

УДК 621.67: 621.51

КП

№ держреєстрації 0109U001385

Інв. №

Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет
(СумДУ)
40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2,
тел./факс (0542) 33-41-08

ЗАТВЕРДЖУЮ
Проректор з наукової роботи
д-р фіз.-мат. наук, професор

А.М. Черноус

З В І Т
ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ
РОЗРОБКА МЕТОДІВ ЧИСЕЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ ТА
ОПТИМІЗАЦІЇ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШПАРИННИХ І
ЛАБІРИНТНИХ УЩІЛЬНЕНЬ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ВПЛИВУ НА
ДИНАМІКУ РОТОРІВ ВІДЦЕНТРОВИХ МАШИН
(проміжний)

Начальник науково-дослідної частини
канд. техн. наук, доцент

В.О. Осипов

Керівник НДР
зав. кафедри “Загальної механіки і
динаміки машин”
д-р техн. наук, професор

В.А. Марцинковський

2009

Рукопис закінчений 15 грудня 2009 г.
Результати роботи розглянуті науковою радою університету,
протокол від 27.11.2009 р. № 4

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР

зав. кафедри “Загальної механіки і динаміки машин”

засл. діяч науки и техніки України

докт. техн. наук, професор

В.А. Марцинковський

(розд. 1, 2, 3, 4, 5

висновки)

Відповідальний виконавець

старший науковий співробітник

канд. техн. наук, доцент

А.В. Загорулько

(розд. 1, 2, 3, 4, 5

висновки)

зав. проблемною лабораторією

«Гермомеханіки і вібродіагностики»

канд. техн. наук, доцент

Є.М. Савченко

(розд. 1, 2, 3, 4, 5

висновки)

Молодший науковий співробітник

К.П. Герасиміва

(розд. 1, 2, 3, 5)

Молодший науковий співробітник

С.М. Гудков

(розд. 1, 2, 3)

Молодший науковий співробітник

В.М. Білаш

(розд. 2, 3, 5)

Молодший науковий співробітник

С.О. Міщенко

(розд. 1, 2)

Молодший науковий співробітник

І.В. Павленко

(розд. 1, 2)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 99 с., 50 рис., 15 табл., 28 джерел.

Об'єкт дослідження – гідродинамічні характеристики шпаринних і лабіринтних ущільнень, вібраційний стан роторів.

Предмет дослідження: чисельні (розрахункові) моделі гідродинамічних процесів шпаринних і лабіринтних ущільнень та динаміки роторної системи.

Мета роботи – створення нових енерго- і ресурсозберігаючих конструкцій та поліпшення вібраційного стану відцентрових машин за рахунок уточненого аналізу та оптимізації гідродинамічних характеристик шпаринних і лабіринтних ущільнень.

Методи дослідження – обчислювальний експеримент за допомогою методів скінченних елементів і об'ємів, методи оптимізації, метод ідентифікації жорсткостей і демпфірувань шпаринних ущільнень.

Особливе місце серед безконтактних ущільнень обертових валів займають шпаринні та лабіринтні ущільнення. Це найбільш розповсюджений тип ущільнень роторів відцентрових насосів та компресорів. Вони виконують одночасно функції і ущільнень, і гідростатичних та демпферних опор. У зв'язку з цим, значно розширюється коло задач, пов'язаних з їх розрахунком та проектуванням. Якщо для інших ущільнень характерним показником є рівень витоків, то для шпаринних ущільнень-опор найбільш важливими є жорсткостні та демпфіруючі властивості, та їх вплив на вібраційний стан ротора. Тому виникає необхідність розроблення уточнених методів чисельного розрахунку і оптимізації динамічних характеристик шпаринних ущільнень турбомашин за допомогою сучасних методів обчислювальної гідродинаміки для більш надійного прогнозування вібраційного стану турбомашин та розробки принципово нових конструкцій, що забезпечують економію енергії та перекачуваних продуктів, а також екологічну безпеку насосного і компресорного обладнання.

В даній роботі виконані розрахункові дослідження та оптимізація шпаринних і лабиринтних ущільнень за допомогою програмних комплексів ANSYS CFX і modeFrontier. Проведено аналіз впливу гідродинамічних характеристик на динаміку роторів відцентрових насосів і компресорів. Розроблено комп'ютерні програми для автоматизованого розрахунку динаміки ротора та чисельного аналізу шпаринних ущільнень-опор.

Рекомендації по використанню результатів роботи і галузь застосування - методики чисельного розрахунку шпаринних ущільнень-опор можуть використовуватися підприємствами насосного і компресорного машинобудування при розробці нових та модернізації існуючих конструкцій відцентрових машин, що використовуються на енергетичних блоках ТЕС і АЕС, системах видобудування і транспортування енергоносіїв та ракетних двигунів для підвищення їх надійності, економічності та екологічної безпеки.

ШПАРИННІ ТА ЛАБІРИНТНІ УЩІЛЬНЕННЯ, ГІДРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ, МЕТОД СКІНЧЕННИХ ОБ'ЄМІВ, ДИНАМІКА РОТОРА, УЩІЛЬНЕННЯ-ОПОРА, ЖОРСТКОСТНІ ТА ДЕМПФІРУЮЧІ ВЛАСТИВОСТІ, ВІБРАЦІЙНИЙ СТАН, ЕКОЛОГІЧНА БЕЗПЕКА.

Умови отримання звіту: за договором.

40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2,

Сумський державний університет.

ЗМІСТ

Список умовних позначень.....	7
Вступ	10
1 Аналіз методів розрахунку гідродинамічних характеристик шпаринних ущільнень	12
2 Поставлення задачі розв'язання рівнянь гідрогазодинаміки у програмному коді ANSYS CFX	15
2.1 Основні рівняння.....	15
2.2 Метод контрольного об'єму.....	16
2.2.1 Дискретизація.....	17
2.2.2 Ітераційний розв'язок задачі.....	19
2.3 Моделювання турбулентної течії.....	20
2.3.1 Моделі турбулентної в'язкості.....	22
2.3.2 Пристінковий шар.....	23
2.3.3 Логарифмічний закон прошарку.....	24
2.3.4 Розрахунок турбулентних течій і використання сіток з нерівномірним кроком.....	25
2.4 Похибки методів обчислювальної гідродинаміки.....	26
3 Аналіз та оптимізація гідродинамічних характеристик шпаринних і лабіринтних ущільнень.....	28
3.1 Комп'ютерне моделювання і аналіз динамічних характеристик «короткого» і «довгого» шпаринного ущільнень, перевірка розрахункової моделі шпаринного ущільнення.....	28
3.2 Дослідження просторової течії у кільцевому каналі ущільнення-опори.....	37
3.3 Верифікація моделей турбулентності і параметрів сітки.....	45
3.4 Визначення впливу закрутки потоку на динамічні	

характеристики ущільнення-опори.....	50
3.5 Аналіз та оптимізація за допомогою методів обчислювальної гідродинаміки лабіринтних ущільнень.....	53
3.6 Висновки.....	64
4 Дослідження впливу шпаринних і лабіринтних ущільнень на динаміку роторів відцентрових насосів і компресорів.....	66
4.1 Аналіз впливу жорсткостей і демпфірувань на динаміку ротора відцентрового насоса ЦНС 90 – 1900.....	66
4.2 Врахування жорсткостей і демпфірувань лабіринтних ущільнень, отриманих з газодинамічного розрахунку, на динаміку ротора відцентрового компресора.....	74
5 Програми автоматизованого розрахунку і чисельного аналізу динаміки ротора з урахуванням ущільнень.....	77
5.1 Автоматизований розрахунок динаміки ротора у програмному комплексі ANSYS.....	77
5.2 Чисельне розв'язання двовимірної задачі течії рідини в шпаринному ущільненні методом скінченних об'ємів.....	80
Висновки.....	95
Перелік посилань.....	97

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

A – область між гранями контрольного об'єму,

$[A]$ – матриця коефіцієнтів,

$\{b\}$ – вектор,

c_p – питома теплоємність,

C_μ – стала,

C, c – коефіцієнти прямого та перехресного демпфірування,

$C_{\alpha\epsilon}, c_{\alpha\epsilon}$ – коефіцієнти кутового та кутового перехресного демпфірування,

\tilde{c} – відносна закрутка потоку на вході в ущільнення,

d – діаметр вала,

D – величина дисбалансу,

e – ексцентриситет,

\tilde{e} – відносний ексцентриситет,

$F_{вим}$ – вимушувальна сила,

F_r, F_t – радіальна і окружна гідродинамічні сили,

h – зазор,

i – внутрішня енергія,

K, k – коефіцієнти прямої та перехресної жорсткості,

$K_{\alpha\epsilon}, k_{\alpha\epsilon}$ – коефіцієнти кутової та кутової перехресної жорсткості,

k_x, k_z – модифіковані коефіцієнти опору тертя,

l – довжина шпарини,

M – коефіцієнт приєднаної маси,

M_r, M_t – гідродинамічні моменти,

m – маса ротора,

$m_{\alpha\epsilon}$ – коефіцієнт кутової приєднаної маси,
 N_x – число рівномірних ділянок,
 n – частота обертання вала,
 P_1 – тиск в камері перед ущільненням,
 P_2 – тиск в камері за ущільненням,
 P_k – турбулентна продуктивність,
 Pr_t – турбулентне число Прандля,
 p – тиск,
 \bar{p} – тиск усереднений по зазору,
 $p_{вх}$ – тиск на вхідній кромці ущільнення,
 $p_{вих}$ – тиск на вихідній кромці ущільнення,
 Δp – перепаду тиску,
 R_1, R_2 – радіуси вала і втулки,
 S – джерельний член,
 T – температура,
 t – час,
 U – середня швидкість,
 u – вектор швидкості в декартовій системі координат,
 u, v, w – компоненти швидкості u ,
 u^+ – безрозмірна змінна швидкості біля стінки,
 u_t – швидкість тертя,
 u' – швидкість флуктуацій,
 $\overline{u_c}$ – окружна зсувна швидкість осереднена по зазору,
 $\overline{u_p}$ – окружна напірна швидкість осереднена по зазору,
 V – контрольний об'єм,

\bar{w} – осьова напірна швидкість осереднена по зазору,
 y^+ – безрозмірна змінна відстані до стінки,
 $\Delta \bar{r}$ – відстань і напрям від грані комірки до відповідного вузла,
 $\Delta \bar{w}$ – величина корекції,
 Δx – довжина контрольного об'єму,
 Δz – локальний інтегральний крок,
 β – константа, яка змінюється в діапазоні від 0 до 1,
 Γ – коефіцієнт дифузії,
 Γ_t – вихрова дифузійність,
 ξ_{ex} – коефіцієнт втрат на вході,
 $\eta_{пол}$ – політропний к.к.д.,
 λ – теплопровідність,
 μ – динамічна в'язкість,
 μ_t – турбулентна в'язкість,
 ρ – густина рідини,
 τ_w – зсувне напруження стінки,
 Φ_0 – коефіцієнт витрати,
 ϕ – властивість рідини,
 $\{\phi\}$ – вектор розв'язання,
 ϕ' – кількість флуктуації,
 $\psi_{пол}$ – коефіцієнта напору,
 ω – кутова швидкість обертання вала,
 Ω – кутова швидкість прецесії.

ВСТУП

Відцентрові насоси і компресори широко використовуються у всіх галузях промисловості. Для них характерна стійка тенденція до збільшення робочих параметрів: подач, тисків і швидкостей, тобто спостерігається концентрація все більш високих потужностей в одиничних агрегатах. Прикладами таких агрегатів є живильні насоси атомних електростанцій, турбонасосні агрегати ракетних двигунів та компресори для перекачування природного газу. В процесі створення відцентрових машин одними з першорядних задач є зниження вібрацій та розробка надійних та герметичних ущільнень. Справа у тому, що у відцентрових машинах до 10% споживаної потужності втрачається на витоки через шпаринні ущільнення робочих коліс. Для крупних живильних насосів, наприклад, це тисячі кіловат. Енергію об'ємних втрат можна перетворити на корисну енергію, якщо шпаринні ущільнення використовувати одночасно як гідростатичні опори, здатні володіти не тільки великою радіальною жорсткістю, але і ефективно демпфірувати коливання ротора. В цьому випадку енергія витоків не тільки може забезпечити необхідну несучу здатність опор, але і, що найважливіше, знизити до допустимого рівня вібрації ротора навіть за наявності значної неврівноваженості, за умови, якщо використовуються спеціальні конструкції шпаринних (лабіринтних та лункових) ущільнень.

