - v^g) \cdot n dS = \int_S (-pI + \tau) \cdot n dS + \int_V \rho b dV \quad (2.38)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_S \rho \phi (\mathbf{v} - \mathbf{v}^g) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \lambda_\phi \nabla \phi \cdot \mathbf{n} dS + \int_V S_\phi dV \quad (2.39)$$

де \mathbf{v}^g — швидкість кордону CV, а енергетичне рівняння представлено загальним рівнянням переносу скаляра ϕ з його коефіцієнтом дифузії λ_ϕ і джерелом енергії S_E для стислості. Крім того, закон збереження простору має виконуватися, щоб уникнути помилкових джерел збережених кількостей [73]. Рівняння вказує на те, що швидкість зміни об'єму має дорівнювати чистому об'єму, який охоплюють рухомі грані CV.

$$\frac{d}{dt} \int_V dV = \int_S \mathbf{v}^g \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.40)$$

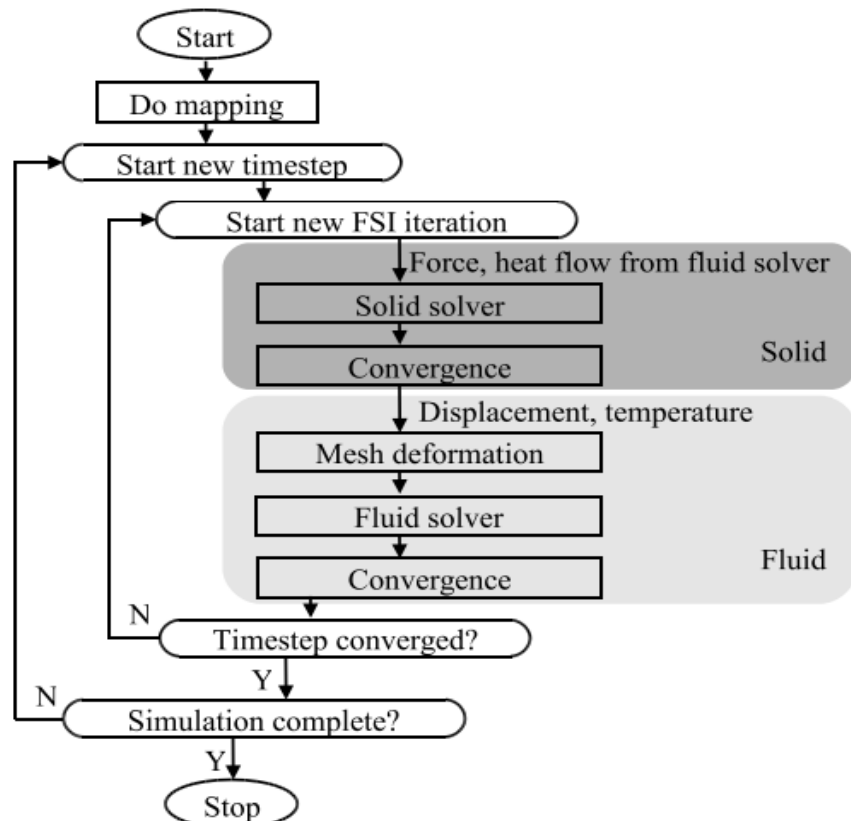


Рисунок 2.2 – Неявний розділений підхід для двостороннього зв'язку; спочатку розв'язувач твердих тіл.

Моделювання FSI може бути перехідним або постійним. І рідинний, і твердий розчинники можуть бути встановлені на перехідний або сталий режим, створюючи чотири різні комбінації. Комбінація перехідних процесів моделює перехідну фізику, таку як структурна вібрація, спричинена силами рідини. У стаціонарному випадку фізичний процес рухається до рівноваги. Цей підхід є адекватним для стаціонарного теплообміну між рідиною та твердим тілом. Версія стабільного твердого тіла та перехідної рідини моделює перехідні ефекти FSI, де структурна реакція на зміни потоку є набагато швидшою, ніж розвиток поля рідини, так що перехідними ефектами твердого тіла можна знехтувати. Зміна випадку призведе до перехідної комбінації тверда речовина – стабільна рідина. Насправді всі ефекти FSI можна розв'язати за допомогою перехідно-перехідного підходу, але результати будуть однаковими з відповідним напівстаціонарним або сталим підходами, а витрати на обчислення будуть набагато вищими.

2.5 Висновки до другого розділу

У цій главі коротко розглянуто основні концепції проектування лабіринтових ущільнень, основи обчислювальної гідродинаміки (CFD) і обчислювальної механіки твердого тіла (CSM) з акцентом на поточну роботу, а також чисельні методи FSI. Наведено короткий огляд керівних рівнянь механіки рідини, моделювання турбулентності та методу кінцевого об'єму (FVM) для CFD [66–70]. Також було розглянуто основні фізичні величини та керівні рівняння для термопружного матеріалу з геометричними нелінійностями, а також ключова процедура дискретизації кінцевих елементів [77–81].

3 ВИРІШУВАЧ FSI

3.1 Код CFD

ANSYS CFX — це програмне забезпечення CFD загального призначення, здатне моделювати перехідні турбулентні потоки з теплопередачею. Основні особливості такі:

Метод кінцевого об'єму: Керівні рівняння дискретизуються шляхом застосування методу кінцевого об'єму, як описано в розділі 2.2.3.

Неструктурована сітка: код використовує неструктуровану сітку без шахматної розстановки.

Поєднаний розв'язувач: на відміну від методів корекції тиску, пов'язаний розв'язувач розв'язує швидкість і тиск одночасно.

Алгебраїчна багатосітка: Лінійні рівняння розв'язуються ітераційно за допомогою алгебраїчної багатосіткової прискореної техніки неповної нижньої верхньої (ILU) факторизації.

Зокрема, використовується реалізація адитивної корекції алгебраїчної мультисітки.

Паралельне обчислення: Паралельне обчислення складається з двох кроків: етапу розділення та кроку виконання. Доступно кілька секціонаторів на основі вузлів, більшість із яких використовують рекурсивні методи поділу навпіл. Багаторівневе програмне забезпечення для розділення графів, MeTiS, дуже поширене завдяки своїй високій ефективності. Паралельний зв'язок здійснюється за допомогою паралельної віртуальної машини (PVM) або інтерфейсу передачі повідомлень (MPI).

Крім того, існують інші функції коду CFD, які є незамінними в поточній роботі та будуть періодично згадуватися в наступних розділах, наприклад:

Опорний тиск: Користувач може вказати відносний тиск на кордонах і глобальний опорний тиск. Основна мета використання еталонного тиску в перекладі між абсолютним і відносним тиском полягає в тому, щоб уникнути

проблем із помилкою округлення, коли зміна тиску набагато менша за абсолютний тиск. Для потоків, що стискаються, на результати впливає рівень тиску, заданий опорним тиском. Тому в цій тезі згадується абсолютний тиск, якщо не вказано інше.

Граничні умови: Межі вхідного та вихідного отворів можна встановити за швидкістю, статичним/загальним тиском або масовою витратою. У моделях турбулентності $k - \epsilon$ і $k - \omega$ задані величини турбулентності на вході, такі як інтенсивність турбулентності та масштаб довжини, тоді як на виході накладається обмеження постійного градієнта. Коли бере участь теплопередача, потрібна статична/загальна температура на вході або загальна ентальпія. Крім того, для меж стін можна вказати поступальну або обертальну швидкість.

Стаціонарне моделювання: Розв'язувач застосовує хибний часовий крок, щоб зменшити рівень релаксації для стабільних задач. Існує два рівні ітерації: зовнішня (хибна) ітерація з кроком у часі та ітерація внутрішнього коефіцієнта. Для стаціонарного стану кожна зовнішня ітерація містить лише одну внутрішню ітерацію.

Перехідне моделювання: Неявні схеми першого/другого порядку застосовуються до перехідного моделювання. На відміну від стабільних випадків, кілька внутрішніх ітерацій виконуються на кожному кроці часу. Крім того, існує ще один рівень ітерації між зовнішньою та внутрішньою ітераціями в перехідному двосторонньому аналізі FSI, який називається ітерацією в шаховому порядку. Кожен часовий крок складається з однієї або кількох ітерацій у шаховому порядку; у межах ітерації з ступенем кожен розв'язувач поля запускається один раз для кількох внутрішніх ітерацій.

Термін конвекції: Доступні схеми конвекції такі: 1) Диференційна схема першого порядку проти вітру (UDS); 2) центральна схема (CDS); 3) Схема змішування UDS і CDS; 4) Схема високої роздільної здатності, яка фактично є обмеженою UDS другого порядку.

Моделі турбулентності: Розв'язувач потоку надає різні моделі турбулентності: моделі RANS (включаючи моделі вихрової в'язкості та моделі напруги Рейнольдса), моделі симуляції великих вихрів (LES) і гібридні моделі RANS–LES. Для моделей вихрової в'язкості з двома рівняннями існують стандартна модель $k - \varepsilon$, модель RNG $k - \varepsilon$, стандартна модель $k - \omega$, модель переносу напруги зсуву (SST) і так далі.

Потік прикордонного шару може бути змодельований за допомогою стінкових функцій або пристінного підходу з низьким Re . Альтернативна пристінкова обробка для моделей на основі $k - \omega$ включена в розв'язувач, яка називається автоматичною обробкою стінки. Це забезпечує плавний перехід від формули з низьким Re до настінних функцій. Подібним чином, модифікований підхід до функції стінки, відомий як масштабована функція стінки, реалізовано для моделей на основі рівняння ε , щоб подолати невідповідності прогнозів під час уточнення пристінної сітки.

Критерії конвергенції: Розв'язувач надає два типи вимірювань залишків, тобто середньоквадратичне (RMS) і максимальне (MAX) нормалізовані залишки. Залишки контролюються лише для рівнянь переносу маси/імпульсу/енергії, за винятком рівнянь турбулентного переносу. Крім того, на збіжність також перевіряється збереження маси, імпульсу та енергії на границях. Відсоток дисбалансу певної кількості визначається як (загальний вхід - загальний вихід)/загальний вхід. Ітерація припиняється, і рішення вважається збіжним, коли досягнуто цільовий показник залишку та ціль дисбалансу.

Деформація сітки: Переміщення, отримані розв'язувачем рідини на границях домену, розповсюджуються на інші точки сітки всередині домену шляхом вирішення рівняння дифузії зміщення $\nabla \cdot (\Gamma_{disp} \nabla \delta) = 0$, де δ позначає зміщення відносно попередніх місць сітки. Коефіцієнт дифузії сітки, Γ_{disp} , також називають жорсткістю сітки. Він визначає, наскільки жорстко сітка деформується в різних областях. Розв'язувач надає кілька варіантів

обчислення Γ_{disp} . Наприклад, Γ_{disp} для збільшення поблизу кордонів визначається як $\Gamma_{disp} = \left(\frac{1}{d}\right)^{C_{stiff}}$, де d вказує на відстань від найближчої межі.

Γ_{disp} для збільшення біля малих об'ємів визначається як $\Gamma_{disp} = \left(\frac{1}{V}\right)^{C_{stiff}}$, де V означає розмір контрольного об'єму. Можна вирішити, як швидко збільшується Γ_{disp} , вказавши показник C_{stiff} . Крім того, дозволено визначати інші вирази для Γ_{disp} . Середньоквадратична нев'язка використовується для вимірювання рівня збіжності рівняння переміщення сітки. Крім того, кодекс виконує Закон збереження простору для рухомих сіток [73].

3.2 Кодекс CSM

ANSYS Mechanical — це програмне забезпечення загального призначення для кінцево-елементного аналізу механічних задач. Його можливості варіюються від лінійного статичного до нелінійного аналізу перехідних процесів. Ключові особливості, пов'язані з цією роботою, представлені нижче:

Геометрична нелінійність: Розв'язувач застосовує оновлений метод Лагранжа для моделювання геометричних нелінійностей. Ефекти кінцевого переміщення та обертання можуть бути включені як у статичний, так і в перехідний аналіз. Ця функція використовується для врахування великих прогинів з малими деформаціями і відцентровими зростаннями.

Типи елементів: Бібліотека елементів коду складається з кількох типів елементів, таких як 3D балки першого/другого порядку/суцільні елементи зі структурними та тепловими DOF у кожному вузлі.

Схема перехідних процесів: Для неявного аналізу перехідних процесів використовується метод інтегрування часу Ньюмарка- β . Параметри інтеграції можуть бути або прямими вхідними, або непрямими кореляціями з визначеним користувачем коефіцієнтом спаду амплітуди.

Контроль збіжності: У нелінійному аналізі три різні векторні норми використовуються як засоби керування збіжністю: норма L^2 , що перевіряє суму квадратного кореня квадратів змінних дисбалансів, норма L^1 , яка перевіряє суму абсолютних значень дисбалансів, і нескінченна норма, що перевіряє дисбаланси кожної DOF у кожному вузлі.

Відцентрові ефекти: Відцентрові ефекти можуть бути застосовані до структур із заданими швидкостями обертання. Ефекти інерції враховуються або шляхом активації геометричної нелінійності, або шляхом віднімання матриці пом'якшення обертання від матриці структурної жорсткості. Ця функція застосовна лише до деяких типів елементів.

Термічний аналіз: Розподіл температури та відповідні термічні величини отримують із термічного аналізу. Властивості матеріалу можуть бути постійними або залежними від температури. Типи теплового навантаження, які підтримуються кодом, включають постійні температури, конвекції та теплові потоки. При використанні конвективних границь також необхідно вказати коефіцієнт теплопередачі та температуру навколишнього середовища. Граничні умови теплового потоку використовуються, коли відома кількість теплопередачі через поверхню.

3.3 Інтерфейс FSI

У поточному дослідженні використовується неявний розділений метод двостороннього FSI. Згідно з попереднім обговоренням у розділі 1.3.1, цей підхід має вищу точність і є більш стабільним, ніж інші, за допомогою яких окремі фізичні поля можна розв'язувати більш ефективно та результативно. Цей розділ присвячений зв'язку між розв'язувачами CFD і CSM. У наведеному нижче списку обговорюються налаштування, пов'язані зі з'єднанням, у моделях FSI.

Послідовність рішення: Коди CFD і CSM можна запускати одночасно або послідовно під час кожної ітерації з переміщенням. Останній використовується частіше і вимагає специфікації порядків розв'язувачів у шахових ітераціях.

Змінні зв'язку: Змінні, які дозволено передавати через межу рідини та твердого тіла, включають механічні змінні, такі як переміщення, сила та потік сили, і термодинамічні змінні, такі як температура, тепловий потік і тепловий потік.

Відображення схем інтерполяції: Схема інтерполяції необхідна для відображення даних між невідповідними сітками від двох розв'язувачів на інтерфейсах FSI. Існує два типи інтерполяції: схема збереження профілю та консервативна схема. Перший бере змінний профіль з однієї сітки та відображає його на іншій, незалежно від збереження кількості на поверхні, як це забезпечується в другій схемі. На практиці переміщення та температура завжди інтерполуються за першою схемою, тоді як сила та тепловий потік завжди слідує за останньою.

Критерії конвергенції FSI: Критерії конвергенції використовують норму L^2 кожної змінної ϕ , яка визначається як $\|\phi\|_2 = \sqrt{\sum \left(\frac{\phi_{new} - \phi_{old}}{\phi_{new}} \right)^2}$. Зверніть увагу, що сума береться по всіх вузлах на поверхні сполучення. Змінна ϕ вважається збіжною, коли $\|\phi\|_2$ зменшується нижче цілі збіжності.

Фактори недостатньої релаксації FSI: Це значення релаксації, застосовані до змінних, що передаються через поверхню зв'язку. Для різних змінних можна вказати різні коефіцієнти недостатньої релаксації.

Крок за часом FSI: У аналізі перехідних процесів FSI крок за часом рідини повинен дорівнювати кроку за часом FSI, тоді як для твердого кроку за часом можна використовувати менше значення. Цей так званий підцикл іноді потрібен для покращення стабільності.

3.4 Коментарі до переважаючих комерційних рішень FSI

В останні роки спостерігається бум комерційних вирішувачів FSI. Однак важливо розуміти, що рішення можуть сильно відрізнятися за ступенем складності. Наприклад, деякі з них здатні розв'язувати перехідні задачі FSI з міцним зв'язком, тоді як деякі виконують лише аналіз FSI після обробки, подібний до аналізу FSI, просто передаючи дані від одного розв'язувача до іншого наприкінці моделювання. Крім того, постачальники програмного забезпечення віддають перевагу розділеним підходам, оскільки автору не існує комерційного монолітного підходу.

ANSYS пропонує кілька рішень FSI, які не потребують сторонніх інтерфейсів. Наприклад, вирішувач MFX, представлений вище, пропонує неявні рішення двосторонніх задач FSI [82], що є найбільш стабільною та точною версією розділених підходів. На відміну від цього, інша можливість FSI також доступна в останньому випуску, де ANSYS FLUENT® і ANSYS Mechanical поєднані для виконання одностороннього FSI [83]. Температури поверхні або поверхневі сили, отримані за допомогою розв'язувача CFD, передаються в розв'язувач конструкцій на основі постобробки.

Впровадження зовнішніх інтерфейсів робить можливим зв'язок між багатьма програмними засобами CFD і CSM. Наприклад, стандартний інтерфейс зв'язку коду MpCCI привертає все більший інтерес в останні роки, оскільки він забезпечує адаптери для кількох комерційних кодів, таких як ANSYS Mechanical, ABAQUS®, ANSYS FLUENT і Star-CD®. Два коди CFD можуть доволно поєднуватися з двома кодами CSM для виконання одностороннього та двостороннього моделювання FSI. Однак, оскільки обмін даними в межах часових кроків не підтримується цими кодами, зв'язок може бути лише явним. У сильно пов'язаних випадках такі явні підходи можуть легко призвести до розбіжних рішень [84].

3.5 Висновки до третього розділу

У цій роботі використовується мультифізичний програмний пакет ANSYS®, який не потребує стороннього інтерфейсу для поєднання алгебраїчного багатосіткового CFD розв'язувача ANSYS CFX® і структурного розв'язувача на основі FEM ANSYS Mechanical™. Конкретний двосторонній неявний вирішувач FSI називається MFX, і пов'язану з ним інформацію можна знайти в посібниках ANSYS [75, 77].

Цей розділ розповів про основні функції розв'язувача рідин, а також про можливості розв'язувача конструкцій. Потім розглянуто детальні налаштування параметрів вбудованого інтерфейсу з'єднання. Нарешті, наведено коротке порівняння кількох переважаючих комерційних підходів FSI.

4 FSI – ВЗАЄМОЗВ'ЯЗОК ВІБРАЦІЇ ТА СИЛ РІДИНИ

4.1 Числові моделі

4.1.1 Поле рідини

Геометрія та граничні умови рідинної моделі, які показані на рисунку 4.1 [85], базуються на експерименті зі стаціонарною кімнатною температурою без обертання [11] прямого наскрізного лабіринтового ущільнення з чотирма зубами, проведеному на випробувальному стенді [91], як у рисунку 1.2. Детальні налаштування моделі CFD наведені в таблиці 4.1. Загальна температура на вході $T_{tot,in}$ встановлена на рівні кімнатної температури 297 К. Оскільки газ і випробувальний стенд мають кімнатну температуру, теплопередачею на стінках можна знехтувати, тому статор і ротор моделюються як адіабатичні стінки, що є звичайна практика CFD моделювання лабіринтових ущільнень [4, 35]. Загальний тиск на вході $p_{tot,in}$ і статичний тиск на виході $p_{stat,out}$ змінюються, щоб отримати коефіцієнт тиску π в діапазоні від 1,7 до 3,8.

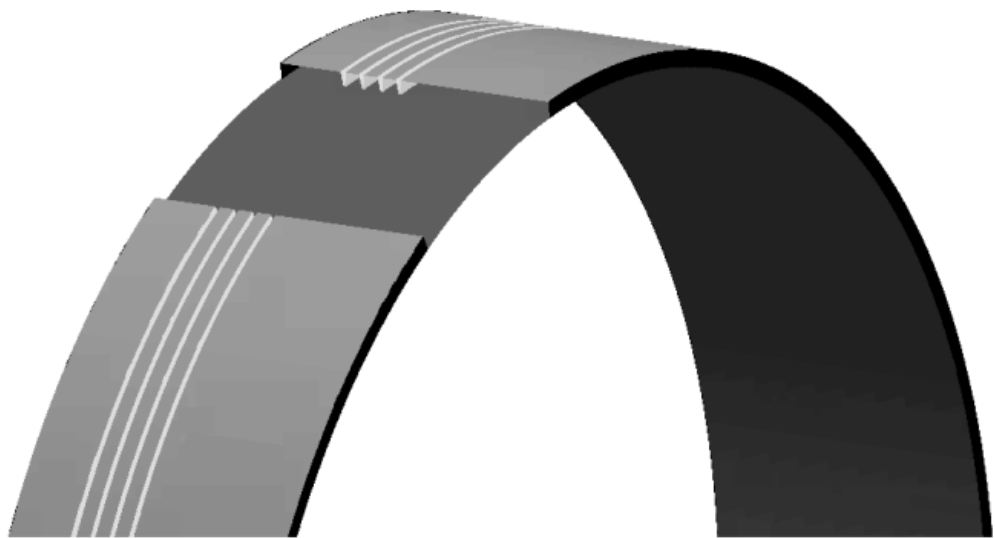


Рисунок 4.1 – Область рідини прямого лабіринтного ущільнення з чотирма зубами.

Справедливість стандартної $k-\epsilon$ моделі турбулентності для прямих наскрізних лабіринтових ущільнень була неодноразово продемонстрована в джерелах [28–30]. $k-\epsilon$ моделі з логарифмічними стінковими функціями вимагають відповідних розмірів пристінних елементів. Отже, y^+ має бути приблизно в діапазоні від 30 до 300 [69]. Однак надзвичайно важко підтримувати правильний y^+ всюди в лабіринтових ущільненнях через широкий діапазон швидкостей і гекса сітку, як у цьому випадку. Таким чином, застосовується масштабована стінкова функція, яка вимикає логарифмічну стінкову функцію, коли y^+ менше ніж 11,06, і визначає профіль швидкості через в'язкий підшар. Чутливість розмірів пристінних елементів обговорюється окремо в розділі 4.2.

Таблиця 4.1 – Налаштування CFD моделі.

Тип рідини	Повітря (Ідеальний газ)
Граничні умови	Вхід: $T_{tot,in} = 297$ К, $p_{tot,in}$ Вихід: $p_{stat,out}$ Нековзкі гладкі адіабатичні стінки
Модель турбулентності	Стандартна $k-\epsilon$ з функцією масштабованих стінок
Схема конвекції	Висока роздільна здатність (другий порядок)
Критерії збіжності	Середньоквадратичні залишки всіх рівнянь збереження $< \epsilon$ Дисбаланс маси, імпульсу та ентальпії $< 1\%$ Глобальні змінні не змінюються протягом ітерацій
Перехідна схема	Зворотне розрізнення другого порядку
Розмір кроку за часом	5×10^{-6} с
Сітка	Гекса сітка

Щоб забезпечити конвергенцію, критичні глобальні змінні, такі як масові потоки, контролюються на додаток до RMS (середньоквадратичних) і критеріїв дисбалансу. Рішення вважається збіжним, якщо зміни глобальних змінних знаходяться в межах фіксованого допуску. Історія конвергенції потоку маси за ітерації показана в розділі 4.2.

Ефект FSI вимагає, щоб аналіз як рідини, так і твердої речовини був тимчасовим. Крім того, показано, що для рідини потрібен набагато менший розмір кроку в часі, ніж для твердої речовини. Отже, щоб збалансувати ефективність обчислень і стабільність, важливо визначити відповідний розмір кроку в часі на основі вимог рідини. За допомогою чисельних тестів показано, що оптимальний крок за часом становить 5×10^{-6} с.

4.1.2 Ротор

Оскільки ця робота зосереджена на вібрації ротора, моделюванням статора знехтувано. Ротор спрощено представлено як диск, закріплений посередині валу з тонкою стінкою (рис. 4.2), щоб представити основні характеристики ротора. Диск оточений доменом рідини. Мала деформація виправдовує лінійний структурний аналіз з лінійним пружним матеріальним законом. Матеріал — сталь з густиною 7806 кг/м^3 , модулем Юнга $2,078 \times 10^{11}$ Па, коефіцієнтом Пуассона 0,3.

Чисельні тести показують, що деформація диска ротора незначна порівняно з деформацією вала, тому диск ротора розглядається як тверде тіло, щоб зменшити час обчислень. Крім того, враховуючи, що зміщення сітки, нормальні до області, не допускаються на вході, осьове зміщення диска обмежене. Два кінці вала затиснуті. Вал моделюється тонкостінним трубним елементом другого порядку *PIPE16*. Як критерій конвергенції, норма L^2 для всіх DOF зберігається нижче 10^{-3} . Для дискретизації перехідного члена використовується метод інтегрування часу Ньюмарка- β .

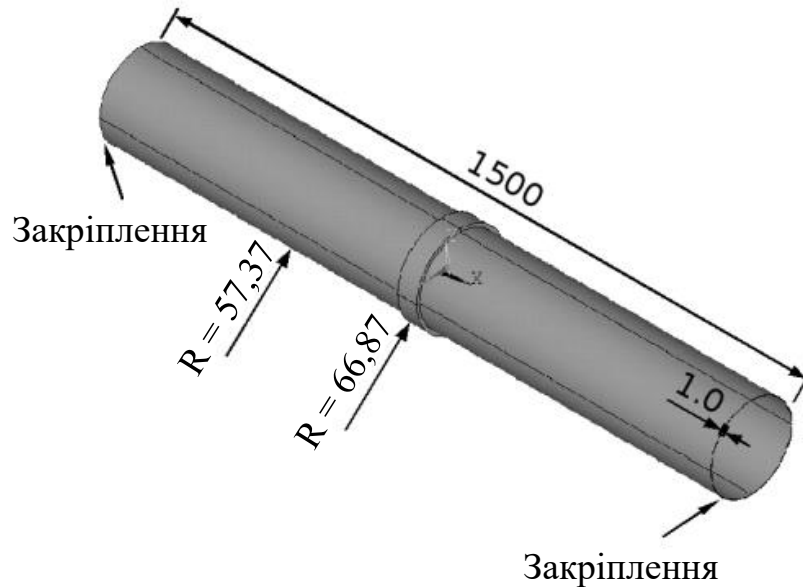


Рисунок 4.2: Диск ротора, закріплений на затиснутому тонкостінному валу (мм).

4.1.3 Параметри FSI

Сили та переміщення передаються через поверхню «рідина – тверде тіла», як показано на рисунку 4.3. Є дві причини для використання двостороннього неявного зв'язку в цій задачі. По-перше, одностороннє зчеплення не може враховувати зміщення поверхні зчеплення. По-друге, явний зв'язок зазвичай має проблеми зі стабільністю для сильно пов'язаної фізики. Параметри FSI цього тесту наведено в таблиці 4.2. Оскільки ми зосереджені на механічному FSI, термодинамічні змінні тут не розглядаються. Критерій збіжності 10^{-3} виявляється достатньо точним і тому використовується в цій моделі. Немає необхідності включати недостатнє розслаблення. Модель жорсткості сітки вибрано як збільшення поблизу малих об'ємів із $C_{stiff} = 1$ і її критерієм збіжності $RMS < 10^{-4}$. Інтервали часу в FSI та у рідині рівні.

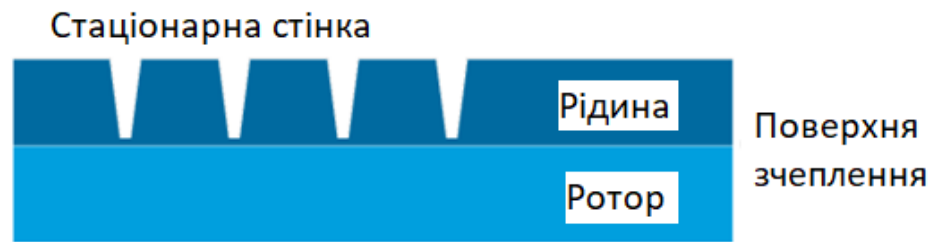


Рисунок 4.3: Поверхня зчеплення FSI.

Обчислення поля рідини потребує набагато більше комп'ютерних ресурсів, ніж поєднання обчислення поля твердого тіла та інтерполяції/контролю FSI.

Таблиця 4.2 – Параметри FSI.

Сполучення змінних (даних)	Переміщення	Сила
Напрямок передачі	Тверде тіло → рідина	Рідина → тверде тіло
Схема інтерполяції	Profile preserving	Conservative
Критерій збіжності FSI	10 ⁻³	10 ⁻³
Under-relaxation factor	1.0	1.0

4.2 Перевірка CFD

Чутливість моделі CFD спочатку досліджується щодо щільності сітки та розміру пристінного елемента в різних місцях, як зазначено на рисунку 4.4. Рисунок 4.5 показує залежність масової витрати \dot{m} і підйомної сили $F_{lif t}$ від сітки. Кількість елементів у позиції x позначається як n_x , а розмір пристінного елемента називається нормалізованим s_x . Різниця визначається відносно результату з найменшим розміром пристінного елемента та найбільшою

кількістю елементів. Безрозмірний розмір пристінного елемента нормалізується з використанням найбільшого розміру пристінного елемента.

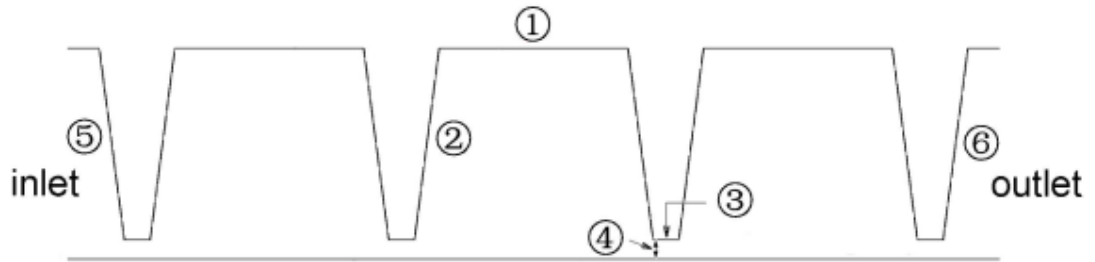


Рисунок 4.4 – Области лабіринтового ущільнення.

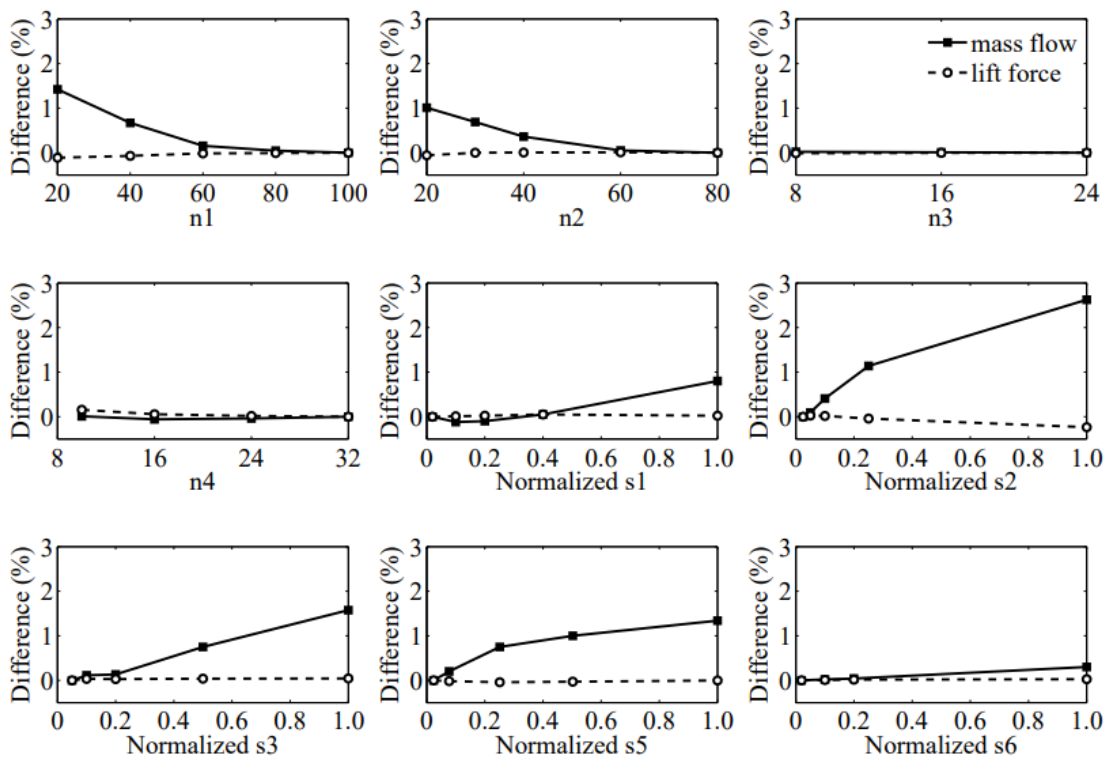


Рисунок 4.5 – Дослідження залежності сітки моделі CFD відносно розміру пристінного елемента та щільності сітки в різних місцях.