Тому останнім часом з'явилися конструкції багатоступеневих насосів, в яких вже навмисно функції опор перекладаються на шпаринні ущільнення. Так, наприклад, вже декілька вітчизняних та зарубіжних підприємств серійно випускають багатоступеневі насоси, в яких роль радіальних підшипників виконують «довгі» шпаринні ущільнення [1,20]. Ще одним прикладом використання шпаринних ущільнень у якості опор можуть служити безвальні насоси [5]. Переваги таких насосів очевидні: зниження масогабаритних показників, спрощення технічного обслуговування, монтажу і наладки за рахунок

усунення виносних підшипникових опор, поліпшення вібраційних характеристик агрегату, підвищення надійності і ресурсу.

У зв'язку з тим, що для шпаринних ущільнень-опор найбільш важливими є жорсткостні та демпфіруючі властивості, та їх вплив на вібраційний стан ротора. Виникає необхідність розроблення уточнених методів чисельного розрахунку і оптимізації динамічних характеристик шпаринних ущільнень турбомашин за допомогою сучасних методів обчислювальної гідродинаміки для більш надійного прогнозування вібраційного стану турбомашин та розробки принципово нових конструкцій, що забезпечують економію енергії та перекачуваних продуктів, а також екологічну безпеку насосного і компресорного обладнання.

На підставі викладеного ясно, що актуальність задач забезпечення герметичності та віброннадійності насосного і компресорного обладнання безперервно зростає.

Мета роботи: створення нових енерго- і ресурсозберігаючих конструкцій та поліпшення вібраційного стану відцентрових машин за рахунок уточненого аналізу та оптимізації гідродинамічних характеристик шпаринних і лабіринтних ущільнень.

1 АНАЛІЗ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШПАРИННИХ УЩІЛЬНЕНЬ

Дослідженню гідродинамічних сил, що виникають у безконтактних ущільненнях, зокрема кільцевих ущільненнях, присвячені роботи ряду вітчизняних і закордонних вчених [10,15,27]. У роботах В.А. Марцинковського [3-7] запропонована теорія розрахунку характеристик течії, а також сил і моментів, що виникають у короткій щілині з переважним осьовим потоком з урахуванням циліндричної і конічної прецесії й радіальних коливань. Основними передумовами для описання турбулентного руху рідини є використання значень коефіцієнтів опору тертя на основі експериментальних досліджень І.І. Нікурадзе і закону степені $1/7$ для зміни компонент швидкості по зазору. Х.Ф. Блек [9] визначив коефіцієнти жорсткості, демпфірування й приєднаних мас для кільцевого гладкого ущільнення при турбулентній течії ґрунтуючись також на гіпотезі степеневого розподілу швидкості з показником степені $1/7$. Їм був проведений аналіз тільки коротких щілин, однак його робота стала основою для наступних досліджень ущільнень закордонними вченими. Д.В. Чаїлдс [12] досліджував ефект закручення на вході, використовуючи теорію інтегральних характеристик просторової течії Хірса замість степеневого закону розподілу швидкості. Т. Іватсубо [18] запропонував моделі турбулентної течії в ущільненнях з канавками, комбінуючи аналіз кільцевих гладких ущільнень і лабіринтних ущільнень, що дозволило одержати динамічні характеристики таких ущільнень. Даний підхід є чисельним методом для ущільнень складної геометричної форми.

У вище згаданих роботах ущільнення розглядаються як короткі щілини, тобто нехтується зміна розподілу тиску, що обумовлена окружною швидкістю. Але вищенаведені гіпотези не можуть бути застосовні до кільцевих щілин, у яких відношення довжини в осьовому напрямку до діаметра більше 0,5. Фрітц [16, 17]

дослідив такі довгі кільцеві ущільнення, але нехтував ефектом течії в осьовому напрямку.

Д.В. Чаїлдс [11] запропонував метод кінцевої довжини, що найбільш використовується через свою простоту й практичність. Згодом модель Чаїлдса була вдосконалена, і дозволила врахувати ефект конусності [14],[22]. Запропонований метод дозволив виконати аналіз демпферних [13] (Чаїлдс і Кім, 1985) і канавкових ущільнень [26] (Нордманн).

Нельсон і Нгуен [23] представили аналіз кільцевих ущільнень, що базується на теорії просторової течії Хирса, і діаграмі Мууді для тертя. Вони з'ясували, що на динамічні коефіцієнти значно впливає відносна шорсткість поверхні. У наступних роботах Нельсон і Нгуен [24], [25] розробили на підставі перетворення Фур'є метод для розрахунку ущільнень із великим ексцентриситетом з урахуванням шорсткості поверхні.

Більшість дослідників, які згадувалися вище зосереджували увагу на додаткових силах викликаних циліндричною прецесією. Чаїлдс [13] вивів динамічні коефіцієнти обумовлені не тільки силами, але й моментами, що викликані циліндричним і конічним прецесійним рухом. Канеморі та Іватсубо [19] провели експериментальне дослідження гідродинамічних сил і моментів у довгих щілинах і прийшли до висновку, що для довгих щілин важливо враховувати моменти, які виникають при прецесійному обертанні ротора. Вони також запропонували процедуру ідентифікації коефіцієнтів матриці сил і моментів.

Атавел [8] з'ясував характер течії рідини в ущільненнях із прецесією чисельно й експериментально. Дж.Л. Морісон, М.С. Джонсон, Х.Д. Темс у роботі [21] навели результати експериментального порівняння течії в гладких кільцевих ущільненнях із прецесією й без прецесії.

Томас Стаублі [28] продемонстрував можливість розрахунку динамічних коефіцієнтів шпаринних ущільнень за допомогою чисельного моделювання й

порівняв чисельні результати з рішеннями отриманими за допомогою теорії просторової течії.

Аналіз методів розрахунку гідродинамічних характеристик шпаринних ущільнень показав, що для більш надійного прогнозування вібраційного стану турбомашин та розробки принципово нових конструкцій, що забезпечують економію енергії та перекачування продуктів, а також екологічну безпеку насосного і компресорного обладнання необхідно застосування сучасних методів обчислювальної гідродинаміки та оптимізації технічних систем.

2 ПОСТАВЛЕННЯ ЗАДАЧІ РОЗВ'ЯЗАННЯ РІВНЯНЬ ГІДРОГАЗОДИНАМІКИ У ПРОГРАМНОМУ КОДІ ANSYS CFX

2.1 Основні рівняння

У загальному випадку ньютонівська рідина, яка стискається, описується п'ятьма рівняннями в частинних похідних. Перше з цих рівнянь описує збереження маси, яке означає, що величина масової витрати в об'ємі, що втікає, дорівнює масовій витраті в об'ємі, що витікає відповідно до

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u) = 0, \quad (2.1)$$

де ρ - густина рідини; u - вектор швидкості в декартовій системі координат.

Другий закон Ньютона в комбінації з фактом, що для ньютонівської рідини розмір діючих напружень на контрольний об'єм пропорційний величині деформацій, що описується у відомих рівняннях Нав'є-Стокса. Три рівняння, які подані нижче, описують закон збереження кількості руху в трьох напрямках. Величина збільшення кількості руху частинки рідини дорівнює сумі сил, що діють на частинку, і описується такими рівняннями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho uu) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) + S_{Mx}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho vu) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) + S_{My}, \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho wu) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) + S_{Mz}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

де p - тиск; μ - динамічна в'язкість, u, v, w - компоненти швидкості u .

Останнє рівняння у частинних похідних, яке визначає потік, це рівняння енергії, яке впливає з першого закону термодинаміки. Величина збільшення енергії частинки рідини дорівнює доданому теплу до частинки рідини і величині роботи, що діє на частинку:

$$\frac{\partial(\rho i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho i u) = -p \operatorname{div} u + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \Phi + S_i, \quad (2.3)$$

де i - внутрішня енергія; λ - теплопровідність; T - температура, і

$$\Phi = \mu \left(2 \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right) - \frac{2}{3} \mu (\operatorname{div} u)^2. \quad (2.4)$$

Ці п'ять рівнянь в частинних похідних мають сім невідомих змінних (u, v, w, p, T, ρ і i). Для того щоб замкнути цю систему рівнянь, необхідно ввести рівняння для тиску і внутрішньої енергії

$$p = p(\rho, T); \quad i = i(\rho, T). \quad (2.5)$$

Рівняння теплопередачі для твердотільної області, рівняння енергії

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + S, \quad (2.6)$$

де c_p - питома теплоємність.

Рівняння (2.2) можна розв'язати аналітично тільки для декількох простих випадків.

2.2 Метод контрольного об'єму

Першим кроком методу контрольного об'єму є інтегрування основних рівнянь для кожного контрольного об'єму. Визначальні рівняння можна записати у вигляді

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \phi u) = \operatorname{div}(\Gamma \operatorname{grad} \phi) + S_\phi, \quad (2.7)$$

де ϕ - властивість рідини і Γ - коефіцієнт дифузії.

Якщо рівняння (2.7) проінтегрувати по контрольному об'єму, то загальне рівняння переносу буде мати вигляд

$$\int_{CV} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_{CV} \text{div}(\rho\phi u) dV = \int_{CV} \text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) dV + \int_{CV} S_\phi dV. \quad (2.8)$$

Використавши властивість дивергенції за теоремою Гаусса, отримаємо

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{CV} (\rho\phi) dV \right) + \int_A n \cdot (\rho\phi u) dA = \int_A n \cdot (\Gamma \text{grad}\phi) dA + \int_{CV} S_\phi dV. \quad (2.9)$$

Для стаціонарного потоку нестационарним членом рівняння (2.9) можна нехтувати:

$$\int_A n \cdot (\rho\phi u) dA = \int_A n \cdot (\Gamma \text{grad}\phi) dA + \int_{CV} S_\phi dV. \quad (2.10)$$

Для нестационарного процесу рівняння (2.9) можна проінтегрувати за часом і отримати загальне рівняння переносу у вигляді

$$\int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{CV} (\rho\phi) dV \right) dt + \int_{\Delta t} \int_A n \cdot (\rho\phi u) dA dt = \int_{\Delta t} \int_A n \cdot (\Gamma_\phi \text{grad}\phi) dA dt + \int_{\Delta t} \int_{CV} S_\phi dV dt. \quad (2.11)$$

2.2.1 Дискретизація

Другим кроком скінченно-об'ємного методу є зведення рівнянь в частинних похідних до алгебраїчних рівнянь.

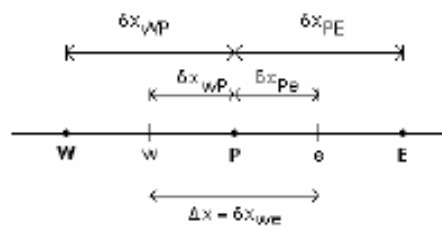


Рисунок 2.1 – Одновимірна сітка

На рис. 2.1 показано одновимірну сітку, де P, W і E - вузли, w і e - грані сітки, які розміщені в середині між вузлами, а Δx - довжина контрольного об'єму.

При дискретизації рівняння переносу використовується протипотокова диференціальна схема. Ця схема є схемою першого порядку. Нижче представлений процес чисельного інтегрування і дискретизації основних рівнянь.

Приклад. Ця задача являє собою задачу конвекції-дифузії в одновимірному поставленні. Використовуються другий і третій члени рівняння переносу (2.8)

$$\frac{d(\rho\phi u)}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right). \quad (2.12)$$

Одновимірне рівняння нерозривності запишемо у вигляді

$$\frac{d(\rho u)}{dx} = 0. \quad (2.13)$$

Рівняння (2.12) і (2.13) інтегруються по Δx , де A - область між гранями.

Це дає

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_w, \quad (2.14)$$

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w = 0. \quad (2.15)$$

Змінні F і D визначаються як

$$F = \rho u; \quad D = \frac{\Gamma}{\delta x}. \quad (2.16)$$

Змінні F і D на гранях комірки стають

$$F_w = (\rho u)_w; \quad F_e = (\rho u)_e, \quad (2.17)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta x_{WP}}; \quad D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta x_{PE}}. \quad (2.18)$$

Наступним кроком є прикладення диференціальної протипотокової схеми.

Якщо напрям потоку додатний, що визначається потоком із заходу на схід. Властивість ϕ із західної грані комірки w імовірно дорівнює ϕ у західному вузлі W . Також ϕ у східній грані комірки дорівнює ϕ у вузлі P .

$$\phi_w = \phi_W; \phi_e = \phi_P. \quad (2.19 \text{ а, б})$$

Підставивши (19 а, б) в (14), одержимо алгебраїчне рівняння

$$[(D_w + F_w) + D_e + (F_e - F_w)]\phi_p = (D_w + F_w)\phi_w + D_e\phi_E \quad (2.20)$$

Протипотокова схема дає добрий збіг, але чутлива до чисельної дифузії. Це означає, що якщо потік спрямований не по нормалі до граней елемента, результати можуть вийти за область потоку. Це означає, наприклад, що стрибки ущільнення побачимо як згладжені криві.

Для отримання більш точного розв'язку, ϕ на гранях сітки може бути апроксимовано рядами більш високого порядку

$$\phi_w = \phi_W + \beta \text{grad}\phi \cdot \Delta\bar{r} \quad (2.21)$$

і

$$\phi_e = \phi_P + \beta \text{grad}\phi \cdot \Delta\bar{r}, \quad (2.22)$$

де $\Delta\bar{r}$ - відстань і напрям від грані комірки до відповідного вузла; β - константа, яка змінюється в діапазоні від 0 до 1; $\beta = 0$ - протипотокова схема; $\beta = 1$ - схема другого порядку. Схема другого порядку менш робастна і з'являється ризик чисельного розсіювання, що означає виникнення пульсацій у розв'язку.

2.2.2 Ітераційний розв'язок задачі

Коли визначальні рівняння дискретизовані і зведені до алгебраїчних рівнянь, то використовується ітеративний чисельний метод для розв'язку задачі. Спрощено метод може бути описаний так.

Алгебраїчні рівняння можуть бути записані у матричному вигляді

$$[A]\{\phi\} = \{b\}, \quad (2.23)$$

де $[A]$ - матриця коефіцієнтів; $\{\phi\}$ - вектор розв'язання і $\{b\}$ - вектор.

Для отримання розв'язку ϕ^{n+1} до початкового припущення ϕ^n додається поправка ϕ' :

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \phi', \quad (2.24)$$

ϕ' розраховується з рівняння

$$\frac{\partial A}{\partial \phi} \phi' = r^n, \quad (2.25)$$

де r^n - відхил, який отриманий з рівняння

$$r^n = b - A\phi^n. \quad (2.26)$$

Цей процес повторюється до того часу, поки розв'язок повністю збігається, і відхил стане мінімальним.

2.3 Моделювання турбулентної течії

Для більшості промислових потоків використовуються розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса. Коли числа Рейнольдса перевищують певні величини, потік стає турбулентним. Розв'язати турбулентну течію прямим чисельним інтегруванням неможливо, оскільки це вимагає набагато більшої потужності комп'ютера, чим це можливо у даний час, тому були введені моделі турбулентності.

Більшість турбулентних моделей отримані з усереднених рівнянь Рейнольдса. Ці рівняння одержані з умови, що швидкість рідини u розділяється на дві компоненти, середню швидкість U і швидкість флуктуацій u' .

$$u = U + u', \quad (2.27)$$

$$\text{де } U = \frac{1}{\Delta t} \int^{+\Delta t} u dt. \quad (2.28)$$

Якщо швидкість U ввести в рівняння нерозривності (1), воно матиме вигляд

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho U) = 0, \quad (2.29)$$

і рівняння Нав'є-Стокса перетвориться на

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \text{div}(\rho U \otimes U) = -\text{grad} p + \text{div}(\mu \text{grad} U) - \text{div}(\overline{\rho u' \otimes u'}) + S_M, \quad (2.30)$$

Загальна властивість перенесення φ складається із середньої кількості ϕ і кількості флуктуації φ' :

$$\varphi = \phi + \varphi'. \quad (2.31)$$

Одержано скалярне рівняння перенесення

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho \phi U) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad} \phi) - \text{div}(\overline{\rho u' \varphi'}). \quad (2.32)$$

У рівняннях (2.30) і (2.32) з'являються два невідомих члени, напруження Рейнольдса $\overline{\rho u' \otimes u'}$ і потік Рейнольдса $\overline{\rho u' \varphi'}$. Межа над цими членами означає, що вони усереднені за часом.

2.3.1 Моделі турбулентної в'язкості

Група моделей, які названі моделями турбулентної в'язкості, допускають, що турбулентний потік містить добавки до напружень Рейнольдса, які пропорційні середньому градієнту швидкості

$$-\overline{\rho u' \otimes u'} = -\frac{2}{3} \rho k \delta - \frac{2}{3} \mu_t \operatorname{div} U \delta + \mu_t (\nabla U + (\nabla U)^T), \quad (2.33)$$

де k - турбулентна кінетична енергія

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'^2}. \quad (2.34)$$

Потоки Рейнольдса

$$-\overline{\rho u' \phi'} = \Gamma_t \nabla \phi, \quad (2.35)$$

де вихрова дифузійність Γ_t дорівнює відношенню турбулентної в'язкості μ_t до турбулентного числа Прандля Pr_t .

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{\operatorname{Pr}_t}. \quad (2.36)$$

Всі вихрові моделі в'язкості ґрунтуються на цьому співвідношенні. Відмінності між моделями у методі визначення μ_t .

$k - \varepsilon$ модель визначає μ_t як

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (2.37)$$

де C_μ - стала; k і турбулентне в'язке розсіювання ε розраховуються за такими двома рівняннями:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho U k) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad} k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho U \varepsilon) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{grad} \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon), \quad (2.39)$$

де $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}$ і $C_{\varepsilon 2}$ - сталі і P_k - турбулентна продуктивність.

У $k - \omega$ моделі Вілкокса μ_t визначається як

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}, \quad (2.40)$$

де k і турбулентна частота ω визначаються з рівнянь, наведених нижче:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho U k) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad} k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega, \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho U \omega) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \text{grad} \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2, \quad (2.42)$$

$\sigma_k, \sigma_\omega, \alpha, \beta'$ і β - сталі моделі.

$k - \varepsilon$ - і $k - \omega$ - моделі мають як переваги, так і недоліки. Модель перенесення зсувного напруження (SST) комбінує кращі властивості цих двох моделей. $k - \omega$ - модель описує потік біля стінок з прилипанням набагато краще, ніж $k - \varepsilon$ - модель, сітка біля стінки не повинна бути найкращою, і потік не на стільки залежить від сітки. З іншого боку, в ядрі потоку $k - \omega$ - модель набагато чутливіша до неточних граничних умов порівняно з $k - \varepsilon$ - моделлю.

2.3.2 Пристінковий шар

У турбулентних потоках потік біля стінок також має потребу апроксимації. Потік біля стінки без прослизання не ефективно описувати вільним потоком. Тільки відстань до стінки y , густина рідини ρ , в'язкість μ і зсувне напруження

стілки τ_w є важливими. У такому разі вираз для швидкості біля стінки запишемо у формі

$$u^+ = \frac{U}{u_t} = f\left(\frac{\rho u_t y}{\mu}\right) = f(y^+), \quad (2.43)$$

u^+ і y^+ - безрозмірні змінні швидкості біля стінки і відстані до стінки. u_t - швидкість тертя, що подана рівнянням

$$u_t = \left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{1/2}. \quad (2.44)$$

Для течій, близьких до стінки, коли $y^+ < 5$, зсувне напруження дорівнює зсувному напруженню стінки. Це

$$U = \frac{\tau_w y}{\mu} - \quad (2.45)$$

вираз для швидкості біля стінки. У данного випадку $y^+ = u^+$. Навіть швидкість U в цьому шарі не зв'язана з турбулентними властивостями, але це буде так, поки швидкість знаходиться в логарифмічному шарі.

2.3.3 Логарифмічний закон прошарку

Течія на відстані приблизно $30 < y^+ < 500$ від стінки являє собою логарифмічний закон. В'язкість і турбулентні властивості рідини є важливими у цьому шарі. Залежність між швидкістю і відстанню до стінки у цьому шарі виражається так:

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B = \frac{1}{k} \ln(Ey^+), \quad (2.46)$$

де k, B і E - сталі, які залежать від шорсткості стінки.

Коли перший вузол сітки має відстань до стінки менше, ніж $y^+ = 5$, тоді виконується закон лінійного прошарку. Для сіток з першим вузлом, який має відстань до стінки $y^+ = 30-500$, використовуються функції стінки для логарифмічного закону апроксимації характеристик потоку. Це означає, що автоматично вибирається метод для визначення пристінкового прошарку і автоматично підтримується область відстаней до стінки $5 < y^+ < 30$.

2.3.4 Розрахунок турбулентних течій і використання сіток з нерівномірним кроком

Якщо для розрахунку турбулентних приграничних шарів використовуються моделі, пов'язані з обчисленням турбулентної в'язкості для всієї течії, то для отримання досить точних результатів вузли сітки повинні бути розміщені усередині в'язкого прошарку, тобто $y^+ \leq 4,0$ для нестисливих течій і $y^+ \leq 1,0$ або $2,0$ у тих випадках, коли доводиться розв'язувати рівняння енергії.

Для багатьох пристінних турбулентних шарів течія у внутрішній області шару має універсальний характер, який описується логарифмічним законом стінки. По суті, ця внутрішня частина шару є областю, в якій конвективне перенесення виконує незначну роль. Грубо кажучи, закон стінки можна розглядати як розв'язок рівняння руху приграничного шару, одержаного при описанні турбулентності за моделлю шляху зміщення Прандтля в припущенні, що конвективні члени і градієнт тиску не істотні. Аналогічно для багатьох течій спостерігається майже універсальний характер розподілу температури, і закон стінки можна використовувати для задання граничних умов на внутрішній границі при розв'язанні рівняння енергії.

Отже, при застосуванні закону стінки рівняння приграничного шару розв'язуються з використанням моделі турбулентності лише у зовнішній частині шару, при цьому використовується відносно груба сітка. Розв'язок в пристінній

області описується на основі закону стінки, який фактично є наближеним розв'язком для пристінної області. Звичайно припускається, що закон стінки виконується при $30 < y^+ < 200$ і перший від стінки вузол розрахункової сітки розміщують в цьому інтервалі.

Практично всі без винятку розрахунки турбулентних приграничних шарів, в яких розв'язок знаходиться аж до стінки, проводиться з використанням нерівномірних сіток. Широко використовується схема, що базується на припущенні про те, що відношення двох послідовних кроків сітки постійне:

$$\frac{\Delta y^+}{\Delta y_-} = \frac{\Delta y_{j+1}}{\Delta y_j} = K.$$

При використанні такої схеми з постійним співвідношенням кроків сітки при русі від стінки зростають на один і той же відсоток. У результаті кроки сітки ростуть в геометричній прогресії. Для турбулентного перебігу значення числа K лежить звичайно між 1 і 2.

Точність, а іноді і стійкість деяких різницевих схем має велику залежність від вибраного значення K . У більшості випадків задовільні результати виходять при $K \leq 1.2$.

2.4 Похибки методів обчислювальної гідродинаміки

Коли моделюється потік важливо знати обмеження. Різні джерела помилок і невизначеностей є у методах обчислювальної гідродинаміки. Їх можна розділити на певні категорії:

1) невизначеності моделі. Ці невизначеності призводять до допущень і спрощень реального потоку. У багатьох випадках ці спрощення необхідні для розв'язання задачі. Одним із прикладів є моделі турбулентності, іншим прикладом може бути нехтування хімічними реакціями;

2) помилки обчислення. Помилки обчислення трапляються від того, що визначальні рівняння не розв'язуються на пряму, але дискретизуються з кінцевим

розрізненням в часі і просторі. Помилки можуть бути більші при використанні диференціальної схеми першого порядку замість використання схем вищих порядків;

3) помилки виконання ітерацій і збіжності. Коли відхилення не досягають бажаних рівнів, то можуть траплятися помилки. Це обумовлено різними причинами, наприклад, моделі і граничні умови вибрані таким чином, що не забезпечується збіжність для деяких спеціальних течій. У інших випадках ітераційний процес є достатньо довгим і не завжди досягається його збіжність;

4) помилки округлення. Ці помилки трапляються через обмеження комп'ютера. Може не вистачити місця у пам'яті комп'ютера для зберігання величин у процесі розв'язку, тому величини округляються. Розв'язок точніше ніж точність самого комп'ютера не можливий;

5) невизначеності. Неточні граничні умови, геометрія або неіснуючі дані можуть також призвести до неточних результатів;

6) інші помилки можуть траплятися через помилки користувача і помилки коду, який використовується.

3 АНАЛІЗ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШПАРИННИХ ТА ЛАБІРИНТНИХ УЩІЛЬНЕНЬ

3.1 Комп'ютерне моделювання і аналіз динамічних характеристик «короткого» і «довгого» шпаринного ущільнень, перевірка розрахункової моделі шпаринного ущільнення

Існуючі методи розрахунку основних гідродинамічних характеристик шпаринних ущільнень включають дві моделі (спрощення рівнянь Рейнольдса): «коротка» та «довга шпарина». В першій моделі обмежуються двовимірною задачею, так як переважаючою є осьова течія, окружна течія взагалі не враховується. Ця модель використовується, головним чином, для описання робочого процесу у міжступневих шпаринних ущільненнях. У другій моделі розглядається тривимірна течія рідини у кільцевому каналі з урахуванням окружної течії, і ця модель застосовується для описання робочого процесу, наприклад, у шпаринному ущільненні гідроп'яти. Важливим параметром, що дозволяє вибрати ту або іншу модель шпаринного ущільнення, є відношення довжини щілини до її діаметру l/d . Так для «короткої» щілини, за різними літературними джерелами, це співвідношення знаходиться в діапазоні $l/d \leq 0,25 - 0,5$ [10,27]. Тому слід відмітити, що чіткої межі між цими моделями не існує.