Дослідження чітко показує, що \dot{m} більш чутливий до сітки, ніж F_{lift} . Тому сітка вибирається відповідно до її впливу на \dot{m} . Щоб забезпечити відносну похибку менше ніж 0,1% для \dot{m} , у моделі потрібно загалом 1,7 мільйона шестигранних елементів, як показано на рисунку 4.6. Крім того, як один із критеріїв конвергенції спостерігався масовий потік. Спостерігається, що масовий потік добре збігається, коли задовольняються два інші критерії.

Типова історія конвергенції масового потоку в аналізі сталого CFD, контрольованого двома іншими критеріями, зображена на рисунку 4.7.

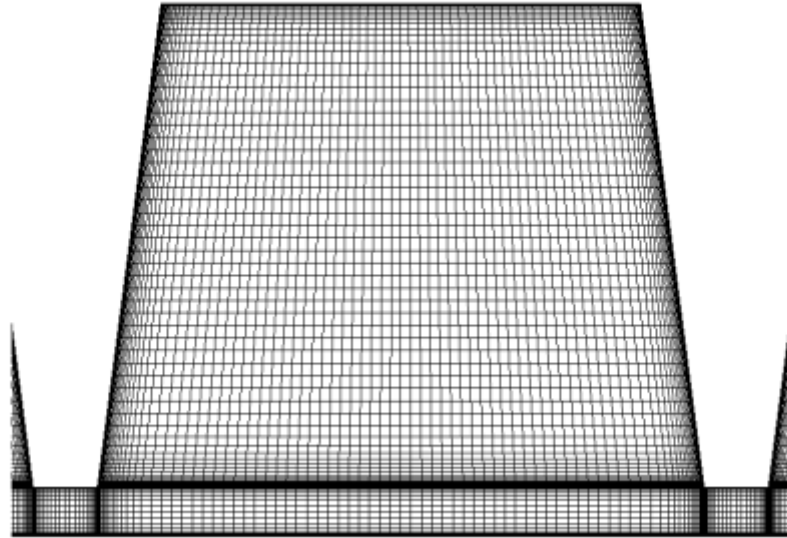


Рисунок 4.6 – Сітка після дослідження залежностей

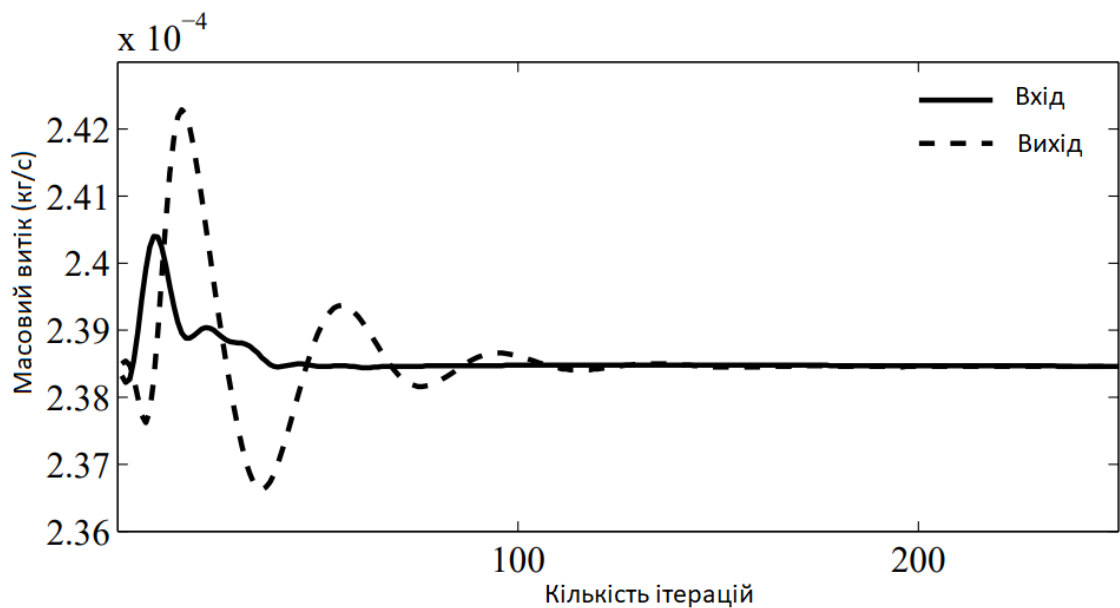


Рисунок 4.7 – Історія конвергенції масового потоку в аналізі сталого CFD.

Порівняно з експериментальними вимірюваннями виявилось, що чисельне моделювання має тенденцію передбачити витік з різницею в 10% [86]. Щоб компенсувати цю розбіжність і відсутність досліджень CFD іншими

дослідниками, ми порівнюємо чисельні результати з розрахунками на основі коду КТК (від кромки до кромки) [87]. У джерелі тестових даних [11] код КТК використовується для розрахунку витоку через ущільнення, і прогнозований \dot{m} також на 10% більший за експериментальні результати. Оскільки доведено, що метод КТК є надійним у своєму діапазоні калібрування для базових величин у простих геометріях ущільнень, таких як \dot{m} у наскрізних лабіринтових ущільненнях, чисельні результати є прийнятними.

4.3 Результати та їх обговорення

4.3.1 Функції потоку

На рисунку 4.8 показано показники витоку за різних коефіцієнтів тиску (див. рівняння 2.7). Коефіцієнт потоку, визначений у формулі 2.2 залишається постійним, коли відношення тиску перевищує критичне значення, що свідчить про те, що потік заглушено.

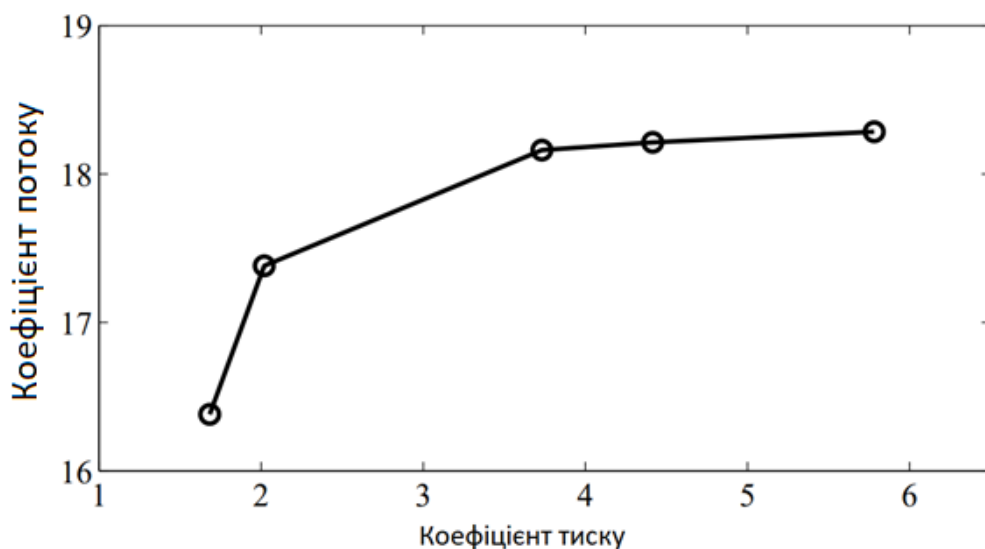
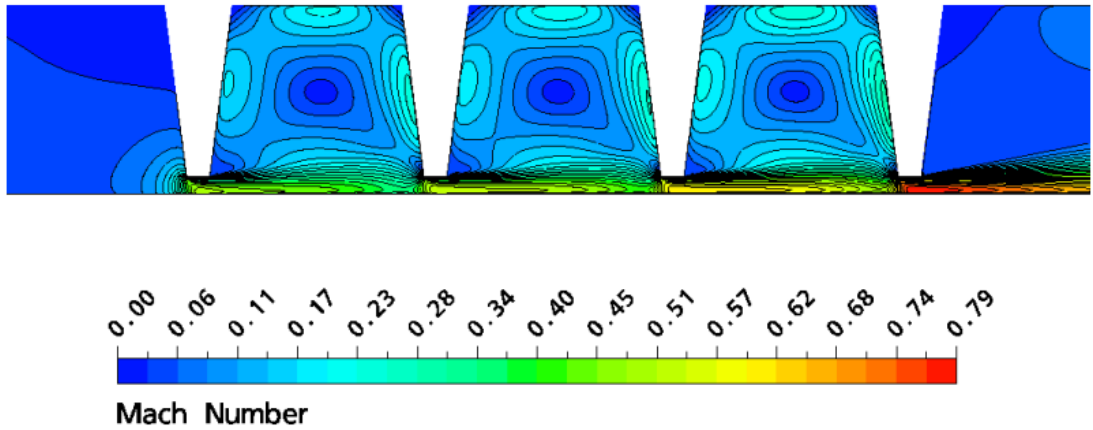


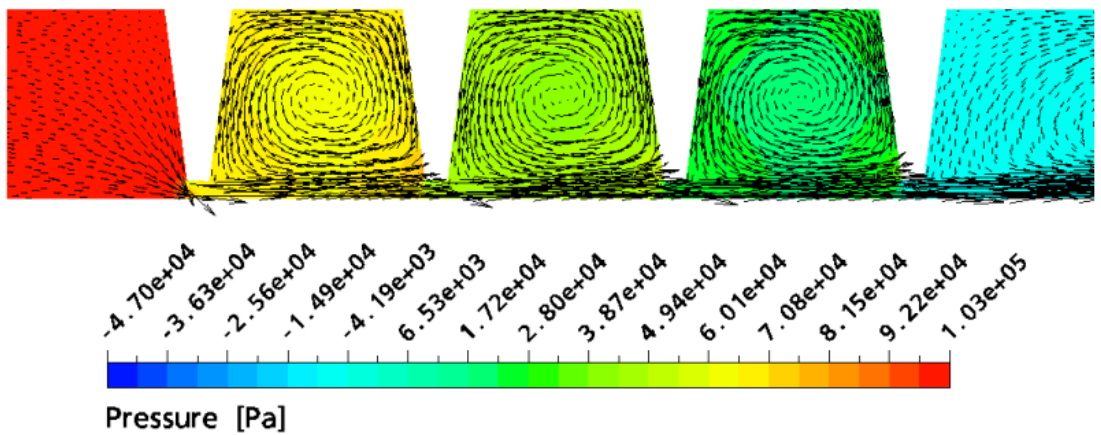
Рисунок 4.8 – Характеристики витоку лабіринтового ущільнення

На основі полів рідини, показаних на рисунку 4.9, можна розпізнати наступні особливості: 1) у кожній порожнині є велика вихрова структура; 2)

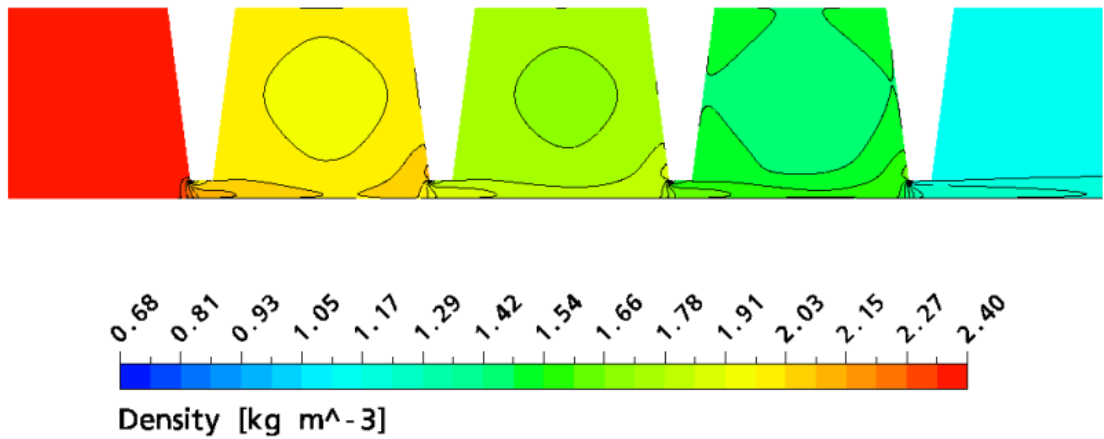
число Маха зростає поперек ущільнення і досягає максимуму після останнього вістря; 3) статичний тиск рівномірно розподілений у кожній порожнині; 4) із прискоренням потоку статичний тиск і густина зменшуються; 5) потік сильно стискається, оскільки щільність змінюється в чотири рази.



а) Розподіл числа Маха



б) Поле статичного тиску та векторне поле швидкості



в) Розподіл густини

Рисунок 4.9 – Поле рідини лабіринтового ущільнення.

4.3.2 Модальний аналіз ротора

Модальний аналіз проводиться для визначення власних частот і форм моди системи диск–вал. Оскільки диск кріпиться до середини вала, форми мод симетричні (рис. 4.10). Кожні дві суміжні моди мають однакову власну частоту та однакову форму моди.

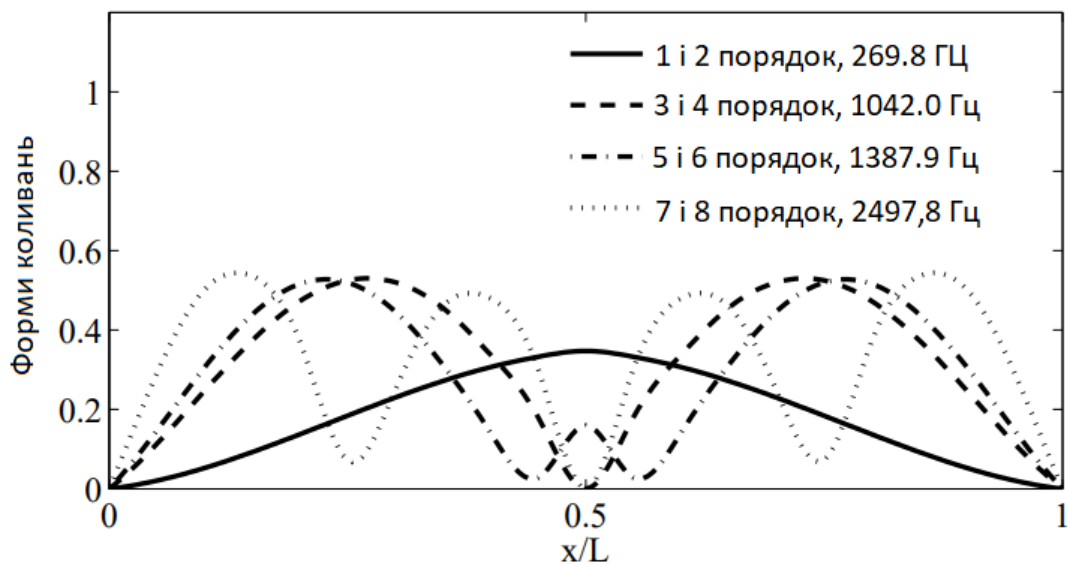


Рисунок 4.10 – Перші вісім власних частот і форм коливань системи диск–вал.

4.3.3 Дослідження початкового стану FSI

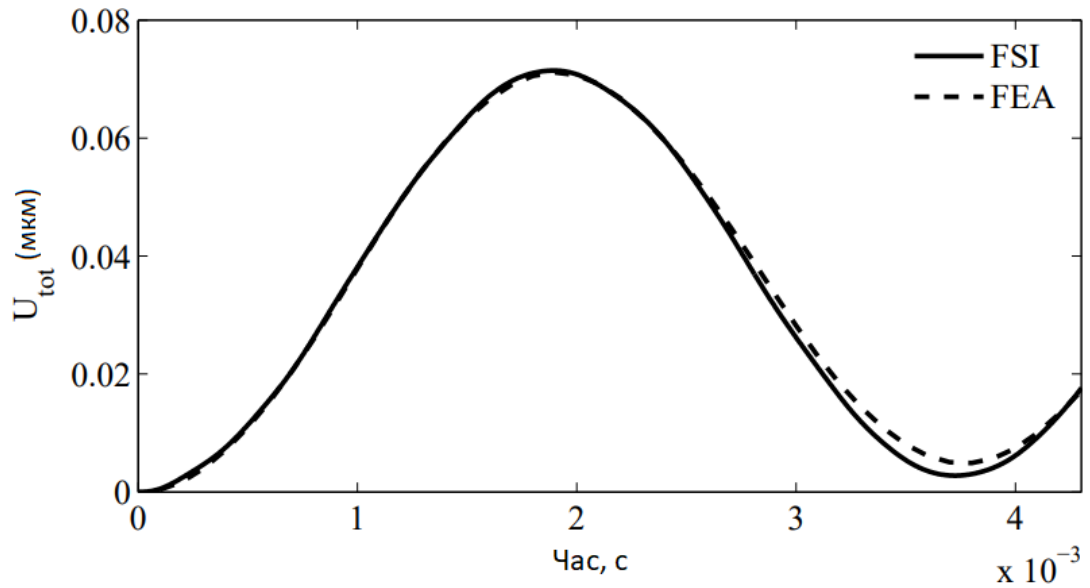
Знадобиться багато часу, щоб досягти стану повністю розвиненої вібрації від початково осесиметричного поля рідини та недеформованої структури. Для прискорення розвитку вібрації необхідно внести деякий дисбаланс у вихідні умови за такими ознаками:

1. Задати ексцентриситет диска ротора ec ;
2. Надіслати переміщення до вирішувача рідини та деформувати сітку;
3. Обчислити неосесиметричну силу рідини F_f^{ec} ;
4. Видалити ec .