Таким чином, з'являється необхідність розробки узагальненої теорії розрахунку шпаринних ущільнень, яка б об'єднала та дозволила визначити область використання кожної з цих моделей. А це пов'язано з глибокими експериментальними та теоретичними дослідженнями, експериментальним визначенням статичних та динамічних характеристик ущільнень, використанням розрахункового експерименту і методів розрахункової гідродинаміки (РГД) для вирішення складної задачі тривимірної течії у кільцевому каналі шпаринного ущільнення з урахуванням прецесії вала. Створення цієї теорії дозволить розглядати динаміку ротора з урахуванням не тільки статичних, але і динамічних жорсткостей та демпфірувань шпаринних ущільнень.

Зростання продуктивності сучасних ЕОМ дозволяє істотно розширити область застосування чисельних методів моделювання. Однак, розрахунок з використанням тривимірного чисельного моделювання є досить вимогливим до апаратних ресурсів. Тому необхідно виділити кількісний критерій, що дозволяє розмежувати область застосування повної тривимірної та спрощеної моделей, аналогічно, виконаної В.А. Марцинковським [6], оцінці порядку членів аналітичних рівнянь руху рідини в шпаринних ущільненнях. Критерій може бути представлений функціональною залежністю виду:

$$K = f(l, d, h, e, \omega, \Omega),$$

де l – довжина шпарини; d – діаметр вала; h – зазор; e – ексцентриситет; ω – кутова швидкість обертання вала; Ω – кутова швидкість прецесії.

Для одержання такої залежності необхідно провести серію чисельних експериментів з різними значеннями змінних параметрів.

Схематичний рух ротора в шпаринному ущільненні при циліндричній прецесії представлений на рис. 3.1 а,б.

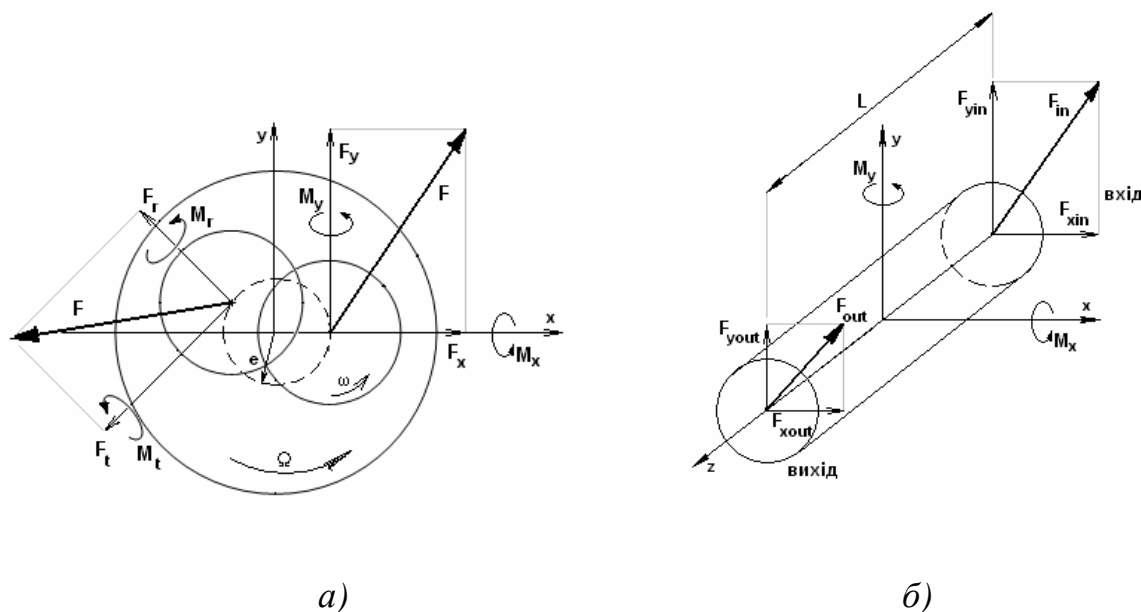


Рисунок 3.1 – Траєкторія руху ротора в шпаринному ущільненні (а) і сили й моменти реакції рідини (б)

Сили й моменти, що виникають в рідині (рис. 3.1 б) при невеликих переміщеннях ротора уздовж осей x та y , можна представити в матричній формі:

$$\{F\} = \begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \\ M_x \\ M_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} F_r & -F_t \\ F_t & F_r \\ M_r & M_t \\ M_t & -M_r \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ e \\ y \\ e \end{Bmatrix}, \quad (3.1)$$

де при циліндричній прецесії із частотою Ω та ексцентриситетом e :

$$\begin{aligned} x &= e \cdot \cos(\Omega t), \\ y &= e \cdot \sin(\Omega t). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Припускаючи лінійне співвідношення сил і переміщень і нехтуючи вищими порядками похідних від переміщення, запишемо вираз для визначення сил і моментів у наступному матричному вигляді:

$$-\{F\} = \begin{bmatrix} K & k & C & c & M & 0 \\ -k & K & -c & C & 0 & M \\ K_{\alpha\varepsilon} & k_{\alpha\varepsilon} & C_{\alpha\varepsilon} & c_{\alpha\varepsilon} & m_{\alpha\varepsilon} & 0 \\ k_{\alpha\varepsilon} & -K_{\alpha\varepsilon} & c_{\alpha\varepsilon} & -C_{\alpha\varepsilon} & 0 & -m_{\alpha\varepsilon} \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

де K, k – коефіцієнти прямої та перехресної жорсткості, Н/м; C, c – коефіцієнти прямого та перехресного демпфірування, Н·с/м; M – коефіцієнт приєднаної маси, кг; $K_{\alpha\varepsilon}, k_{\alpha\varepsilon}$ – коефіцієнти кутової та кутової перехресної жорсткості, Н·м/м; $C_{\alpha\varepsilon}, c_{\alpha\varepsilon}$ – коефіцієнти кутового та кутового перехресного демпфірування, Н·м с/м; $m_{\alpha\varepsilon}$ – коефіцієнт кутової приєднаної маси, кг·м²/м.

Виберемо положення ротора в якому будемо вимірювати сили й моменти так щоб $\Omega \cdot t = 2 \cdot \pi \cdot n$, $n = 0, 1, 2, \dots$, наприклад $t = 0$, тоді з рівнянь (3.1) випливає:

$$\begin{cases} F_r = F_x \\ F_t = F_y \\ M_r = M_x, \\ M_t = M_y \end{cases}, \quad (3.4)$$

$$\dot{x} = y = \ddot{y} = 0. \quad (3.5)$$

Підставивши вирази (3.2),(3.4) і (3.5) в (3.3) з урахуванням того, що $t = 0$ маємо:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{F_r}{e} = -K - \Omega c + \Omega^2 M \\ \frac{F_t}{e} = k - \Omega C \\ \frac{M_r}{e} = -K_{\alpha\varepsilon} - \Omega C_{\alpha\varepsilon} + \Omega^2 m_{\alpha\varepsilon} . \\ -\frac{M_t}{e} = k_{\alpha\varepsilon} - \Omega C_{\alpha\varepsilon} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

З отриманої системи рівнянь видно, що F_r , M_r – квадратичні, а F_t , M_t – лінійні функції відносно Ω .

За допомогою системи рівнянь (3.6), знаючи величини сил F_r , F_t і моментів M_r , M_t хоча б при трьох різних значеннях частоти прецесії Ω , можна визначити величини коефіцієнтів жорсткості та демпфірування шпаринного ущільнення.

У роботі [19] розглянутий приклад експериментального знаходження динамічних коефіцієнтів шпаринного ущільнення з такими параметрами:

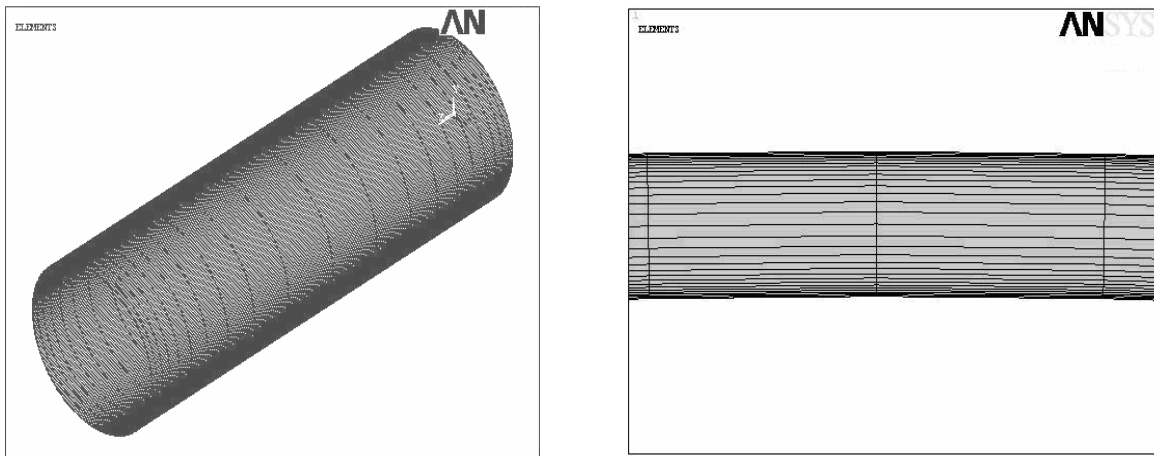
Таблиця 3.1 – Параметри кільцевого шпаринного ущільнення

радіус, мм	39.656
зазор, мм	0.394
довжина, мм	240
ексцентриситет, мм	0.049
перепад тиску, кПа	1019
швидкість обертання ротора, Гц	18
коефіцієнт закручення на вході	0.25
коефіцієнт втрат на вході	0.5

У якості робочої рідини виступає вода, яку можна вважати нестисливою й з постійними властивостями:

густина, кг/м ³	997
динамічна в'язкість, Па/с	$8.899 \cdot 10^{-4}$

Створена 3-х вимірна модель шпаринного ущільнення, що містить 43200 елементів-гексаедрів (рис. 3.2).



a)

б)

Рисунок 3.2 – Сітка: загальний вигляд (*a*) і зазор (*б*)

Кількість елементів в осьовому напрямку – 20 (рис. 3.2 *a*), а в радіальному – 30 (рис. 3.2 *б*). Пристінковий шар виконаний за допомогою згущення сітки біля стінки і вала. З метою урахування окружної течії в окружному напрямку модель була розбита на 72 елементи. Така розбивка моделі ущільнення забезпечила достатню точність розрахунку, що підтверджується результатами експериментальних досліджень [19].

Рух рідини в шпаринному ущільненні моделювався в програмному комплексі ANSYS-CFX 11. При моделюванні (розрахунку) використовувалася стандартна *k-ε* модель турбулентності з функцією стінки. При розрахунку перехідного процесу розглядався один повний оберт вала з розбивкою його на 20 ітерацій.

Для визначення коефіцієнтів жорсткості й демпфірування ущільнення було виконано 4 розрахунки при різних швидкостях прецесії. Величини визначених сил і моментів зведені в таблицю 3.2.

Таблиця 3.2 – Значення сил і моментів при різних частотах прецесії

Ω , Гц	F_r , Н	F_t , Н	M_r , Н·м	M_t , Н·м
-18	48.7	252.7	27.36	6.8
-9	-3.15	155.3	-16.33	4.16
9	-51.7	-24.3	1.54	-1.67
18	-48.4	-117.7	10.88	-1.08

За результатами проведених розрахунків була виконана апроксимація радіальної сили F_r й моменту M_r - поліномом другого порядку відносно частоти прецесії, а дотичної сили F_t й моменту M_t - поліномом першого порядку (3.6). Отримані рівняння були приведені до виду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{F_r(\Omega)}{e} = -746959 - 55033 \cdot \Omega + 2316 \cdot \Omega^2 \\ \frac{F_t(\Omega)}{e} = 1357638 - 208699 \cdot \Omega \\ \frac{M_r(\Omega)}{e} = 113056.46 - 10827.36 \cdot \Omega + 855.46 \cdot \Omega^2 \\ \frac{M_t(\Omega)}{e} = -41831.99 + 4896.86 \cdot \Omega \end{array} \right. \quad (3.7)$$

На рис. 3.3 *а,б* представлені криві радіальних та окружних сил і моментів від відносної частоти прецесії.