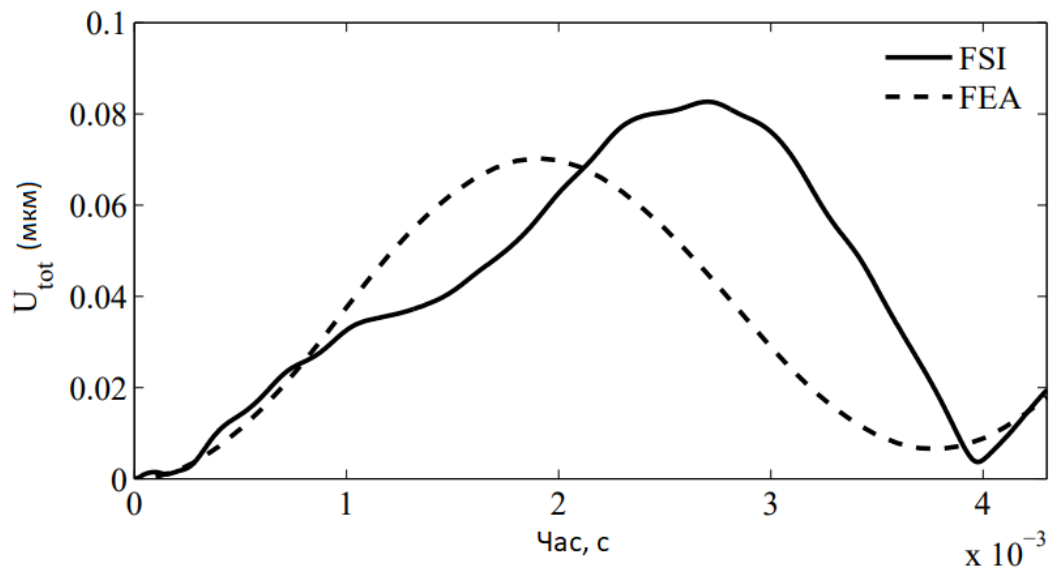
Однак у деяких випадках спостерігалася залежність між кінцевими результатами та початковими умовами. Оскільки цей зв'язок, очевидно, є нефізичним, таких початкових умов слід уникати. Причини залежності наступні. По-перше, великий ексцентриситет ec дає велике F_f^{ec} . Потім, у першій ітерації FSI першого часового кроку, це призводить до великого структурного зміщення d . Оскільки початкове зміщення дорівнює нулю, велике d означає велике прискорення, яке еквівалентно великій силі інерції F_s^d у конструкції. Коли F_s^d є занадто великим, виникає проблема: з наступного кроку в часі структурна вібрація домінує над структурними інерційними силами, а не рідинними силами; іншими словами, це вже не справжній аналіз FSI, і розраховане зміщення буде занадто великим. Підсумовуючи, відповідна початкова умова вимагає, щоб ec був адекватним, щоб сила рідини домінувала над вібрацією.

Наведені вище аргументи демонструються на рисунку 4.11. Сили рідини, які сприймає ротор під час моделювання FSI, застосовуються як навантаження в аналізі кінцевих елементів (FEA) ротора. Очікується, що структурні зміщення, отримані за допомогою FSI та FEA, є узгодженими.

Якщо початкові умови правильні, як показано на рисунку 4.11 (а), результати FSI та FEA майже збігаються. Навпаки, якщо початкові умови є неправильними, тобто es занадто великий, як показано на рисунку 4.11 (б), два набори результатів явно відрізняються, оскільки вібрація, отримана FSI, не повністю викликана силами рідини.



а) Правильні початкові умови



б) Неправильні початкові умови

Рисунок 4.11 – Структурні зміщення, отримані за допомогою FSI та FEA.

Оскільки F_f^d і F_S^d заздалегідь невідомі, рекомендовано спробувати різні значення es і визначити критичне значення. Будь-який es , менший за критичне значення, може служити відповідною початковою умовою. У цьому випадку es 1% від радіального зазору і менше призводять до постійної амплітуди (рис. 4.12). Тому рекомендується починати тестування з невеликого es , а потім поступово продвжувати зменшувати його значення.

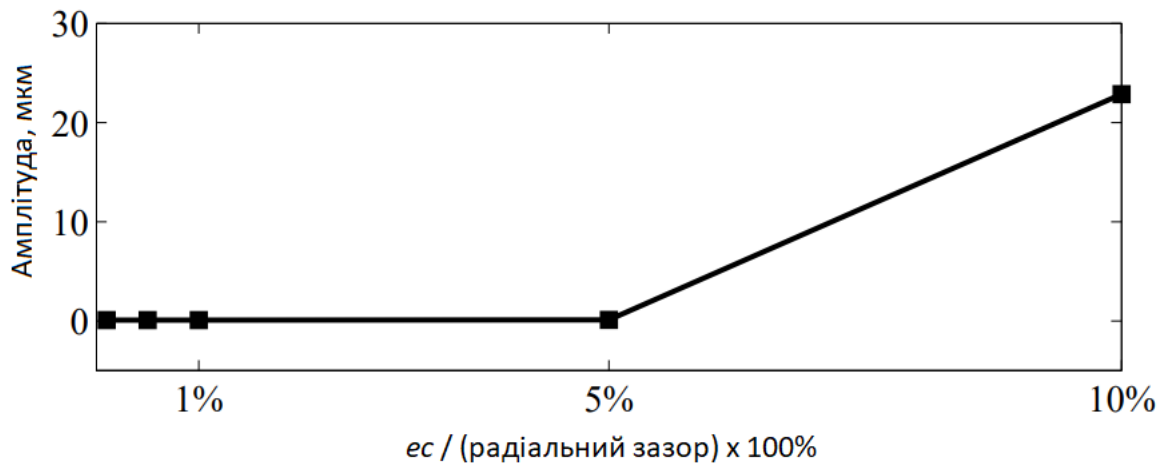


Рисунок 4.12 – Вплив величини es на амплітуду.

4.3.4 Дослідження амплітуди FSI

Область деформованої рідини та переміщення сітки зображені на рисунку 4.13. Можна побачити, що зміщення, отримані від ротора на поверхні зчеплення, розсіюються у внутрішню область.

На рисунку 4.14 показані перехідні реакції переміщення ротора та підйомної сили на поверхні зчеплення. Періодичну вібрацію можна чітко розпізнати. Ротор вібрує з частотою 274 Гц, що майже дорівнює його власній частоті першого порядку. Амплітуда становить приблизно 0,03% від радіального зазору.

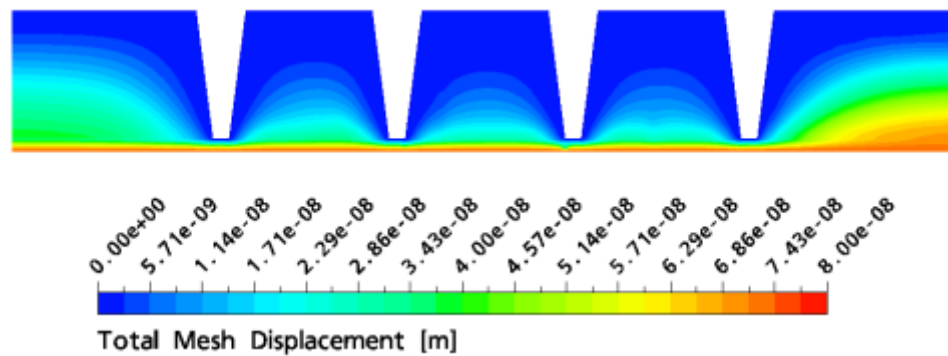


Рисунок 5.13: Розподіл переміщення сітки в певний час ($\pi = 2,0$; $\dot{m} = 0,138$ кг/с).

Залежність амплітуди від коефіцієнта тиску π та масової витрати \dot{m} наведені на рисунку 4.15 та рисунку 4.16 відповідно. На рисунку 4.15 $p_{stat,out}$ прив'язаний до атмосферного тиску, а $p_{tot,in}$ змінюється для отримання різних π . На рисунку 4.16 π підтримується рівним 2, тоді як $p_{tot,in}$ і $p_{stat,out}$ змінюються пропорційно, щоб отримати різні \dot{m} . Амплітуда лінійно зростає з π і \dot{m} . Максимальна амплітуда становить близько 0,05% від радіального зазору.

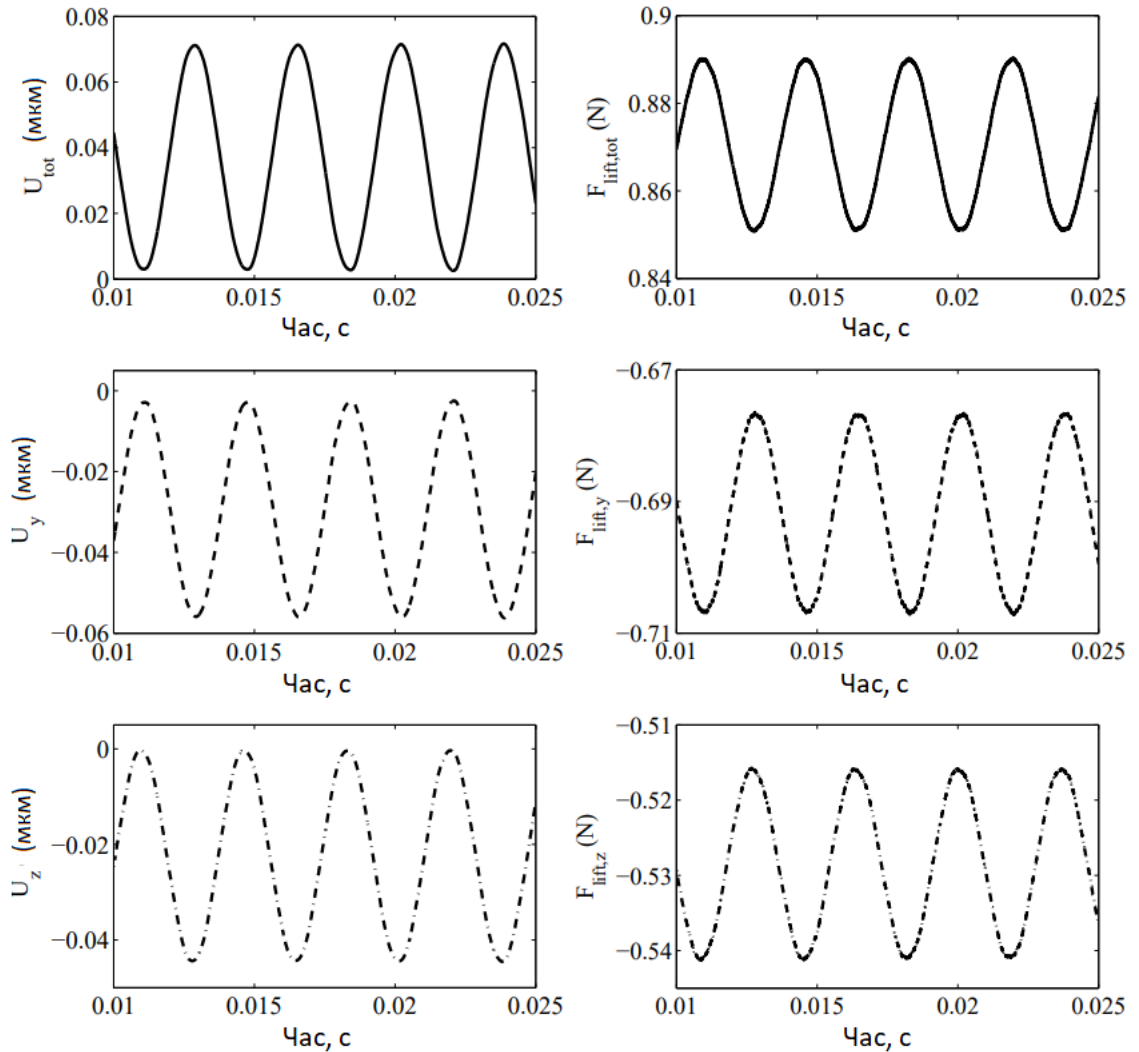


Рисунок 4.14 – Зміна переміщень (ліворуч) і підйомної сили (праворуч) впродовж часу ($\pi = 3,8$; $m = 0,088$ кг/с)

4.3.5 Обговорення результатів FSI

Нестабільність ротора, викликана силами рідини, викликала великий інтерес для інженерів. Однак доступних експериментів для кількісного порівняння небагато. Інші дослідники [17] вказали на причину відсутності даних те, що оскільки сили в лабіринтових ущільненнях досить малі, доступні лише мінімальні експериментальні дані для порівняння та перевірки розрахунків. Як компенсацію, у цій чисельній роботі показано, що вібрація в

лабіринтному ущільненні, як і очікувалося, повністю спричинена силами рідини (рис. 4.11).

Для вивчення вібрації, викликані силою рідини, двосторонній, перехідний і тривимірний характер моделювання FSI – все це означає, що обчислення є дуже дорогим. Поточна робота є спробою застосувати чисельне моделювання FSI до лабіринтно-лункових ущільнень, враховуючи, що використання FSI у промислових випадках зараз є тенденцією, і наукові кола обговорюють використання FSI в лабіринтних та лабіринтно-лункових ущільненнях протягом тривалого часу. Мета цієї роботи полягає не в тому, щоб переконати всіх дослідників використовувати FSI у лабіринтно-лункових ущільненнях, а в тому, щоб надати досвід і деякі довідкові результати. Тут встановлено методологію, досліджено залежність від початкових умов, а моделювання FSI конфігурації ущільнення, близької до реальності, виявляє періодичні коливання ротора. Амплітуди виявляються невеликими, тому іншим дослідникам радимо розглянути необхідність включення таких ефектів FSI у свої числові моделі.

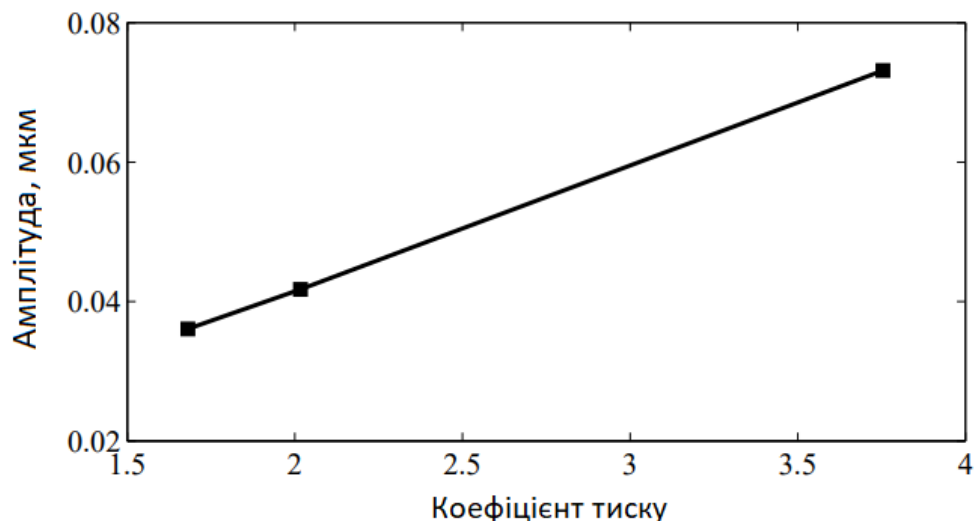


Рисунок 4.15 – Вплив співвідношення тиску на амплітуду вібрації ротора ($p_{stat,out} = 101,325$ кПа).

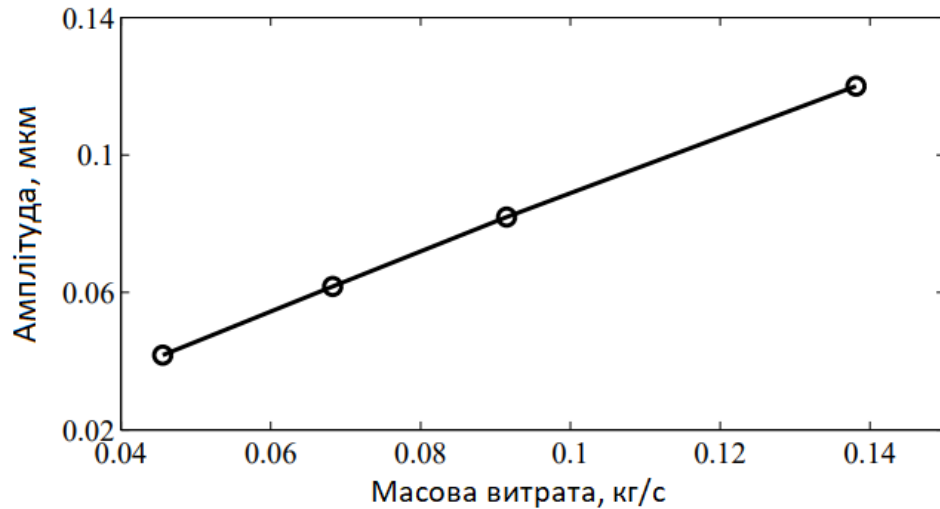


Рисунок 4.16 – Вплив масової витрати на амплітуду вібрації ротора ($\pi = 2$).

У цьому дослідженні ротор моделюється як закріплена з обох боків балка з диском, де підшипники відсутні порівняно зі справжнім ротором. Тим не менш, найбільш фундаментальні характеристики ротора представлені поточною моделлю. Крім того, це спрощене моделювання допомагає зосередитися на реалізації FSI.

4.4 Висновки до четвертого розділу

У цьому розділі представлено вібрацію прямого наскрізного лабіринтового ущільнення, що не обертається, за кімнатної температури. Тут ми зосереджуємося на механічних ефектах FSI, отже, поверхня передачі даних розглядається як рухома адіабатична стінка. Через сильно пов'язану природу проблеми для двостороннього перехідного FSI використовується неявний підхід, у якому потік і структура моделюються в 3D.

План цієї глави виглядає наступним чином:

Спочатку визначаються числові моделі рідини та структури ущільнення, а також налаштовується інтерфейс з'єднання. Потім модель перевіряється та

детально обговорюється поведінка витоку й особливості потоку. Зі структурної сторони модальний аналіз виявляє власні частоти та форми мод ротора. Нарешті, представлені результати механічного FSI, включаючи дослідження залежності від початкових умов і впливу співвідношення тиску та масової витрати на амплітуду вібрації. Також показано, що вібрації повністю спричинені силами рідини.

5 ВИТРАТНІ ТА ДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАБІРИНТНО-ЛУНКОВОГО УЩІЛЬНЕННЯ

5.1 Геометричні параметри, робочі та граничні умови лабіринтно-лункового ущільнення

Розрахунок величини витоків в лабіринтно-лунковому ущільненні може бути виконаний за допомогою ОГД моделювання в програмному комплексі Ansys CFX [89].

На рисунку 2.6 зображено креслення лабіринтно-лункового ущільнення, для якого проводилися розрахунки. На рисунку 5.2а, показаний приклад сектора геометрії проточної частини, який створений в програмному модулі Ansys Design Modeler, на рисунку 5.2б – сітка сектора ущільнення з накладеними граничними умовами, на рисунку 5.2в – повна геометрія проточної частини даного лабіринтно-лункового ущільнення.

Геометрія сектору становить 1/20 частини повної геометрії ущільнення. Вона складається з вхідної і вихідної камер, періодично повторюваних по довжині ущільнення рядів лунок, кільцевих каналів, та чотирьох лабіринтів, виконаних з матеріалу PEEK.

Програма Ansys Meshing використовувалася для генерування обчислювальної структурованої гекса сітки для створеної геометрії лабіринтно-лункового ущільнення. Кількість елементів у зазорі дорівнювала 10 елементам. Загальний розмір сітки дорівнював 460000 (470580) елементів. Аналіз сітчастої незалежності моделі був проведений для чотирьох різних сіток розмірами - 137470, 331860, 460000 (470580), 653640 елементів. Сітка згущувалася біля стінок, для отримання необхідного параметру $y^+ = 30-300$ для відповідної моделі турбулентності k- ϵ .

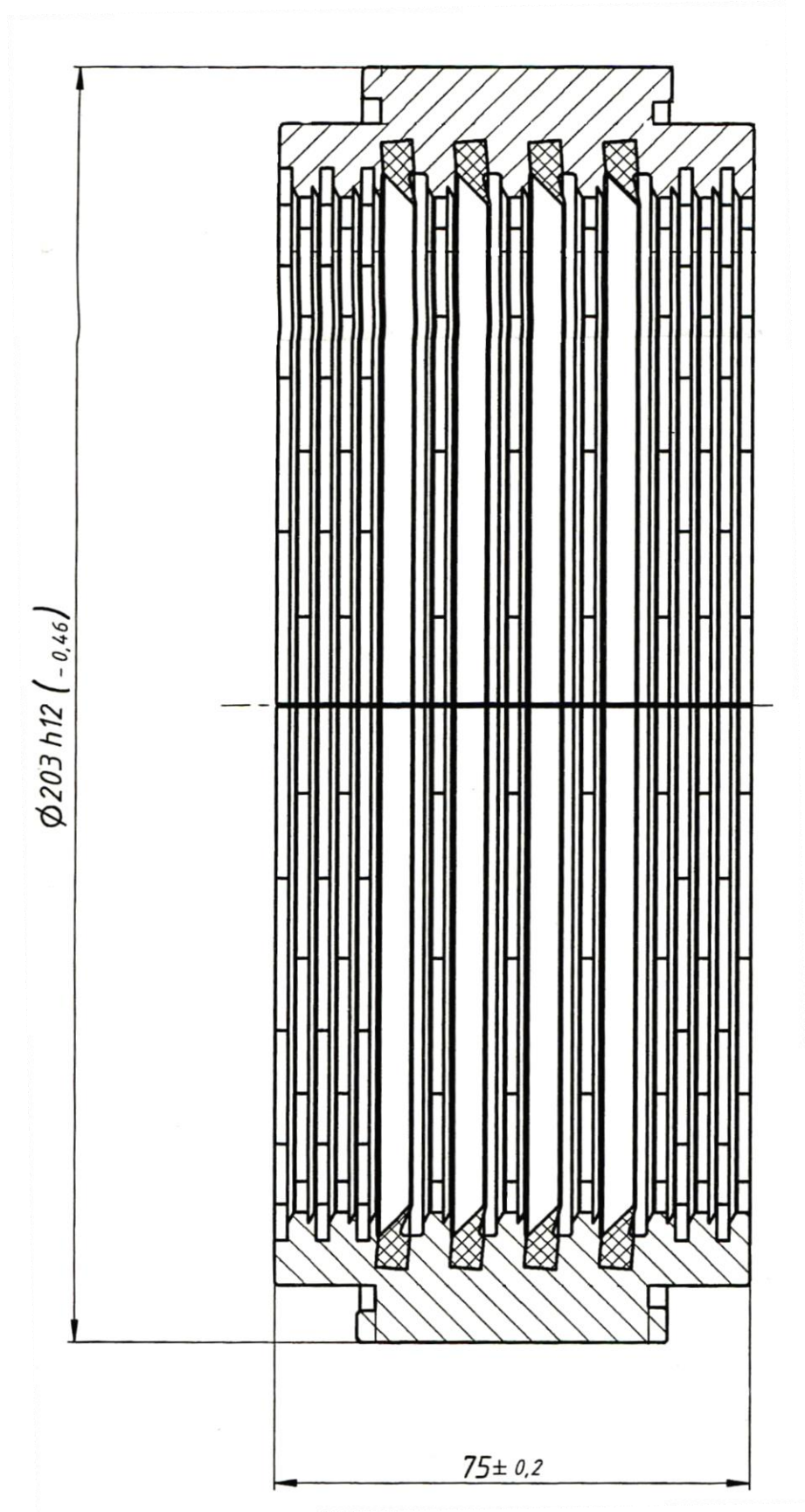
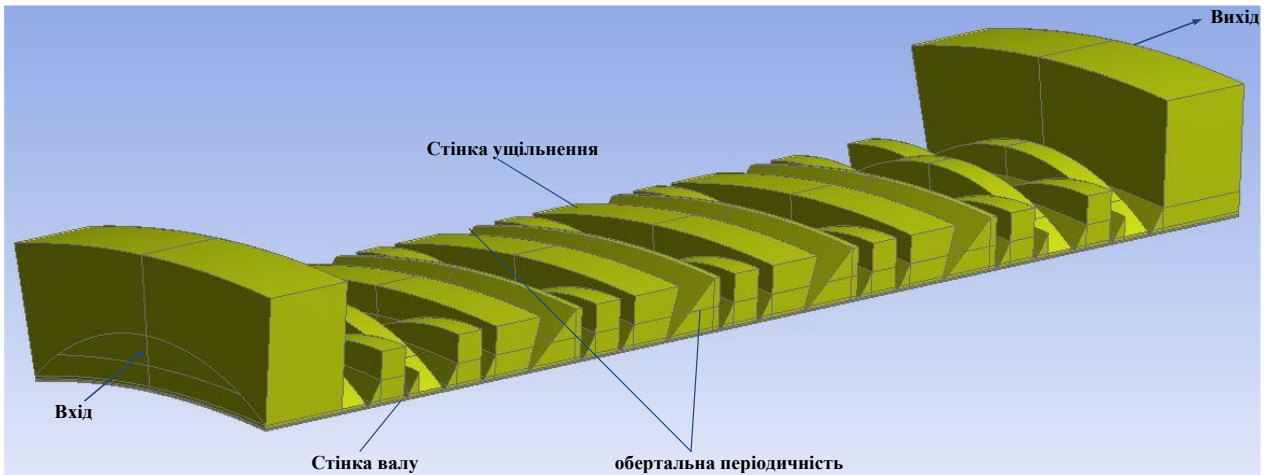
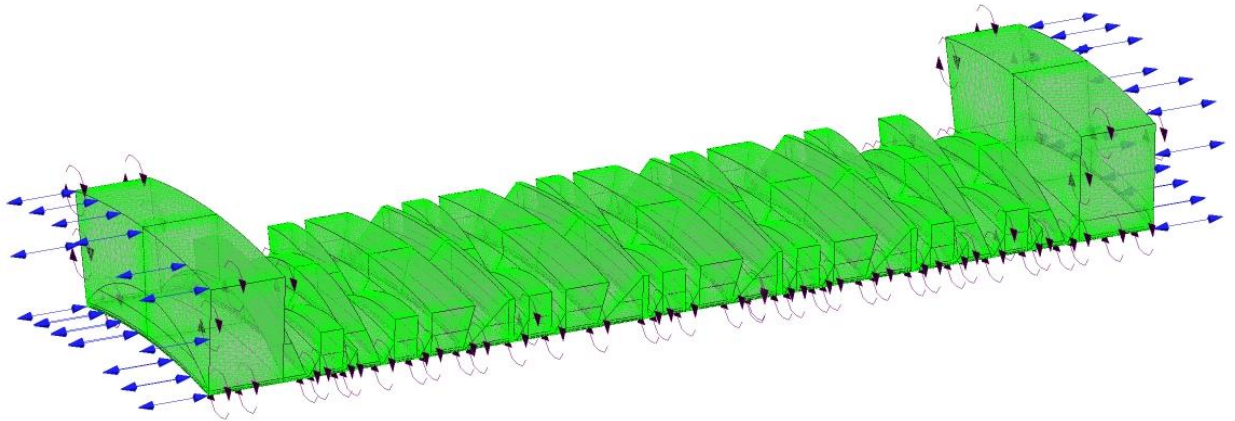


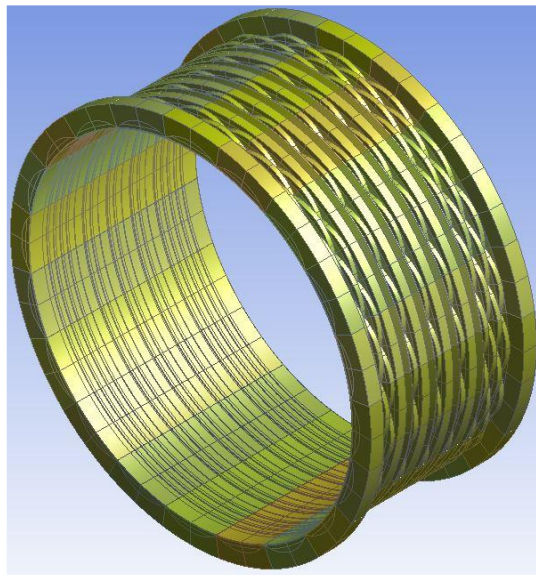
Рисунок 5.1 – Креслення лабіринтно-лункового ущільнення.



а)



б)



в)

Рисунок 5.2 – Геометрія та граничні умови потоку лабіринтно-лункового ущільнення.

У таблиці 5.1 наведені геометричні розміри та робочі умови, отримані для діаметру валу, довжини, зазору та граничних умов в експерименті для ущільнення з сіткою отворів, виконаного в роботі [90]. Ці дані використовувалися і для ОГД моделювання лабіринтно-лункового ущільнення.

Таблиця 5.1 – Геометричні параметри та умови роботи для лабіринтно-лункового ущільнення при ОГД моделюванні

Параметр	Величина
Вхідний тиск	7,00 МПа
Вихідний тиск	3,15 МПа
Вхідна температура	17,4 °С
Частота обертання валу	20200 об/хв
Зазор	0,2 мм
Радіус валу	57,37 мм
Довжина ущільнення	85,7 мм
Рідина	Повітря (Ідеальний газ)
Кількість лунок в окружному напрямку	20

Розрахунки проводилися за допомогою програми Ansys CFX, яка використовує гібридний метод скінченних об'ємів з функціями форми з методу скінченних елементів для дискретизації рівнянь (рівняння Нав'є–Стокса осереднені за Рейнольдсом). Для опису турбулентного потоку була використана k-ε модель турбулентності зі стандартною функцією стінки. Стисливість газового середовища представлена повітрям як ідеальний газ, рівнянням повної енергії та рівнянням балансу масового потоку. Для перевірки збіжності під час розрахунку контролювалася масові витрати на

вході та виході. Граничними умовами входу і виходу були статичні тиски (табл. 5.1). Для врахування відцентрових і інерційних сил Коріоліса, обчислювальна область ущільнення розглядалася в обертовій системі відліку. Стінка вала знаходиться в обертовій системі координат, в той час як стінка ущільнення має граничну умову стінки зустрічного обертання, це необхідно для створення нульової швидкості з граничною умовою стінки з відсутністю ковзання. На вході ущільнення також встановлювали статичну температуру (табл. 5.1).

5.2 Результати розрахунків та порівняння величини витоків лабіринтно-лункового ущільнення

У результаті розрахунків були отримані залежності масової витрати через лабіринтно-лункове ущільнення від коефіцієнту тиску $P_r = P_{out} / P_{in}$ та частоти обертання валу (рис. 5.3). З графіків видно, що зі зменшенням перепаду тиску та зі збільшенням частоти обертання зменшується масова витрата через ущільнення.

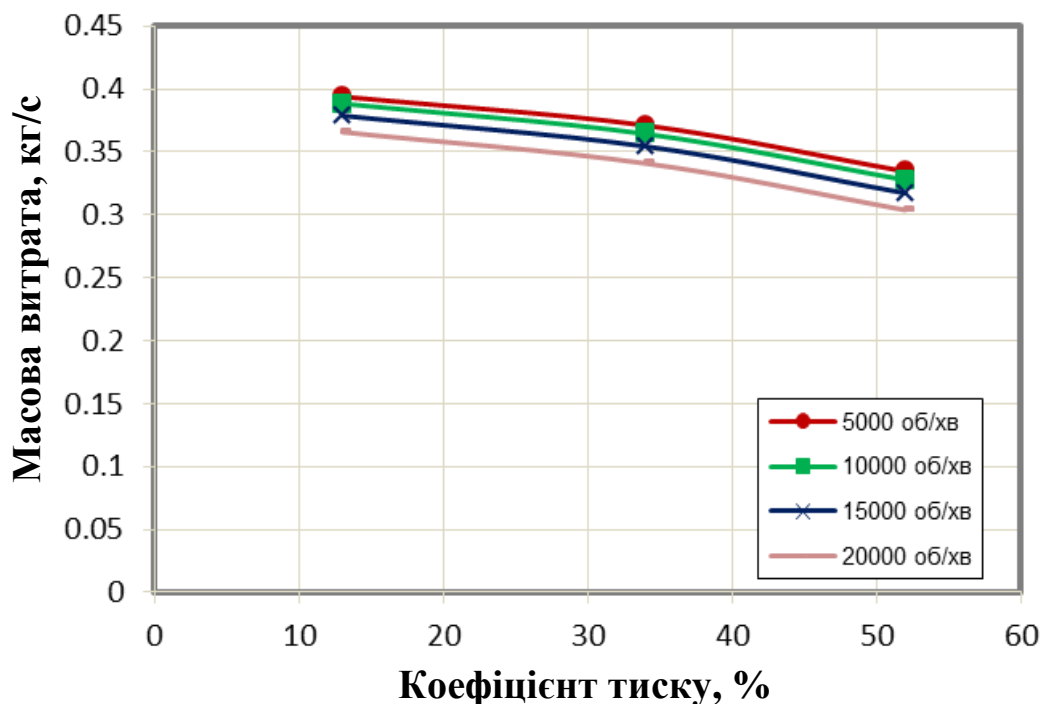


Рисунок 5.3 – Залежність масової витрати від коефіцієнту тиску.