На підставі системи рівнянь (3.7) були знайдені значення коефіцієнтів жорсткості, демпфірування й приєднаних мас: коефіцієнт приєднаної маси $M = 2316 \text{ кг}$, коефіцієнти прямої жорсткості $K = 746959 \text{ Н/м}$, коефіцієнт перехресної жорсткості $k = 1357638 \text{ Н/м}$, коефіцієнт прямого демпфірування $C = 208699 \text{ Н} \cdot \text{с/м}$, коефіцієнт перехресного демпфірування $c = 55033 \text{ Н} \cdot \text{с/м}$

коефіцієнт кутової приєднаної маси $m_{\alpha\epsilon} = 855 \text{ кг} \cdot \text{м}$, коефіцієнт кутової жорсткості $K_{\alpha\epsilon} = -113056 \text{ Н}$, коефіцієнт кутової перехресної жорсткості $k_{\alpha\epsilon} = -41832 \text{ Н}$, коефіцієнт кутового демпфірування $C_{\alpha\epsilon} = -4897 \text{ Н} \cdot \text{с}$, коефіцієнт кутового перехресного демпфірування $c = 10827 \text{ Н} \cdot \text{с}$.

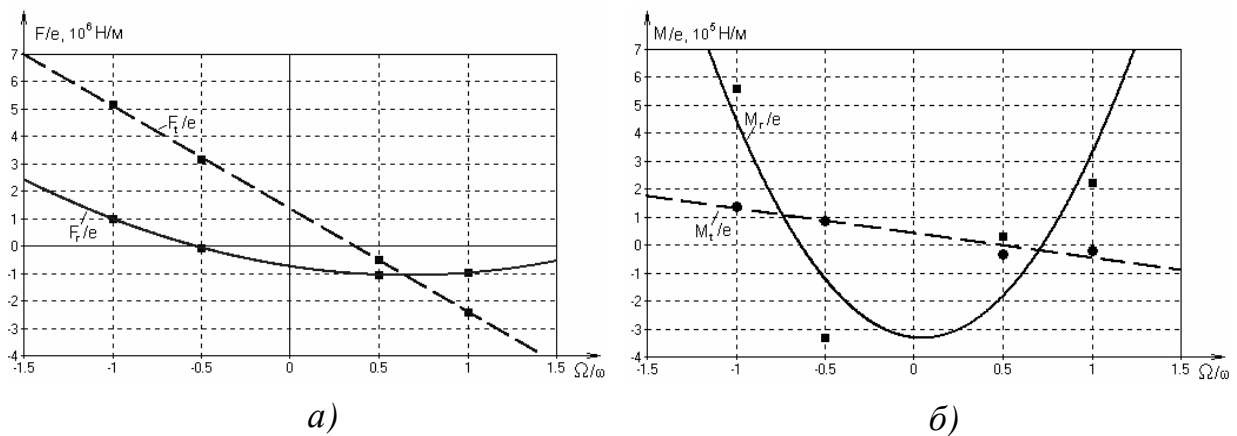
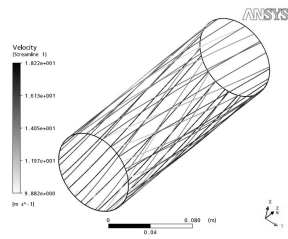


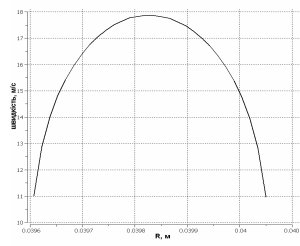
Рисунок 3.3 – Залежності радіальних та окружних сил (а) й моментів (б) від відносної частоти прецесії

Для аналізу динамічних характеристик «короткої» ($l/d \approx 0,13$) та «довгої» ($l/d \approx 3$) щілини, розглянуто декілька характерних випадків течії рідини в ущільненнях при прямій синхронній прецесії. Графіки розподілу швидкості (рис. 4-7) отримані в серединному перерізі $x = l/2$ при окружному куті 180° відносно початкового положення валу з радіальним зміщенням, яке дорівнює величині ексцентриситету.

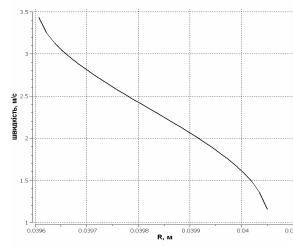
Аналіз динамічних характеристик підтвердив значну перевагу «довгої» щілини над «короткою» при використанні їх у якості ущільнень-опор. Зрозуміло, що для «довгої» щілини отримані значно більші значення коефіцієнтів жорсткості та демпфірування. Крім того, цей чисельний розрахунок, який виконаний за допомогою методів РГД, без деяких істотних спрощень, які приймаються у аналітичних методах, дозволяє більш достовірно передбачити можливий режим динамічної нестійкості валу у шпаринному ущільненні. На що будуть вказувати негативні значення прямої жорсткості та демпфірування.



a)

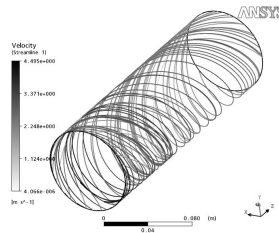


б)

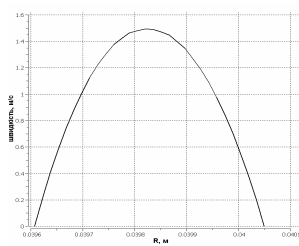


в)

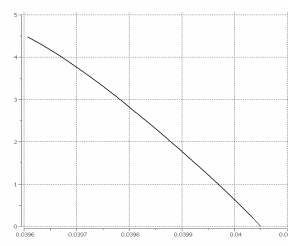
Рисунок 3.4 - Лінії струму (а), розподіли осьової (б) та окружної (в) швидкостей для «довгої» щілини при турбулентному характері течії



a)

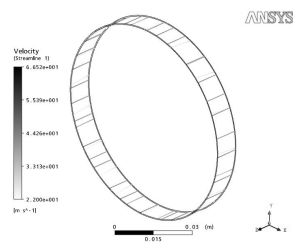


б)

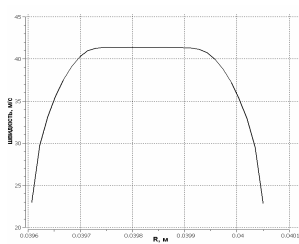


в)

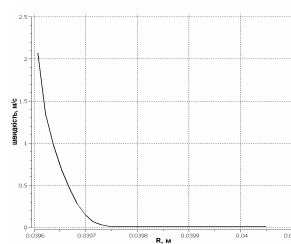
Рисунок 3.5 - Лінії струму (а), розподіли осьової (б) та окружної (в) швидкостей для «довгої» щілини при ламінарному характері течії



a)

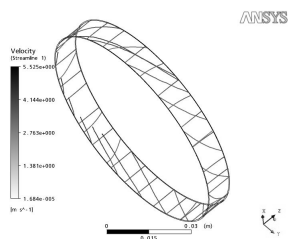


б)

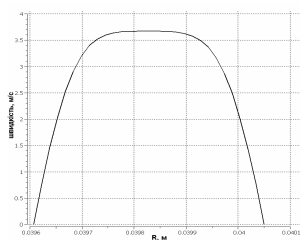


в)

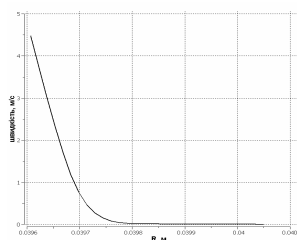
Рисунок 3.6 - Лінії струму (а), розподіли осьової (б) та окружної (в) швидкостей для «короткої» щілини при турбулентному характері течії



a)



б)



в)

Рисунок 3.7 - Лінії струму (а), розподіли осьової (б) та окружної (в) швидкостей для «короткої» щілини при ламінарному характері течії

Із рис. 3.6,3.7 видно, що у «короткій» щілині значно переважає осьовий потік. Тому значення окружної складової швидкості розповсюджуються не на весь зазор ущільнення, а зосереджені біля валу, який обертається (рис. 3.6,3.7 в). У «довгій»

щілині суттєвий вплив має окружний потік. Форми кривих окружної складової швидкості (рис. 3.4, 3.5 в) мають класичний вигляд, який характерний для зсувної течії. Однак тільки коли середня окружна швидкість значно переважає над середньою осьюовою швидкістю у «довгій» щілині при ламінарному режимі течії потік стає спіральною формою (рис. 3.5 а).

3.2 Дослідження просторової течії у кільцевому каналі ущільнення-опори

Особливість роботи шпаринного ущільнення-опори полягає у тому, що в початковий момент при пуску насоса ущільнення виконує функції повноохопленого гідродинамічного підшипника ковзання із значним зсувом осі вала щодо осі втулки, а в сталому робочому режимі - гідростатичної опори з малим ексцентриситетом.

Необхідно виконати комп'ютерне моделювання складної просторової течії в кільцевому каналі шпаринного ущільнення-опори з циліндричною прецесією вала за допомогою програмного комплексу ANSYS CFX, визначити вплив геометричних і гідродинамічних параметрів щілини на жорсткостні і демпфіруючі характеристики, та провести аналіз їх впливу на динаміку ротора відцентрового насоса.

Для дослідження механізму складної просторової течії в кільцевому каналі шпаринного ущільнення-опори використовувався програмний комплекс ANSYS CFX 11 [7], що дозволяє вирішувати нестационарну задачу течії рідини в ущільненні з урахуванням прецесійного руху вала. В результаті чисельного розрахунку можуть бути отримані гідродинамічні сили і моменти, що виникають в кільцевому каналі, а відомим методом оцінювання можуть бути визначені величини жорсткості і демпфірування шпаринного ущільнення-опори.

Для розрахунку вибрана модель шпаринного ущільнення з двома різними значеннями зсуву осі вала і втулки з наступними геометричними розмірами: $l/d = 0,72$, радіальний зазор $h_0 = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м, робоче середовище – вода [1]. Розрахункова сітка моделі шпаринного ущільнення представлена на рисунку 3.8 і складається з 108460 комірок-гексаєдрів.

При розрахунку нестационарного процесу розглядався один повний оберт валу з розбиттям його на 20 ітерацій. Використовувалася стандартна $k-\varepsilon$ модель турбулентності з функцією стінки.

Для визначення коефіцієнтів жорсткості і демпфірування ущільнення було виконано 16 розрахунків при різних кутових швидкостях прецесії Ω і швидкостях обертання валу ω . Використовувалося співвідношення (3.6).

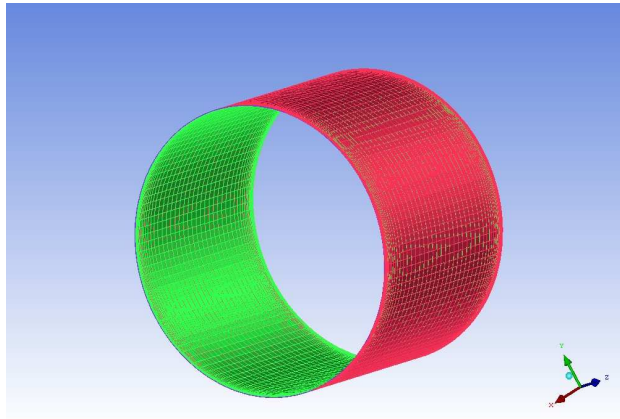


Рисунок 3.8 - Розрахункова сітка моделі шпаринного ущільнення

При розрахунках для кожної швидкості обертання визначалася відповідна товщина змащувального шару, яка забезпечує необхідну несучу здатність вала при пуску насоса. На рисунку 3.9 показані графічні залежності радіальних і тангенціальних сил і моментів від відносної частоти прецесії, одержані методами оцінювання параметрів. Величини сил і моментів, що виникають в ущільненні-опорі залежно від відносної частоти прецесії представлені в таблиці 3, а величини коефіцієнтів жорсткості і демпфірування при різних швидкостях обертання валу представлені в таблиці 3.4.