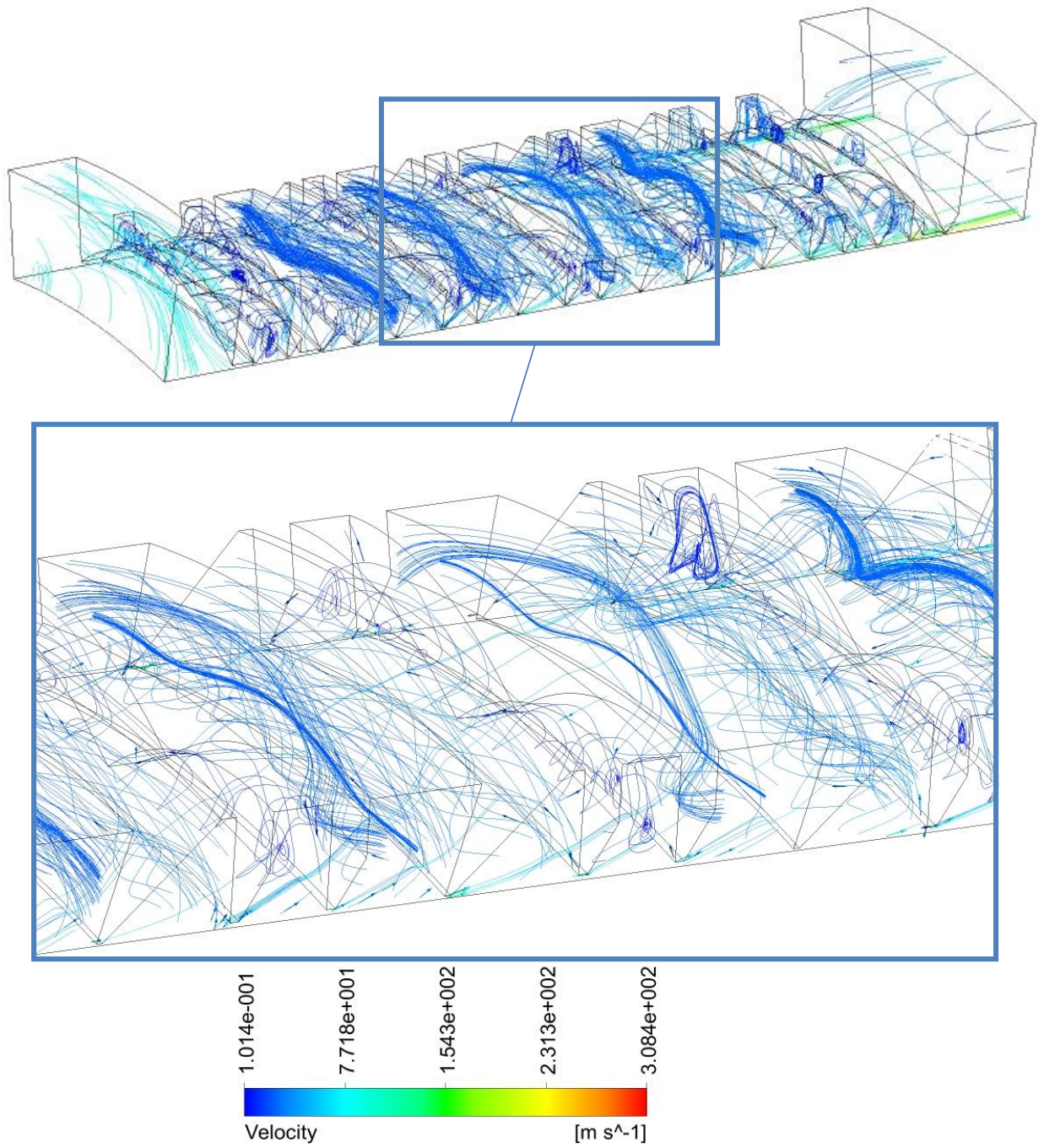


Рисунок 5.4 – 3D течія в лабіринтно-лунковому ущільненні.

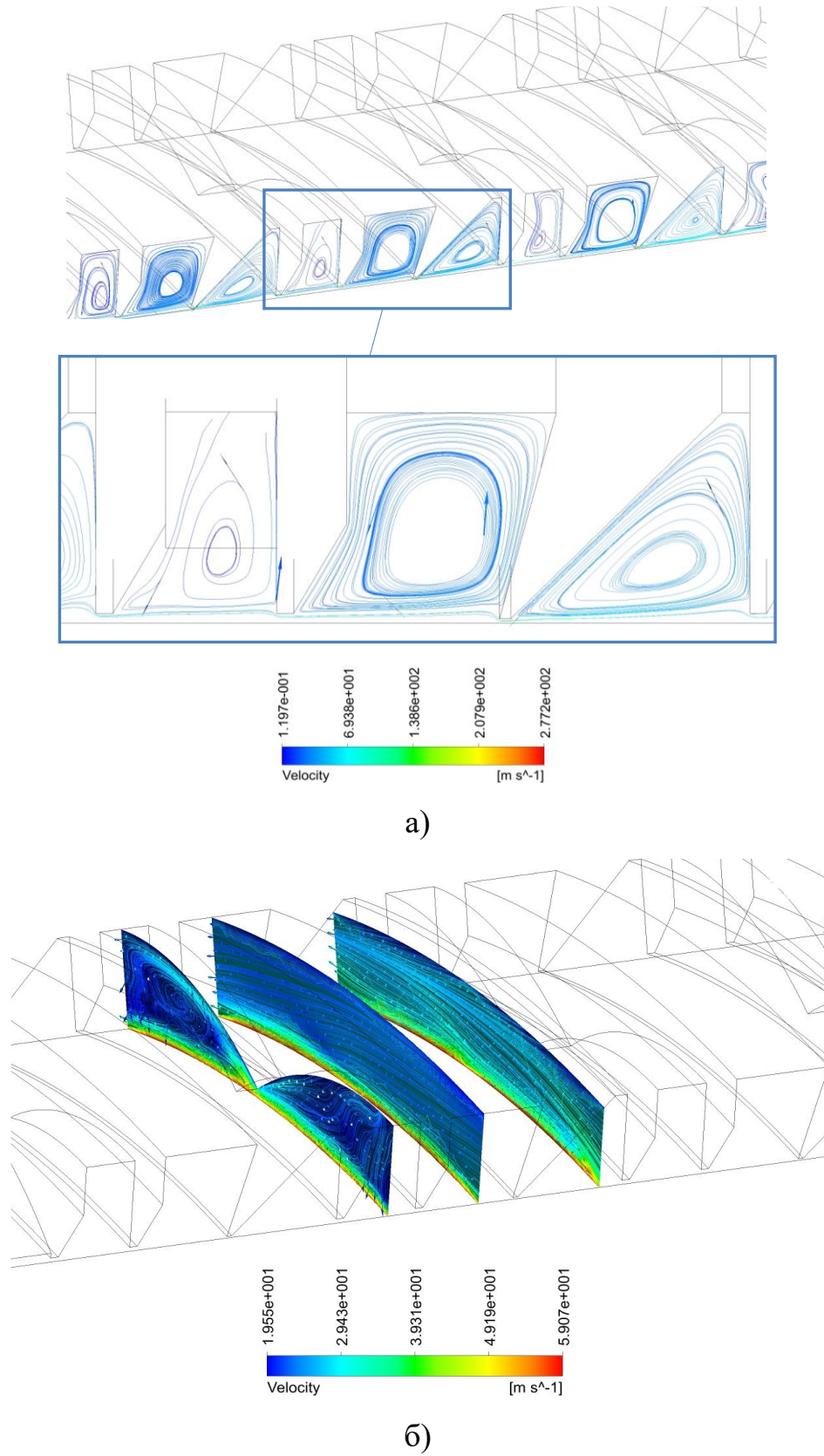
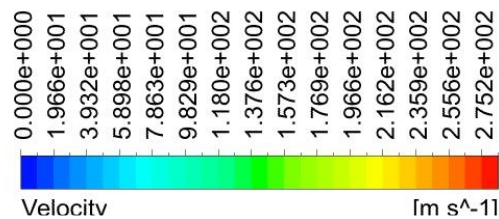
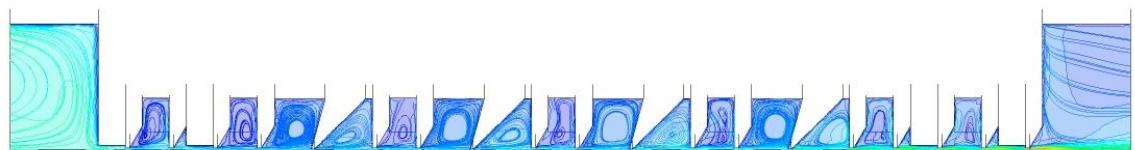


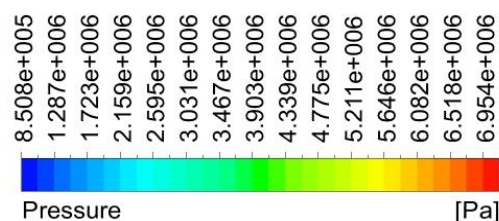
Рисунок 5.5 – Вихровий потік в осьовому (а) та окружному напрямках (б).

3D течія в лабіринтно-лунковому ущільненні представлена на рисунку 5.4. Вона має складну тривимірну структуру з трьома типами вихрового потоку, такими як: окружний потік в зазорі між ущільненням і валом, вихрова течія всередині лунок в окружному і осьовому напрямках та вихрова течія в лабіринтному кільцевому каналі (рис. 5.5 а,б).

На рисунку 5.6 показане поле швидкостей та тиску в лабіринтно-лунковому ущільненні. Розподіл статичного тиску по довжині ущільнення (рис. 5.7) показує, що найбільше падіння тиску відбувається на чотирьох лабіринтах із РЕЕК матеріалу з найменшим радіальним зазором між ущільненням і валом. Причому амплітуда падіння тиску на кожному наступному лабіринті збільшується.



а)



б)

Рисунок 5.6 – Поле швидкостей (а) та тиску (б)

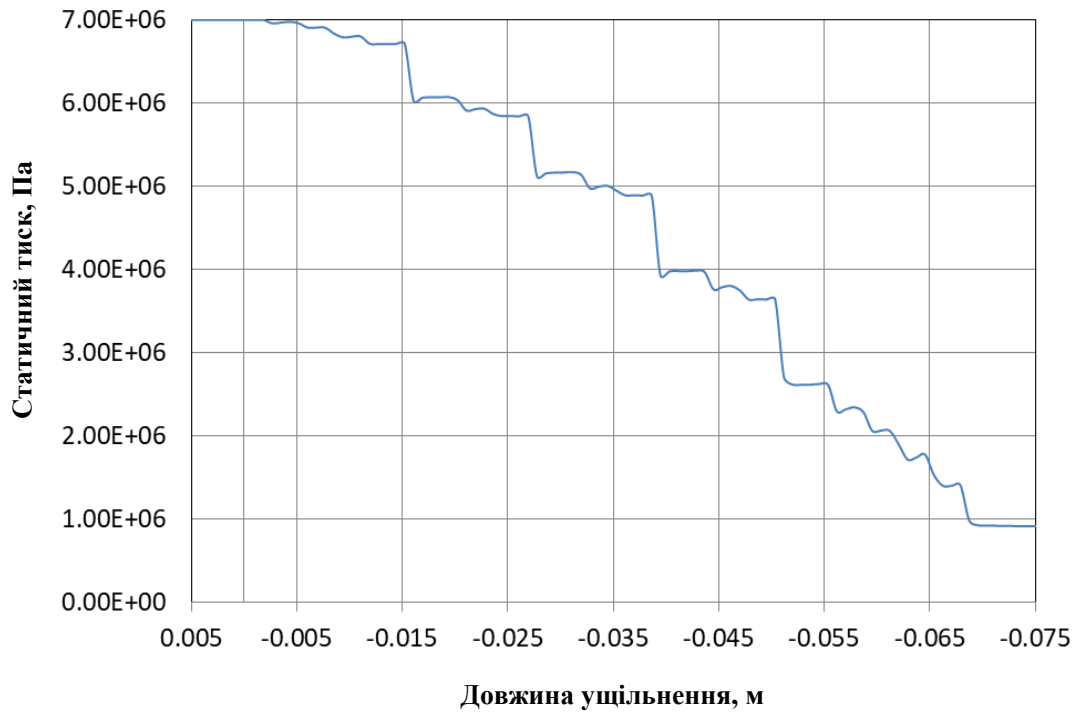


Рисунок 5.7 – Розподіл статичного тиску по довжині лабіринтно-лункового ущільнення

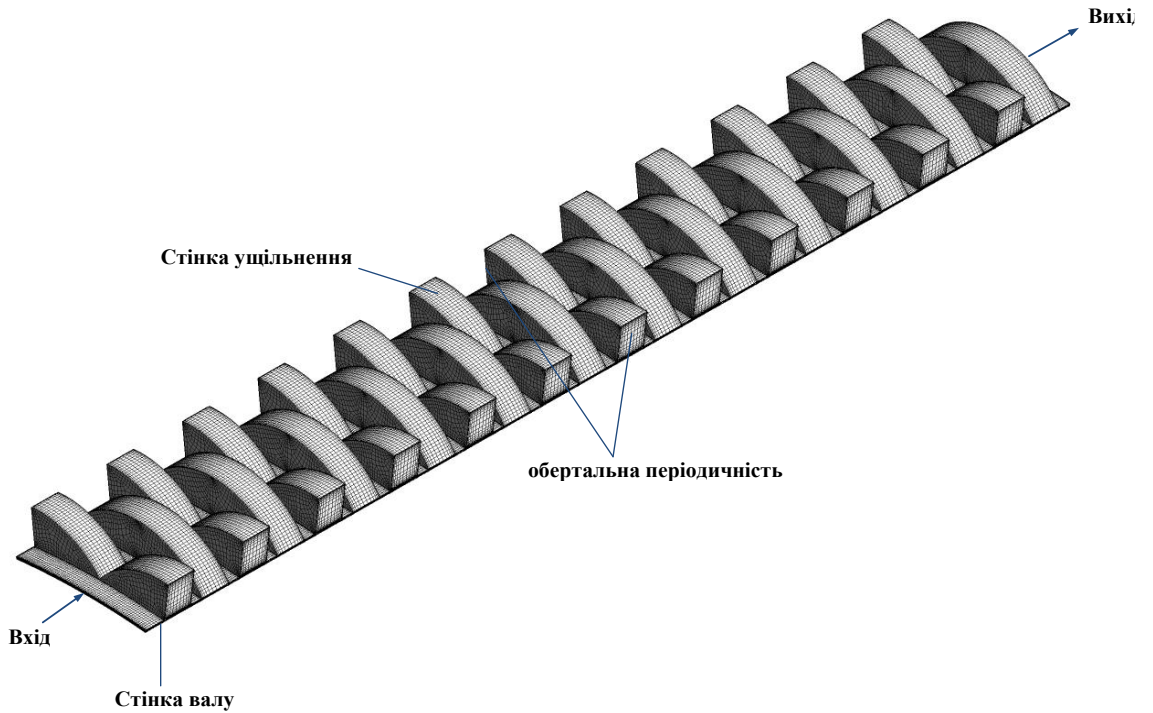


Рисунок 5.8 – Розрахункова сітка і граничні умови лункового ущільнення

Для порівняння коефіцієнтів потоку для шпаринних, лабіринтних, лункових та лабіринтно-лункових ущільнень розрахунки проводилися з трьома різними коефіцієнтами тиску: $P_r = P_{out} / P_{in} = 0,13; 0,34; 0,52$. В якості конструкції лункового ущільнення було використано конструкцію ущільнення з 30 перехрещеними рядами лунок. Приклад розрахункової сітки для сектора лункового ущільнення показаний на рисунку 5.8. Результати розрахунків представлені в безрозмірному вигляді у вигляді коефіцієнта потоку [88, 90]:

$$\Phi = \frac{M \sqrt{\frac{R_c T_{in}}{2 \Delta P P_{in}}}}{\pi D C_r}$$

де M - масова витрата, R_c – газова стала, P_{in} , T_{in} - тиск та температура на вході відповідно, ΔP - перепад тиску на ущільненні, C_r - радіальний зазор, D - діаметр валу.