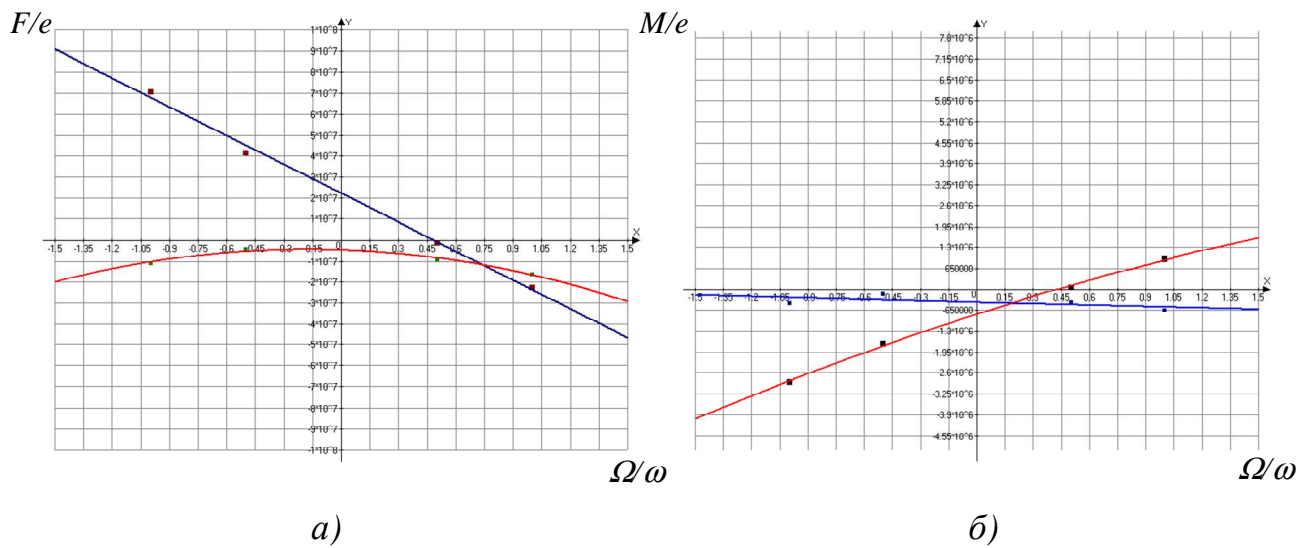


Рисунок 3.9 - Графічні залежності радіальних і тангенціальних сил а), і радіальних і тангенціальних моментів б) від відносної частоти прецесії при $\omega=314 \text{ c}^{-1}$

Таблиця 3.3 - Сили і моменти залежно від відносної частоти прецесії

Швидкість обертання вала ω, c^{-1} ; Товщина змащувального шару $h, \text{м}$	Відносна частота прецесії Ω/ω	$F_r, \text{Н}$	$F_t, \text{Н}$	$M_r, \text{Н}\cdot\text{м}$	$M_t, \text{Н}\cdot\text{м}$
$\omega=314 \text{ c}^{-1}$; $h=0,02 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	1	-1280,96	-1801,56	74,7423	-51,943
	0,5	-757,712	-82,4814	4,30499	-32,1083
	-0,5	-323,799	3334,98	-135,932	-12,9409
	-1	-867,31	5656,44	-230,222	-33,5256
$\omega=209 \text{ c}^{-1}$; $h=0,014 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	1	1925,82	-701,735	27,8932	79,6143
	0,5	509,556	-648,385	28,6969	22,4409
	-0,5	2384,62	-472,324	19,5852	97,1845
	-1	4267,27	-434,859	19,6901	172,849
$\omega=105 \text{ c}^{-1}$; $h=0,005 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	1	-1449,58	-853,91	36,0958	-59,4051
	0,5	-644,638	-114,657	5,63009	-28,1004
	-1	1946,49	2427,79	-99,7563	-76,4449

Таблиця 3.4 - Коефіцієнти жорсткості і демпфірування при різних швидкостях обертання вала

Коефіцієнти	Швидкість обертання вала		
	$\omega=314 \text{ c}^{-1}$	$\omega=209 \text{ c}^{-1}$	$\omega=105 \text{ c}^{-1}$
K , Н/м	$4.537 \cdot 10^6$	$-1.043 \cdot 10^7$	$4.833 \cdot 10^6$
k , Н/м	$2.22 \cdot 10^7$	$-6.667 \cdot 10^6$	$8.021 \cdot 10^6$
C , Н·с/м	$4.583 \cdot 10^7$	$1.735 \cdot 10^6$	$1.7404 \cdot 10^7$
c , Н·с/м	$3.153 \cdot 10^6$	$1.525 \cdot 10^7$	$-2.615 \cdot 10^6$
$K_{\alpha\epsilon}$, Н/м	$77.297 \cdot 10^4$	$-28.186 \cdot 10^4$	$28.597 \cdot 10^4$
$k_{\alpha\epsilon}$, Н/м	$40.786 \cdot 10^4$	$-1.081 \cdot 10^6$	$59.981 \cdot 10^4$
$C_{\alpha\epsilon}$, Н·с	$-14.0005 \cdot 10^4$	$-60.747 \cdot 10^4$	$14.728 \cdot 10^4$
$c_{\alpha\epsilon}$, Н·с	$-1.875 \cdot 10^6$	$-59.406 \cdot 10^3$	$-71.501 \cdot 10^4$

З аналізу таблиць 3.3 і 3.4 видно, що істотна частина навантаження від валу при пуску насоса сприймається змащувальним шаром ущільнень-опор. Тому, значеннями сил і моментів, коефіцієнтів жорсткості і демпфірування при аналізі динаміки ротора не варто нехтувати. Крім того, вплив ущільнень-опор може негативно позначитися на динамічній стійкості валу, оскільки при швидкості обертання $\omega=209 \text{ c}^{-1}$ коефіцієнти прямої і перехресної жорсткості мають негативні значення.

На рисунку 3.10 показане поле тиску і характерні перетини поверхні кільцевого каналу ущільнення-опори, в яких визначалися значення осьової і окружної швидкостей, а також гідродинамічного тиску в зазорі.

При пуску відцентрового насоса вал спливає в ущільненнях-опорах, і товщина змащувального шару збільшується із збільшенням швидкості його обертання ω . Слід зазначити, що при $\omega=105 \text{ c}^{-1}$ товщина змащувального шару дорівнює $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ а цього може бути недостатньо для відсутності контакту між втулкою і валом.

Розрахунки показали, що дійсно шпаринне ущільнення з достатньо великим зсувом осі валу відносно осі втулки виконує функції опори і ущільнення. У цьому можна переконатися якщо проаналізувати епюри розподілу гідродинамічного тиску, що виникає в двох взаємоперпендикулярних площинах кільцевого каналу

ущільнення (рис. 3.11 а, б). У області, де зазор виявляється мінімальним, епюра тиску має опуклу форму (рис. 3.11 а), а величини тиску усередині кільцевого каналу істотно перевищують величину ущільнюваного тиску на вході в канал. Площа під цією епюрою і визначає гідродинамічну складову сили, яка несе вал. У області максимального зазору, форма епюри тиску лінійна, а величини тиску усередині кільцевого каналу не перевищують величину ущільнювального тиску на вході. Таким чином, кільцева щілина, по суті, виконує спільно функції і повноохопленого гідродинамічного підшипника і шпаринного ущільнення із заданим перепадом тиску.

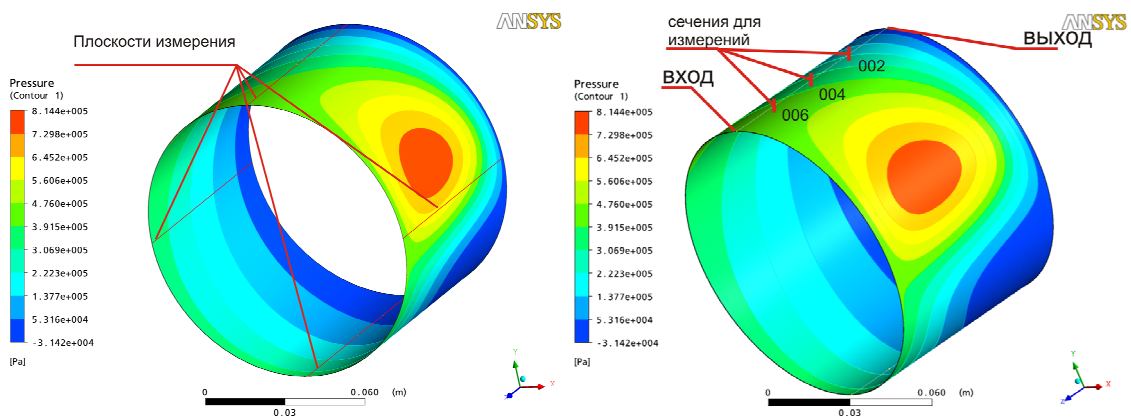


Рисунок 3.10 - Поле тиску і площини вимірів в характерних перетинах поверхні кільцевого каналу ущільнення-опори

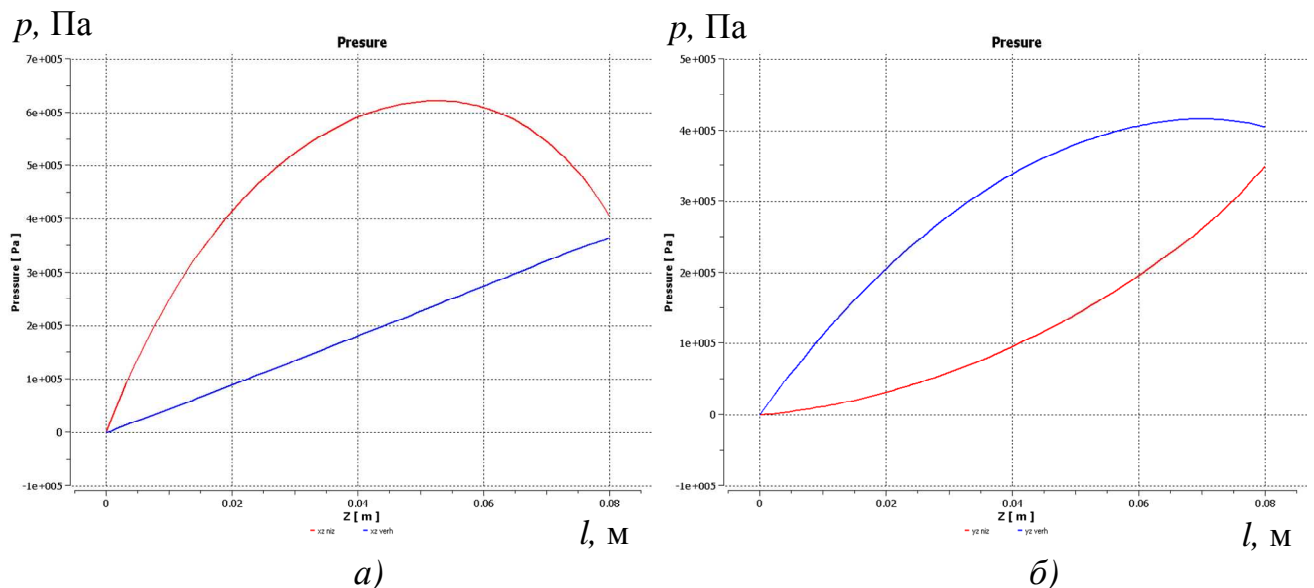


Рисунок 3.11 - Розподіл тиску по довжині ущільнення в характерних перетинах поверхні зазору шпаринного ущільнення-опори в площині XZ а) і YZ б)

На рисунку 3.12 *а,б,в,г* приведені епюри осьовій і тангенціальної швидкості, одержані для кільцевого каналу в площині *XZ* в різних перетинах по довжині щілини. В області з мінімальним зазором середня тангенціальна швидкість перевищує середню осьову, тобто переважає окружна течія (рис. 3.12 *в,г*). В області з максимальним зазором картина зворотна - середня осьова швидкість декілька більше середньої тангенціальної швидкості (рис. 3.12 *а, б*). В області з мінімальним зазором рідина видавлюється з кільцевого каналу в протилежні сторони, про це свідчить те, що епюри осьовій швидкості мають різний напрям по довжині щілини (рис. 3.12 *в*). Крім того, форма епюр свідчить про різні режими течії в різних перетинах щілини. У області мінімального зазору присутній ламінарний, а у області максимального зазору - турбулентний режими течії. Режим течії також змінюється і по довжині щілини, це пов'язано із зміною середньої окружної швидкості. Особливо це характерно для областей щілини розташованих в площини *YZ*, в яких мають місце зворотні течії на вході в ущільнення. Початкова ділянка, на якій формуються епюри осьової і тангенціальної швидкостей для більшості випадків не перевищує довжини щілини.

З рисунка 3.13 *а,б,в* видно, що при збільшенні швидкості обертання валу збільшується закручування потоку рідини в кільцевій щілині. Якщо при $\omega=105 \text{ c}^{-1}$ закручування рідини практично відсутнє і переважає осьовий потік, то при робочій швидкості обертання валу $\omega=314 \text{ c}^{-1}$ закручування рідини істотне і переважає окружний потік. Течія в щілині має складний характер і складається з напірного (осьового) і зсувного (окружного) потоків.

У разі невеликих зсувів осі валу відносно осі втулки гідродинамічна складова тиску не виникає, і тому шпаринне ущільнення виконує функції гідростатичної опори. Однієї тільки гідростатичної сили шпаринних ущільнень-опор не достатньо для того, щоб нести всю масу ротора. Тому на робочому режимі, навантаження від ротора рівномірно розподіляється між міжступеневими і кінцевими шпаринними ущільненнями-опорами. Потік в такому ущільненні також закручується за рахунок обертання валу і лінії струму мають спіральну форму (рис. 3.14).