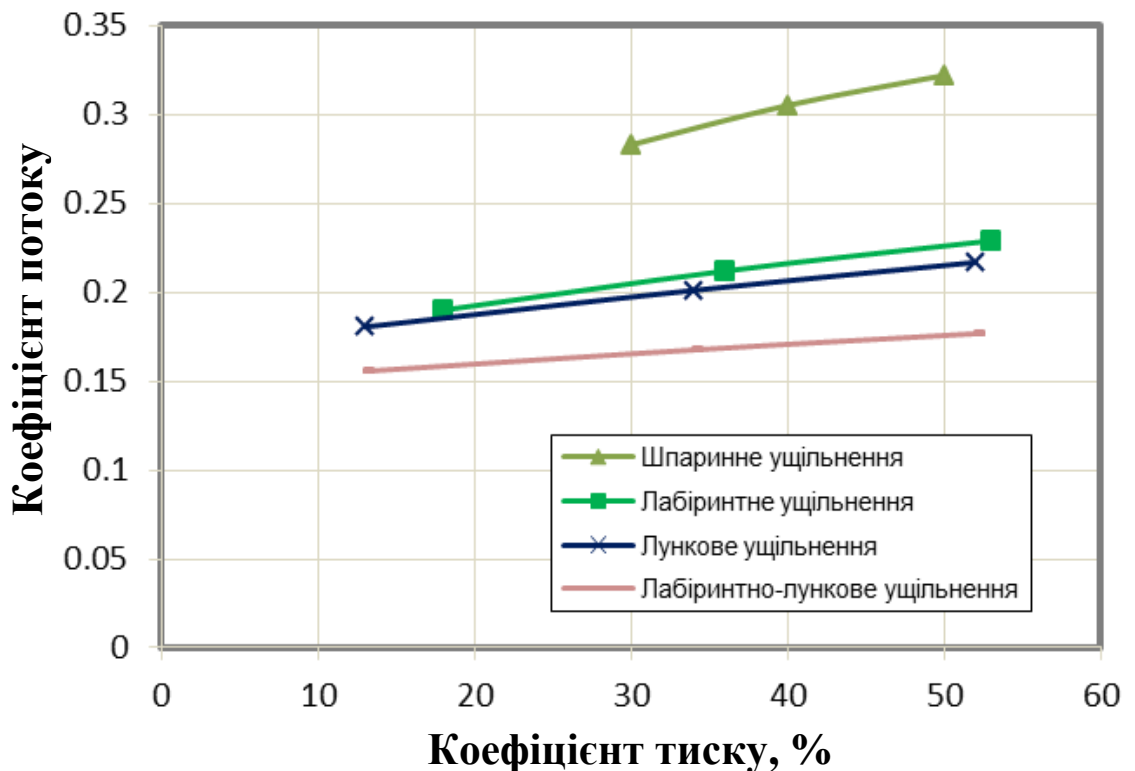


Рисунок 5.9 – Залежність коефіцієнту потоку від коефіцієнту тиску [88, 90]

Розраховані значення додавали до графіку, отриманого Childs [90], для шпаринних та лабіринтних ущільнень (рис. 5.9). Усі результати представлені при швидкості обертання 10200 об/хв, оскільки це мінімізує вплив швидкості обертання на процедуру порівняння.

Із рисунку 5.9 видно, що найбільші величини коефіцієнту потоку належать шпаринному ущільненню, лункове ущільнення має трохи менші значення коефіцієнту потоку ніж традиційне лабіринтне ущільнення, а найменші значення коефіцієнту потоку має лабіринтно-лункове ущільнення. Так, при коефіцієнті тиску 0,3, коефіцієнт потоку лабіринтно-лункового ущільнення на 41,7 % менше ніж шпаринного ущільнення, і на 19 % менше ніж лабіринтного ущільнення.

5.3 Результати порівняння ротородинамічних коефіцієнтів жорсткості та демпфірування лункового ущільнення

Для розрахунку ротородинамічних коефіцієнтів використовувалась повна модель геометрії і сітки лункового ущільнення з серповидними канавками (ЛУСК). Використовувалася технологія деформації сітки для моделювання одноосьового збудження валу методом траєкторій. Нестационарні розрахунки проводили для шести різних частот з фізичними кроками за часом. В залежності від часу, отримані радіальні і тангенціальні сили реакції валу, за якими оцінювалися ротородинамічні силові коефіцієнти жорсткості та демпфірування. Амплітуда руху валу становила 10% від радіального зазору і дорівнювала 0,02 мм.

Для аналізу ефективності ЛУСК, досить важливим є порівняння його ротородинамічних силових коефіцієнтів з коефіцієнтами для інших шпаринних ущільнень.

Для більш надійного порівняння ротородинамічних коефіцієнтів, жорсткості K та демпфірування C для кожної конструкції ущільнення

представлені у вигляді нормованих коефіцієнтів, визначених рівнянням Childs [90]:

$$C^* = \frac{C}{\left(\frac{LD\Delta P}{C_r}\right)}$$

$$K^* = \frac{K}{\left(\frac{LD\Delta P}{C_r}\right)}$$

де L - довжина ущільнення, D - діаметр вала, ΔP - перепад тиску через ущільнення, C_r - радіальний зазор.

Результат цих рівнянь - нормоване демпфірування C^* в секундах і нормована жорсткість K^* , яка є безрозмірною (на графіках, представлених нижче, нормовані значення демпфірування і жорсткості помножені на 10^6).

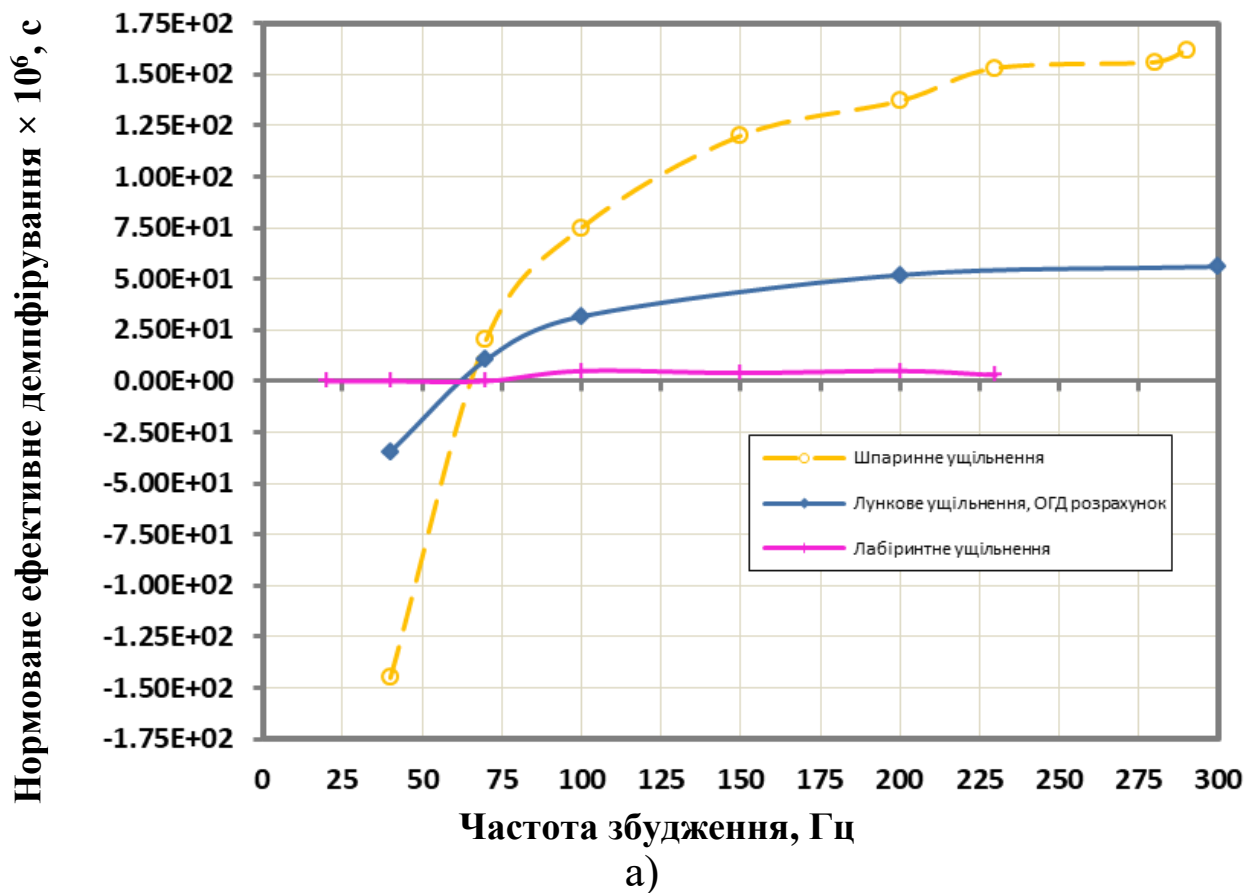
Ефективний коефіцієнт демпфірування C_{eff} пов'язує коефіцієнт перехресної жорсткості k та коефіцієнт прямого демпфірування C , і визначається

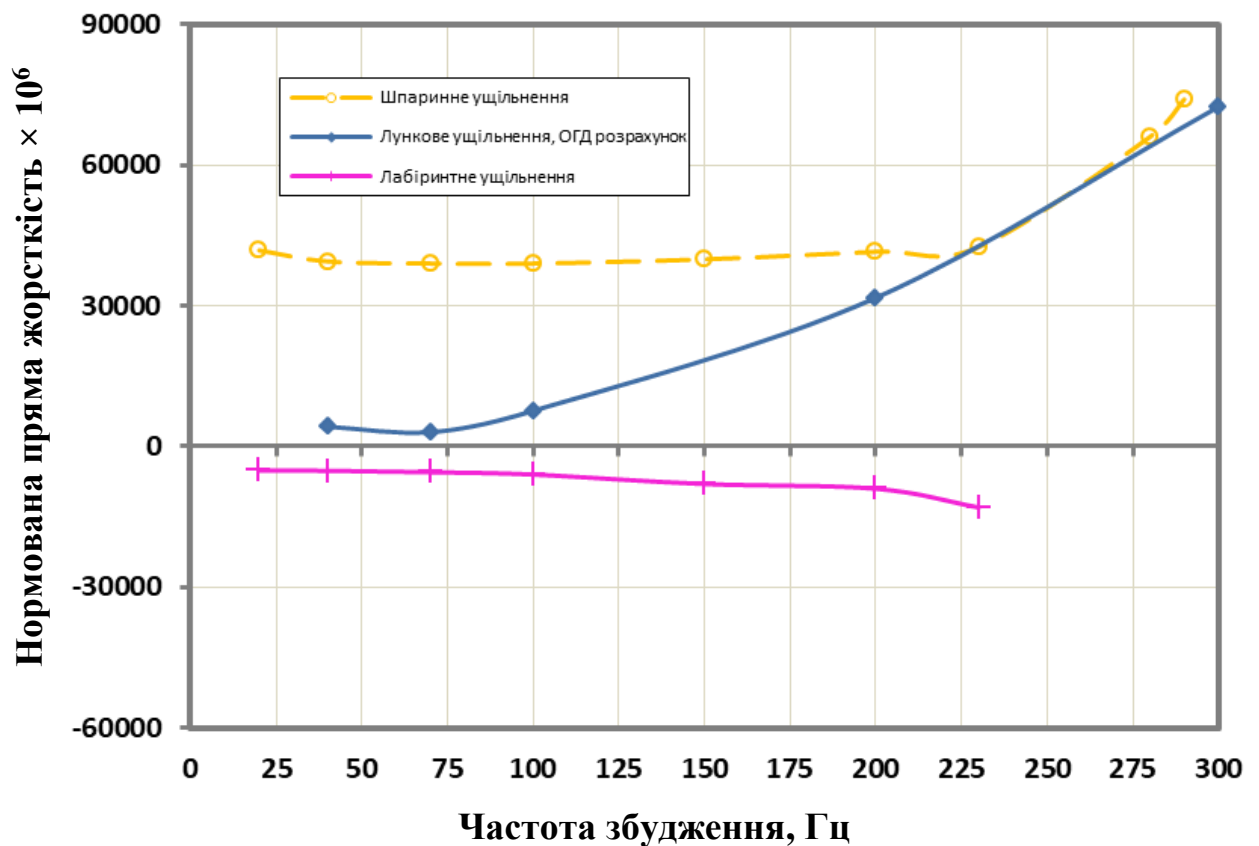
$$C_{eff} = C(\Omega) - k(\Omega)/\Omega. \quad (2.10)$$

Порівняння виконано для експериментальних даних, отриманих для шпаринного та лабіринтного ущільнень, які досліджувались при вхідному тиску 68,9 бар та різних перепадах тиску. Графіки взяті з роботи [88], а розрахункові дані для лункового ущільнення нанесені на ці графіки (рис. 5.10). На графіках (рис. 5.10 а, б) показані нормовані дані ефективного демпфірування та прямої жорсткості для лабіринтного, шпаринного та лункового ущільнень.

Наведені залежності показують, що традиційне лабіринтне ущільнення має негативну пряму жорсткість та дуже низькі значення ефективного

демпфірування у всьому діапазоні частот збудження. Лункове ущільнення має значно більші значення прямої жорсткості і ефективного демпфірування ніж лабиринтне ущільнення. Хоча в діапазоні частот 40-70 Гц, що являється діапазоном низьких частот, величина ефективного демпфірування лункового ущільнення може приймати негативні значення, що спричиняє втрати стійкості валу на цих частотах. Шпаринне ущільнення має більше ефективне демпфірування і порівняну жорсткість при більш високих частотах 225-300 Гц. Тому, якщо важливе поєднання герметичності і динамічної стійкості, то серед розглянутих типів ущільнень потрібно вибирати лункове ущільнення.





б)

Рисунок 5.10 – Порівняння нормованих коефіцієнтів ефективного демпфірування (а) та прямої жорсткості (б) [88].

5.4 Висновки до п'ятого розділу

За допомогою методів проектування експерименту було створено набір обчислювальних проектів із набором параметрично заданих геометричних параметрів. Проведено аналіз впливу геометрії на масову витрату для лункових ущільнень із серповидними канавками. Розраховано ротородинамічні коефіцієнти ЛУСК. Для цього використовувалась повна модель геометрії і сітки. Примінялася технологія деформації сітки для моделювання одноосьового збудження валу методом траєкторій [1].

Виконані розрахункові дослідження та оптимізація лабіринто-лункового ущільнення за допомогою програмного комплексу ANSYS CFX.

ВИСНОВКИ

Дані з різних відомих досліджень вказують на те, що мінімальні витратні характеристики саме у лабіринтного ущільнення, у співвідношенні із іншими розглянутими типами безконтактних ущільнень. Грубе порівняння дає наступний висновок: витрати через лункове, стільникове та лабіринте ущільнення майже збігаються і приблизно на 20% менші за витрати через стандартне шпаринне ущільнення.

Традиційне пряме лабіринтне ущільнення має негативну пряму жорсткість та дуже низькі значення ефективного демпфірування у всьому діапазоні частот збудження. Лункове ущільнення – значно більші значення прямої жорсткості і ефективного демпфірування, ніж лабіринтне. Проте в діапазоні низьких частот 40-70 Гц величина ефективного демпфірування лункового ущільнення може приймати негативні значення, що може визвати втрати стійкості валу на цих частотах. Тому, якщо важливе поєднання герметичності і динамічної стійкості, то серед розглянутих типів ущільнень має сенс звернути увагу на комбінацію лабіринтного та лункового ущільнень.

За допомогою багаторазово випробуваних ОГД методів для моделювання течії газу в ущільненні було отримано величини витоків лабіринтно-лункового та динамічні характеристики лункового ущільнень. Робота підтвердила доволі низькі значення витоків лабіринтно-лункового та високі динамічні характеристики лункового ущільнень, а також частотні залежності коефіцієнтів жорсткості і демпфірування.

Дослідження лабіринтно-лункового та лункового ущільнень з серповидними канавками показало, що для покращення динамічних характеристик, особливо ефективного демпфірування при низьких частотах збудження, необхідно використовувати вихрові гальма у вигляді напіввідкритих лунок на вході ущільнення. Для зменшення витоків доцільно використовувати ступінчасті та гібридні конструкції лункових ущільнень,

якими і являються лабіринтно-лункові ущільнення. У них знижуються значення витоків при досить високих динамічних характеристиках.

У цій роботі розглянуто в 3D перехідне механічне дослідження FSI прямого наскрізного лабіринтового ущільнення. Вібрація ротора, викликана силою рідини, імітується двостороннім неявним зв'язком турбулентного потоку та конструкції. Таким чином, структурні зміщення отримані без роторних динамічних моделей або інших емпіричних припущень, у яких аспект перевищує один аналіз рідини або твердого тіла.

Добре спостерігаються лінійні залежності між амплітудою вібрації та співвідношенням тиску/масової витрати. Частота коливань наближається до власної частоти ротора першого порядку. Для більш швидкого збудження вібрації доцільно використовувати неосесиметричні початкові умови. Однак невідповідні початкові умови можуть призвести до завищених прогнозованих амплітуд. Тому рекомендується завжди проводити попередній тест на залежність результатів від початкових умов. Крім того, доведено, що вібрації повністю спричинені силами рідини, а не силами інерції конструкції.

Амплітуди, обчислені за допомогою FSI, малі. Враховуючи, що конструкція ущільнення та умови роботи засновані на експериментах, близьких до реальності, це означає, що вібрація ротора, викликана силами рідини, не є критичною за розглянутих умов.

Процедура FSI, встановлена в цій роботі, добре працює для лабіринтових ущільнень і може бути застосована до моделювання FSI лабіринтно-лункових ущільнення при майбутніх дослідженнях.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Іземенко В. В., Загорулько А.В., Оптимізація геометрії лабіринтно-лункового ущільнення, Кваліфікаційна робота бакалавра, СумДУ, Суми 2021.
2. D. Childs. Turbomachinery rotordynamics: phenomena, modeling, and analysis. John Wiley & Sons, 1993.
3. Y. Du and M. Schäfer. Fluid Structure Interaction in labyrinth seals. In ANSYS conference and 26. CADFEM users' meeting, CD ROM, Darmstadt, Germany, 2008.
4. J. Denecke, K. Dullenkopf, S. Wittig, and H. J. Bauer. Experimental investigation of the total temperature increase and swirl development in rotating labyrinth seals. ASME Paper No. GT2005-68677, 2005.
5. H. K. Müller and B. S. Nau. Drosseldichtungen für Gase. www.fachwissen-dichtungstechnik.de, Waiblingen, Germany, 2008.
6. I. R. Delgado and M. P. Proctor. Continued investigation of leakage and power loss test results for competing turbine engine seals. NASA/TM-2006-214420, 2006.
7. W. Waschka, S. Wittig, and S. Kim. Influence of high rotational speeds on the heat transfer and discharge coefficients in labyrinth seals. ASME Journal of Turbomachinery, 114:462–468, 1992.
8. J. A. Millward and M. F. Edwards. Windage heating of air passing through labyrinth seals. ASME Journal of Turbomachinery, 118:414–419, 1996.
9. S. Wittig, K. Jacobsen, U. Schelling, and S. Kim. Heat transfer in stepped labyrinth seals. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 110:63–69, 1988.
10. W. Waschka, S. Wittig, S. Kim, and T. Scherer. Heat transfer and leakage in high-speed rotating stepped labyrinth seals. In AGARD, Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines, 1993.

11. M. P. Proctor and I. R. Delgado. Leakage and power loss test results for competing turbine engine seals. NASA/TM-2004-213049, ASME Paper No. GT2004-53935, 2004.
12. A. J. M. Gamal and J. M. Vance. Labyrinth seal leakage test: tooth profile, tooth thickness, and eccentricity effects. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130:012510, 2008.
13. W. Waschka, S. Wittig, T. Scherer, and S. Kim. Leakage loss and heat transfer in high-speed rotating labyrinth seals : an experimental verification of numerical codes. In *The International Gas Turbine Congress: book of abstracts*, number 2, pages 239–247, 1991.
14. W. Waschka, T. Scherer, S. Kim, and S. Wittig. Study of heat transfer and leakage in high rotating stepped labyrinth seals. In *ISROMAC*, number 4, pages 326–334, 1992.
15. K. Willenborg, S. Kim, and S. Wittig. Effects of Reynolds number and pressure ratio on leakage loss and heat transfer in a stepped labyrinth seal. *ASME Journal of Turbomachinery*, 123:815–822, 2001.
16. K. Willenborg, V. Schramm, S. Kim, and S. Wittig. Influence of a honeycomb facing on the heat transfer in a stepped labyrinth seal. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 124:133–139, 2002.
17. K. Kwanka. Dynamic coefficients of stepped labyrinth gas seals. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122:473–477, 2000.
18. K. Kwanka. Improving the stability of labyrinth gas seals. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123:383–387, 2001.
19. X. Shen, J. Jing, and Q. Gong. Experimental and numerical analysis of dynamics of the rotor–bearing–seal system. ASME Paper No. DETC2007-34374, 2007.
20. D. L. Rhode, J. W. Johnson, and D. H. Broussard. Flow visualization and leakage measurements of stepped labyrinth seals: part 1–annular groove. *ASME Journal of Turbomachinery*, 119:839–843, 1997.

21. D. L. Rhode, J. S. Younger, and M. D. Wernig. Flow visualization and leakage measurements of stepped labyrinth seals: part 2—sloping surfaces. *ASME Journal of Turbomachinery*, 119:844–848, 1997.
22. M. Michaud, A. Vakili, and A. Meganathan. An experimental study of labyrinth seal flow. ASME Paper No. IJPGC2003-40097, 2003.
23. J. Denecke. Rotierende Labyrinthdichtungen mit Honigwabenanstreifbelägen – Untersuchung der Wechselwirkung von Durchflussverhalten, Drallverlauf und Totaltemperaturänderung (PhD Thesis). LOGOS-Verlag, 2007.
23. J. Denecke, V. Schramm, S. Kim, and S. Wittig. Influence of rub-grooves on labyrinth seal leakage. *ASME Journal of Turbomachinery*, 125:387–393, 2003.
24. D. Rhode and R. Hibbs. Clearance effects on corresponding annular and labyrinth seal flow leakage characteristics. *ASME Journal of Tribology*, 115: 699–704, 1993.
25. V. Schramm, J. Denecke, S. Kim, and S. Wittig. Shape optimization of a labyrinth seal applying the simulated annealing method. *International Journal of Rotating Machinery*, 10(5):365–371, 2004.
26. Y. Wang, C. Young, G. Snowsill, and T. Scanlon. Study of airflow features through step seals in the presence of dis-engagement due to axial movement. ASME Paper No. GT2004-53056, 2004.
27. A. Vakili, A. Meganathan, M. Michaud, and S. Radhakrishnan. An experimental and numerical study of labyrinth seal flow. ASME Paper No. GT2005-68224, 2005.
28. J. Li, X. Yan, and Z. Feng. Effects of pressure ratio and fin pitch on leakage flow characteristics in high rotating labyrinth seals. ASME Paper No. GT2006-91145, 2006.
29. J. J. Moore. Three-dimensional CFD rotordynamic analysis of gas labyrinth seals. *ASME Journal of Vibration and Acoustics*, 125:427–433, 2003.

30. T. Hirano, Z. Guo, and R. G. Kirk. Application of Computational Fluid Dynamics analysis for rotating machinery—part II: labyrinth seal analysis. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 127:820–826, 2005.
31. J. Schettel, M. Deckner, K. Kwanka, B. Luneburg, and R. Nordmann. Rotordynamic coefficients of labseals for turbines – comparing CFD results with experimental data on a comb–grooved labyrinth. *ASME Paper No. T2005-68732*, June 2005.
32. V. Schramm, K. Willenborg, S. Kim, and S. Wittig. Influence of a honeycomb facing on the flow through a stepped labyrinth seal. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 124:140–146, 2002.
33. D.-C. Choi and D. L. Rhode. Development of a two–dimensional Computational Fluid Dynamics approach for computing three–dimensional honeycomb labyrinth leakage. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 126:794–802, 2004.
34. B. Soemarwoto, J. Kok, K. Cock, A. Kloosterman, and G. Kool. Performance evaluation of gas turbine labyrinth seals using Computational Fluid Dynamics. *ASME Paper No. GT2007-27905*, 2007.
35. X. Yan, J. Li, L. Song, and Z. Feng. Investigations on the discharge and total temperature increase characteristics of the labyrinth seals with honeycomb and smooth lands. *ASME Journal of Turbomachinery*, 131:041009, 2009.
36. H. Lange. Methoden zur numerischen Simulation des strömungs– und strukturmechanischen Verhaltens von Labyrinthdichtungen (PhD Thesis). VDI–Verlag, 2005.
37. V. Kudriavtsev, M. Braun, and R. Hendricks. Fluid Structure Interaction analysis of the adaptive finger seal assembly using CFD–ACE+/FEMSTRESS. *ASME Paper No. PVP2003-1964*, 2003.
38. K. Fujita and M. Kato. Instability of an axial leakage flow–induced vibration of thin cylindrical shells having freely supported end. *ASME Paper No. IMECE2004-59491*, 2004.

39. U. Yucel and J. Y. Kazakia. Analytical prediction techniques for axisymmetric flow in gas labyrinth seals. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123:255–257, 2001.
40. D. Eser. Rotordynamic coefficients in stepped labyrinth seals. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 191:3127–3135, 2002.
41. J. Denecke, J. Farber, K. Dullenkopf, and H. J. Bauer. Dimensional analysis and scaling of rotating seals. *ASME Paper No. GT2005-68676*, 2005.
42. J. Denecke, J. Farber, K. Dullenkopf, and H. J. Bauer. Interdependence of discharge behavior, swirl development and total temperature increase in rotating labyrinth seals. *ASME Paper No. GT2008-51429*, 2008.
43. H. J. Bungartz and M. Schäfer. *Fluid–Structure Interaction – modelling, simulation, optimization*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2006.
44. D. C. Stenel, M. Schäfer, M. Heck, and S. Yigit. Efficiency and accuracy of Fluid–Structure Interaction simulations using an implicit partitioned approach. *Computational mechanics*, 43:103–113, 2008.
45. M. Schafer. Coupled fluid–solid problems: survey on numerical approaches and applications. *ASME Paper No. PVP2003-1942*, 2003.
46. M. Schafer, M. Heck, and S. Yigit. An implicit partitioned method for numerical simulation of Fluid–Structure Interaction. In H. J. Bungartz and M. Schafer, editors, *Fluid–Structure Interaction – modelling, simulation, optimization*, Berlin, 2006. Springer Verlag.
47. FASTEST–user manual. Institute of numerical methods in mechanical engineering, Technische Universität Darmstadt, Germany, 2005.
48. R. Taylor. FEAP – a finite element analysis program. Version 7.5 Theory manual. University of California at Berkeley, 2003.
49. MpCCI 3.0.6–21 documentation. Fraunhofer SCAI, Sankt Augustin, Germany.
50. M. Heck. Mehrgitterverfahren zur effizienten numerischen Simulation von Fluid–Struktur–Wechselwirkungen (PhD Thesis). Shaker–Verlag, 2008.

51. S. Turek and J. Hron. Proposal for numerical benchmarking of Fluid–Structure Interaction between an elastic object and laminar incompressible flow. In H. J. Bungartz and M. Schafer, editors, *Fluid–Structure Interaction – modelling, simulation, optimization*, pages 371–385, Berlin, 2006. Springer Verlag.
52. M. Schafer, S. Yigit, and M. Heck. Implicit partitioned Fluid–Structure Interaction coupling. ASME Paper No. PVP2006-ICPVT-11-93184, 2006.
53. S. Yigit. *Phänomene der Fluid–Struktur–Wechselwirkung und deren numerische Berechnung (PhD Thesis)*. Shaker–Verlag, 2008.
54. P. Pironkov. Numerical simulation of thermal Fluid–Structure Interaction (PhD Thesis). Published online, 2010.
55. M. Schafer and I. Teschauer. Numerical simulation of coupled fluid–solid problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 190:3645–3667, 2001.
56. J. Dale and A. Holdø. Fluid Structure Interaction modelling. ASME Paper No. PVP2004-2858, 2004.
57. J. Hron and S. Turek. A monolithic FEM/multigrid solver for ALE formulation of Fluid Structure Interaction with application in biomechanics. In H. J. Bungartz and M. Schafer, editors, *Fluid–Structure Interaction – modelling, simulation, optimization*, pages 146–170. Springer, Berlin, 2006.
58. B. Gatzhammer. Exploiting the partitioned coupling approach with preCICE. In *International workshop on computational engineering – special topic Fluid–Structure–Interaction*, Herrsching, Germany, 2009.
59. J. Vierendeels. Stability issues in Fluid–Structure Interaction calculation with partitioned solvers. In *International workshop on computational engineering – special topic Fluid–Structure–Interaction*, Herrsching, Germany, 2009.
60. C. Forster, W. A. Wall, and E. Ramm. Artificial added mass instabilities in sequential staggered coupling of nonlinear structures and incompressible viscous flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 196:1278–1293, 2007.

61. U. Kuttler and W. A. Wall. Fixed–point Fluid–Structure Interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational Mechanics*, 43:61–72, 2008.
62. U. Kuttler and W. A. Wall. Vector extrapolation for strong coupling Fluid–Structure Interaction solvers. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 76:021205, 2009.
63. A. H. Van Zuijlen and H. Bijl. Subiteration acceleration in partitioned FSI problems using multi–grid. In *International workshop on computational engineering– special topic Fluid–Structure–Interaction*, Herrsching, Germany, 2009.
64. M. M^unsch and M. Breuer. Numerical simulation of Fluid–Structure Interaction using eddy–resolving schemes. In *International workshop on computational engineering – special topic Fluid–Structure–Interaction*, Herrsching, Germany, 2009.
65. R. Gasch, R. Nordmann, and H. Pf^utzner. *Rotordynamik*. Springer, Berlin, Heidelberg, second edition, 2006.
66. ANSYS CFX–Solver theory guide, ANSYS CFX Release 11.0. ANSYS Europe Ltd.
67. J. H. Ferziger and M. Peri^ć. *Computational methods for fluid dynamics*. Springer, Berlin, Heidelberg, third edition, 2002.
68. H. K. Versteeg and W. Malalasekera. *An introduction to Computational Fluid Dynamics – the finite volume method*. Pearson Education Limited, England, second edition, 2007.
69. M. Sch^afer. *Computational engineering – introduction to numerical methods*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2006.
70. K. Huang, M. Xue, and M. Lu. *Tensor analysis*. Tsinghua University Press, Beijing, 2003.
71. F. R. Menter. Two–equation eddy–viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.

72. L. Davidson. Lecture notes: numerical methods for turbulent flow. Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2005.
73. I. Demirdözić and M. Perić. Space conservation law in finite volume calculations of fluid flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8:1037–1050, 1988.
74. B. R. Hutchinson and G. D. Raithby. A multigrid method based on the additive correction strategy. *Numerical heat transfer, part B: fundamentals*, 9:511–537, 1986.
75. ANSYS CFX–Solver modeling guide, ANSYS CFX Release 11.0. ANSYS Europe Ltd.
76. M. Casey and T. Wintergerste. Best practice guidelines. ERCOFTAC, first edition, 2000.
77. ANSYS S® Academic Research, Release 12.0, Help system. ANSYS Inc.
78. T. Belytschko, W. K. Liu, and B. Moran. *Nonlinear finite elements for continua and structures*. John Wiley & Sons, first edition, 2000.
79. M. Lu and X. Luo. *Foundations of elasticity theory*. Tsinghua University Press, Beijing, 2001.
80. X. Wang. *Finite element method*. Tsinghua University Press, Beijing, 2003.
81. O. C. Zienkiewicz, R. L. Taylor, and J. Z. Zhu. *The finite element method – its basis and fundamentals*. Elsevier Butterworth–Heinemann, Oxford, sixth edition, 2005.
82. F. Menter, P. Sharkey, S. Yakubov, and M. Kuntz. Overview of fluid–structure coupling in ANSYS–CFX. ASME Paper No. OMAE2006-92145, 2006.
83. ANSYS, Inc. Multiphysics for the real world. *ANSYS advantage*, 3:11–13, 2009.
84. K. Dietrich. Implementation of partitioned solution approaches for the numerical simulation of Fluid–Structure Interactions (Bachelor Thesis). Institute of

numerical methods in mechanical engineering, Technische Universität Darmstadt, 2009.

85. Y. Du and M. Schäfer. Fluid Structure Interaction in non-contacting gas seals. In B. Schrefler, E. Oñate, and M. Papadrakakis, editors, Computational methods for coupled problems in science and engineering III, CD ROM, Ischia, Italy, 2009.

86. Y. Du and M. Schäfer. Fluid Structure Interaction in non-contacting gas seals. In International workshop on computational engineering – special topic Fluid-Structure-Interaction, Herrsching, Germany, 2009.

87. Users' manual for the labyrinth seal design model (KTK), NASA/CR-2003-212367. Mechanical Technology, Inc., 2005.

88. A.M.G. Eldin, Leakage and rotordynamic effects of pocket damper seals and see-through labyrinth seals, Ph.D Dissertation, Texas A&M University, 2007.

89. Ansys CFX-Solver Theory Guide, Release 12.1, ANSYS Inc., 2009.

90. D.W. Childs, Bearings+Gas Seals, MEEN 688 Course Presentation, Texas A&M University, 2007.

91. M. Sc. Yu Du aus Tianjin, V. R. China, Prof. Dr. rer. nat. Michael Schafer, Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer, Numerical simulation of mechanical and thermal fluid-structure interaction in labyrinth seals, Darmstadt 2010.