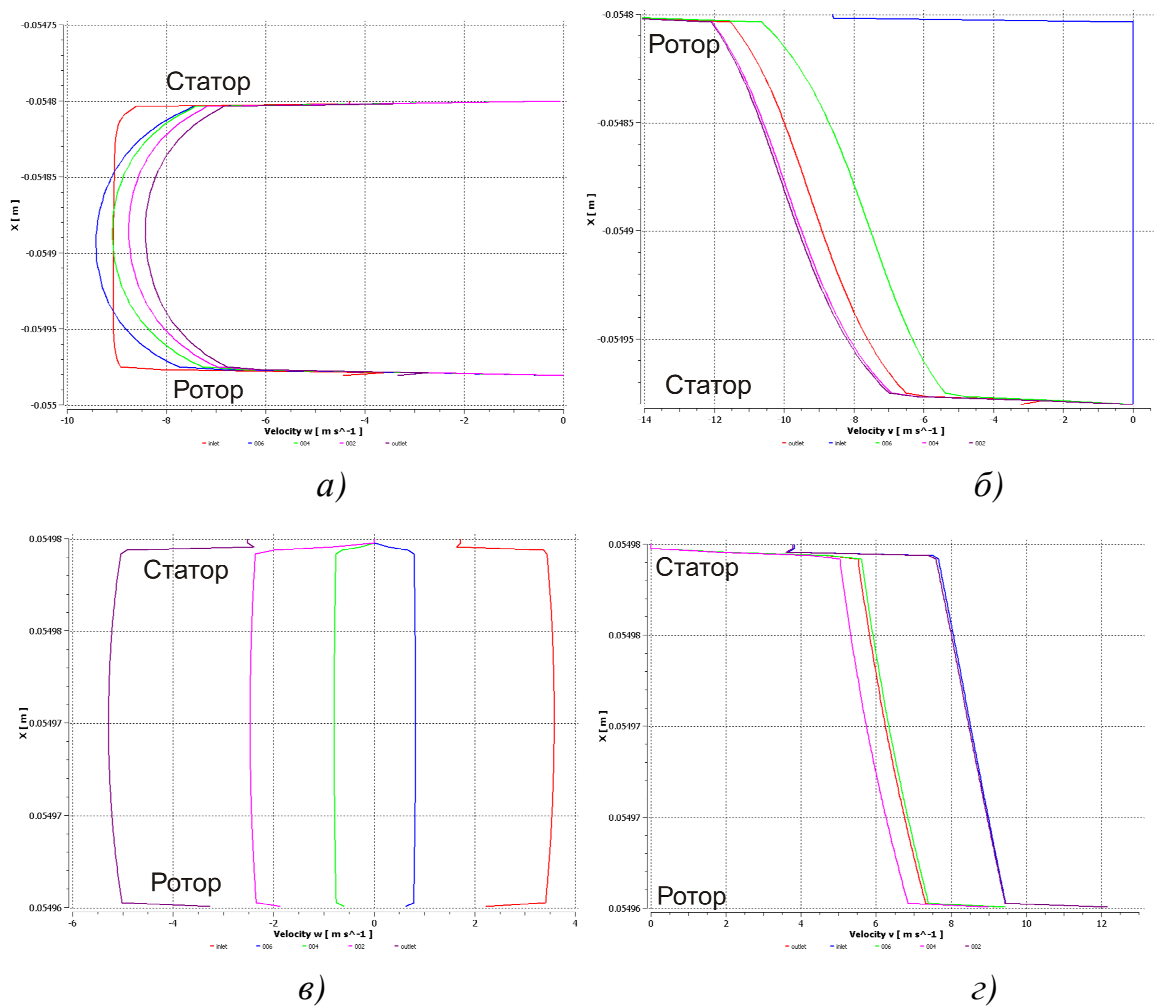


Рисунок 3.12 - Епюри осевих *а), в)* і тангенціальних *б), г)* швидкостей в областях з мінімальним і максимальним зазором в площині XZ в різних перетинах по довжині кільцевого каналу

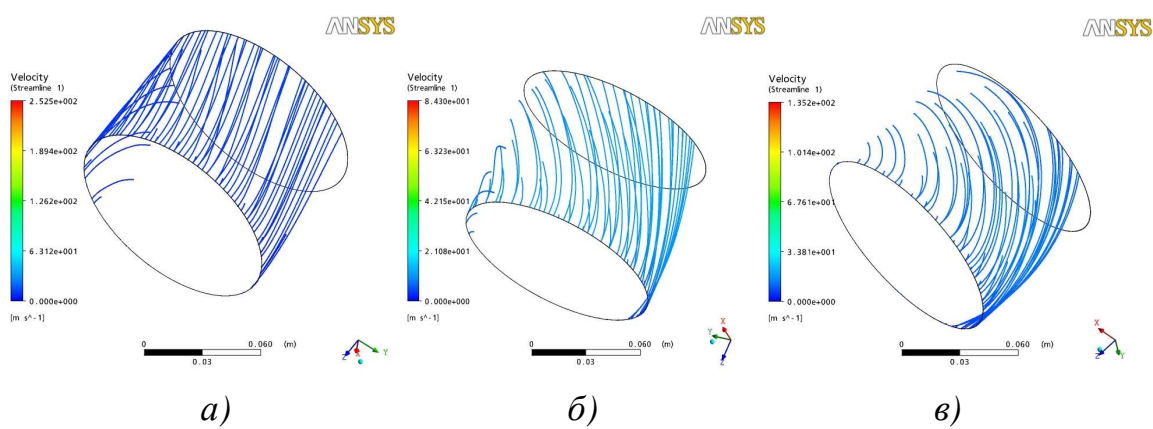


Рисунок 3.13 - Лінії струму в зазорі ущільнення при різних швидкостях обертання валу: $\omega = 105 \text{ c}^{-1}$ *а)*, $\omega = 209 \text{ c}^{-1}$ *б)*, $\omega = 314 \text{ c}^{-1}$ *в)*

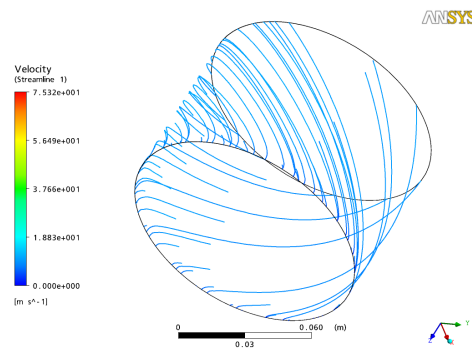


Рисунок 3.14 - Лінії струму в зазорі ущільнення

Графічне порівняння радіальних і окружних сил і моментів для ущільнень з ексцентриситетами $e = 33$ і $e = 80$ мкм ($e/H = 0,33$ і $e/H = 0,8$) представлено на рисунку 3.15.

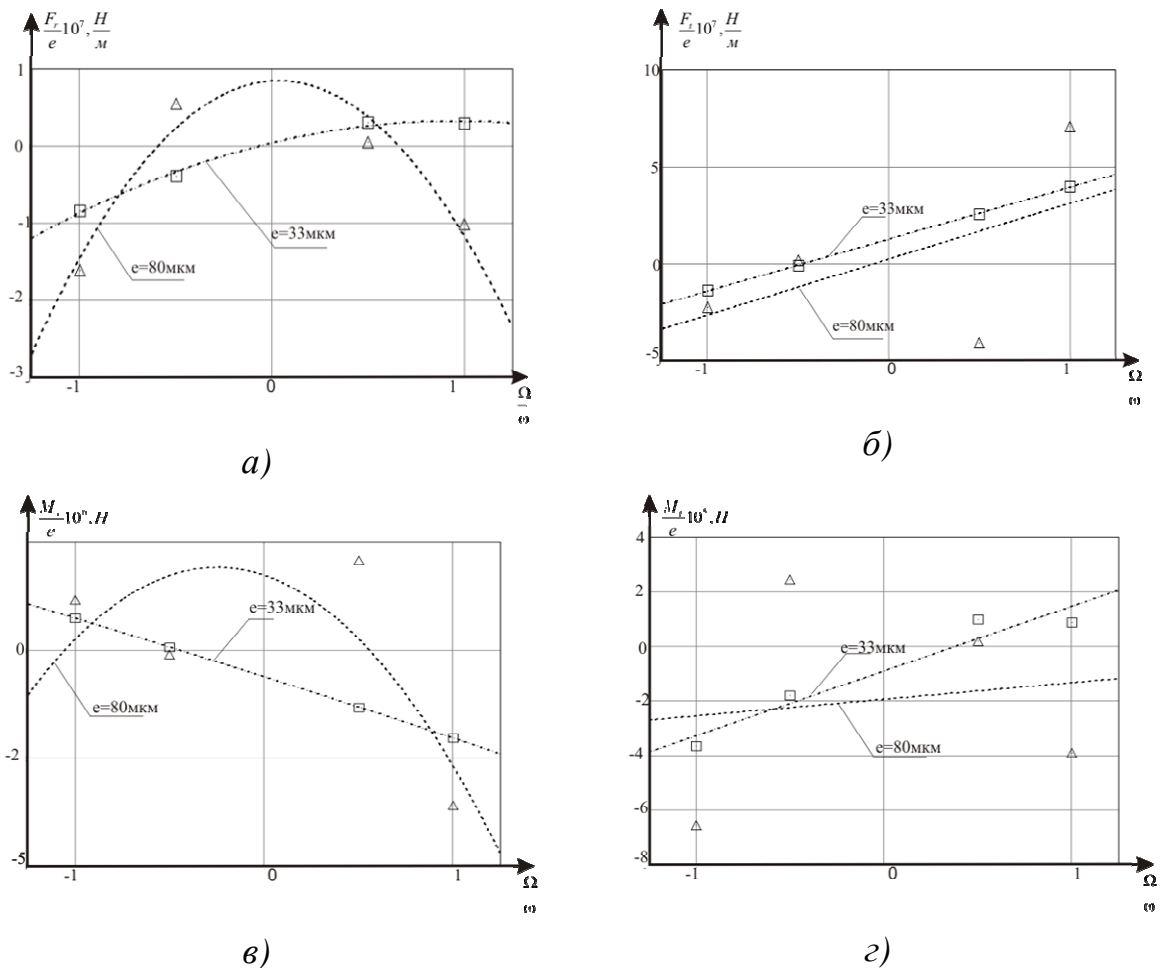


Рисунок 3.15 – Графічне порівняння радіальних і окружних сил а), б) і радіальних і окружних моментів в), г)

Порівнюючи коефіцієнти можна говорити про те, що при достатньо великому ексцентриситеті коефіцієнт прямої жорсткості значно перевищує його значення при малому ексцентриситеті. Коефіцієнти демпфірування та перехресної жорсткості навпаки більші в ущільненні з малим ексцентриситетом. Це пояснюється тим, що товщина плівки в цих випадках відрізняється, так при більшій товщині плівки її демпфіруючі властивості більш виражені ніж жорсткісні, і навпаки.

3.3 Верифікація моделей турбулентності і параметрів сітки

Проведено порівняння моделей турбулентної течії і досліджено їх вплив, і вплив точності побудови скінченно-об'ємної сітки (параметра співвідношення розмірів граней *Aspect ratio* і координати першого пристінкового вузла y^+) на коефіцієнти жорсткості та демпфірування.

Розглядалося дві моделі турбулентної течії $k-\varepsilon$, та *SST*. Звісно, що стандартні $k-\varepsilon$ та $k-\omega$ моделі турбулентності мають як переваги так і недоліки. Модель перенесення зсувного напруження (*SST*) комбінує в собі кращі властивості цих двох моделей. Так $k-\omega$ – модель набагато краще описує потік біля стінок, ніж $k-\varepsilon$ модель турбулентності, в якій характеристики потоку не на стільки залежить від сітки.

Отримані результати свідчать про те, що гідродинамічні сили і моменти, що виникають в довгому шпаринному ущільненні змінюються в залежності від якості скінченно-об'ємної сітки, і від типу моделі турбулентності. Так при однакових параметрах сітки модель турбулентності *SST* дає значення сил і моментів, що значно перевищують сили і моменти при використанні $k-\varepsilon$ моделі, якщо якість скінченно-об'ємної сітки не відповідає вимогам, що ставляться при використанні *SST* моделі турбулентності ($y^+ \leq 2$). Так відмінність між радіальними силами та окружними моментами різних моделей перевищує в 3 рази, а між окружними силами та радіальними моментами існує різниця у півтора рази. При використанні якісної сітки, результати обчислень різняться не так суттєво.

В той же час зміна якості сітки не так суттєво впливає на результати при використанні моделі турбулентності $k-\varepsilon$. Для порівняння впливу точності побудови сітки на результати розрахунків було побудовано модель, яка більш

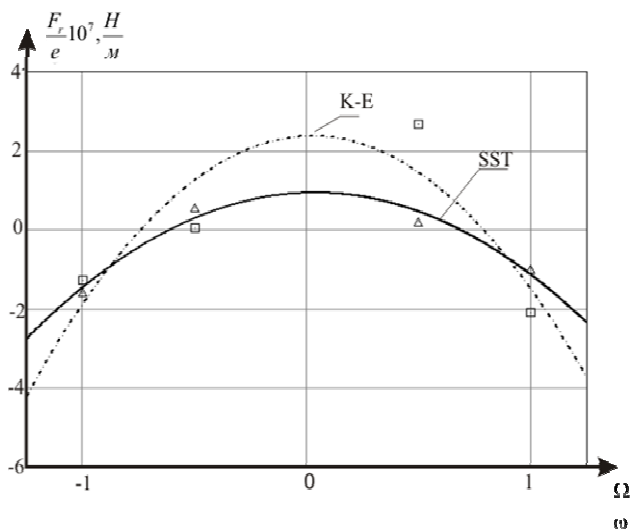
менш точно описує течію в зазорі. Результати розрахунків приведено в таблицях 3.5,3.6.

Таблиця 3.5 – Значення гідродинамічних сил і моментів при використанні SST моделі турбулентності

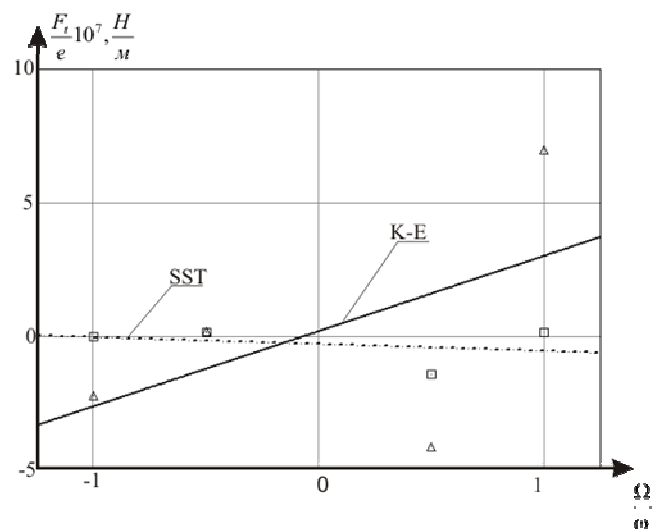
<i>Aspect ratio</i>	$\frac{\Omega}{\omega}$	F_r, H	F_t, H	$M_r, H \cdot m$	$M_t, H \cdot m$
y^+					
2986,1	1	-4403,72	-2783,38	115,399	-177,589
	0,5	1190,24	78,3331	-4,89375	49,0163
3,9	-0,5	1488,64	-5696,24	232,612	61,1781
	-1	-4128,31	8962,03	-361,767	-164,91
1491,7	1	-4136,19	-2985,75	122,362	-166,64
	0,5	1145,73	59,1178	-3,95524	47,238
6,9	-0,5	1289,57	-5634,22	229,777	53,3656
	-1	-4123,37	8752,17	-355,013	-164,95
745,6	1	-3840,29	-2852,22	117,147	-154,648
	0,5	1067,79	71,2234	-4,48041	43,9096
11,9	-0,5	1031	-5336,79	217,244	42,7598
	-1	-3699,34	8488,45	-346,58	-147,578
101038.1	1	-1015,53	-23,9804	1,16631	-43,4649
	0,5	32,344	103,443	-8,49787	2,11123
0,3	-0,5	2134,04	-1167,08	49,3982	85,8194
	-1	-1681,89	95,5886	-2,77198	-67,3834

Таблиця 3.6 – Значення гідродинамічних сил і моментів при використанні $k - \varepsilon$ моделі турбулентності

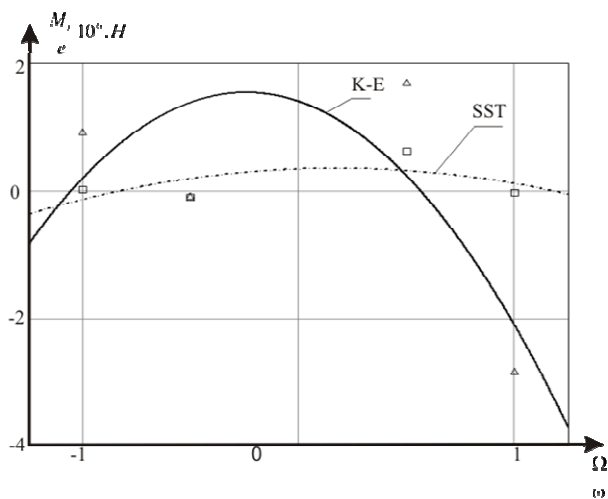
<i>Aspect ratio</i>	$\frac{\Omega}{\omega}$	F_r, H	F_t, H	$M_r, H \cdot m$	$M_t, H \cdot m$
y^+					
2986,1	1	-1272,65	-1799,06	74,6715	-51,6928
	0,5	446,398	125,121	-6,10732	19,5928
2,3	-0,5	154,009	-3332,23	136,604	6,33231
	-1	-804,353	5576,25	-226,877	-30,9621
1491,7	1	-1288,75	-1802,29	74,792	-52,3537
	0,5	443,683	120,484	-5,87505	19,4806
4,9	-0,5	39,6859	-3261,64	133,439	1,50482
	-1	-807,875	5654,63	-230,151	-31,1746
745,6	1	-1312,48	-1831,39	75,8494	-53,2245
	0,5	449,473	104,017	-5,15122	19,7045
10,9	-0,5	40,2274	-3311,92	135,479	1,45424
	-1	-790,093	5738,75	-233,765	-30,5518
198	1	-1394,81	-1941,6	80,1011	-56,3556
	0,5	-810,437	-86,6959	4,33398	-34,1029
46.7	-0,5	-386,139	3644,31	-148,318	-15,1191
	-1	-813,39	6181,99	-251,077	-31,0644



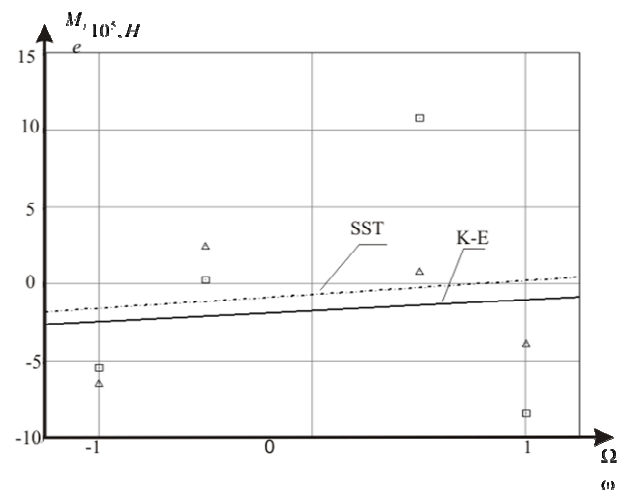
а)



б)



в)



г)

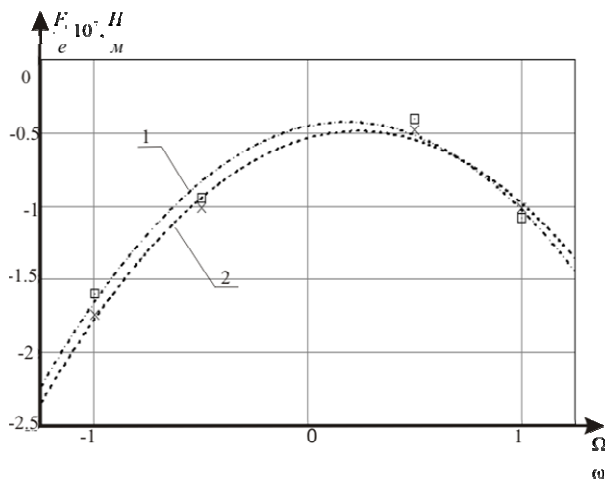
Рисунок 3.16 – Графічне порівняння радіальних та окружних сил а), б)

і моментів в), г) для різних моделей турбулентності

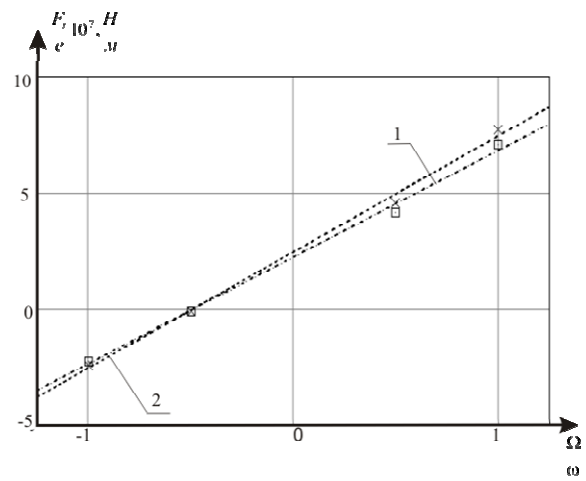
Як видно з рисунку 3.16 використання різних моделей турбулентності призводить до відмінностей між результатами розрахунків, що значно впливатиме на аналіз динаміки ротора відцентрового насоса.

Порівнюючи результати розрахунків, бачимо що відмінність результатів при використанні $k - \varepsilon$ моделі турбулентності не на стільки сильно залежать від

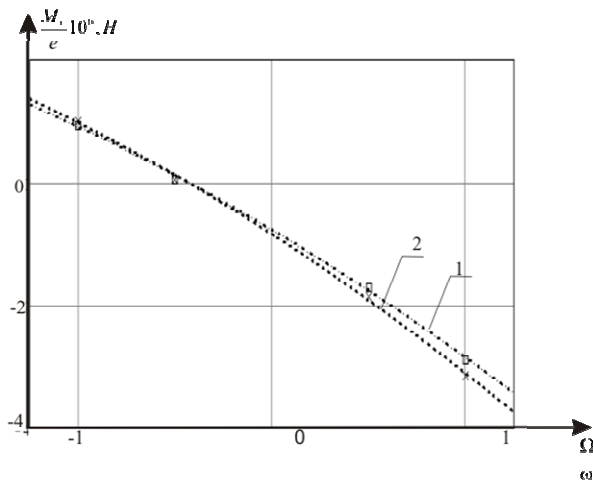
точності побудови сітки в моделі ущільнення. Із рисунку 3.17 видно, що результати розрахунків на моделях з параметром *Aspect ratio*=198 (лінія - 2) та *Aspect ratio*= 1491,7 (лінія - 1), який є основною характеристикою при побудові сіткової моделі ущільнення і характеризує точність побудови сітки, відрізняються не надто сильно.



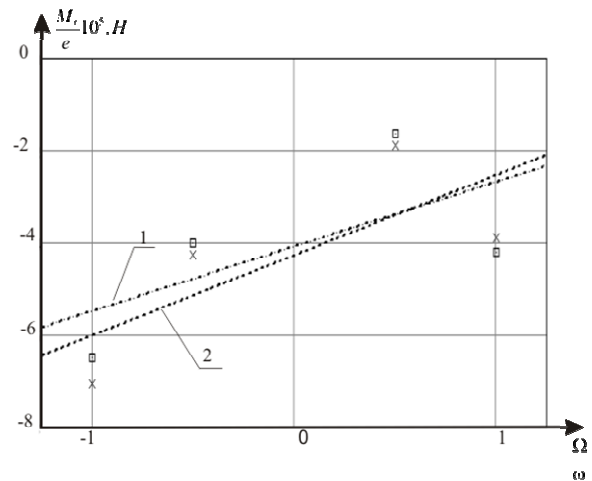
a)



б)



в)



г)

Рисунок 3.17 – Графічні залежності радіальної і окружної сил *a), б)* і моментів *в), г)* від співвідношення $\frac{\Omega}{\omega}$

3.4 Визначення впливу закрутки потоку на динамічні характеристики ущільнення-опори

Проводилось визначення впливу закрутки потоку на вході в ущільнення на гідродинамічні сили та моменти, що виникають в зазорі ущільнення. Відносна закрутка потоку на вході в ущільнення дорівнювала $u/R\omega = 0,25, 0,5, 0,75$.

Розглядалися дві моделі ущільнення з відносним ексцентриситетом осі вала і втулки $\tilde{e} = e/H = 0,33; 0,8$.

На рисунках 3.18, 3.19 представлено порівняння гідродинамічних сил і моментів від відносної закрутки на вході в ущільнення при відносних ексцентриситетах $\tilde{e} = 0,8$ і $\tilde{e} = 0,33$.

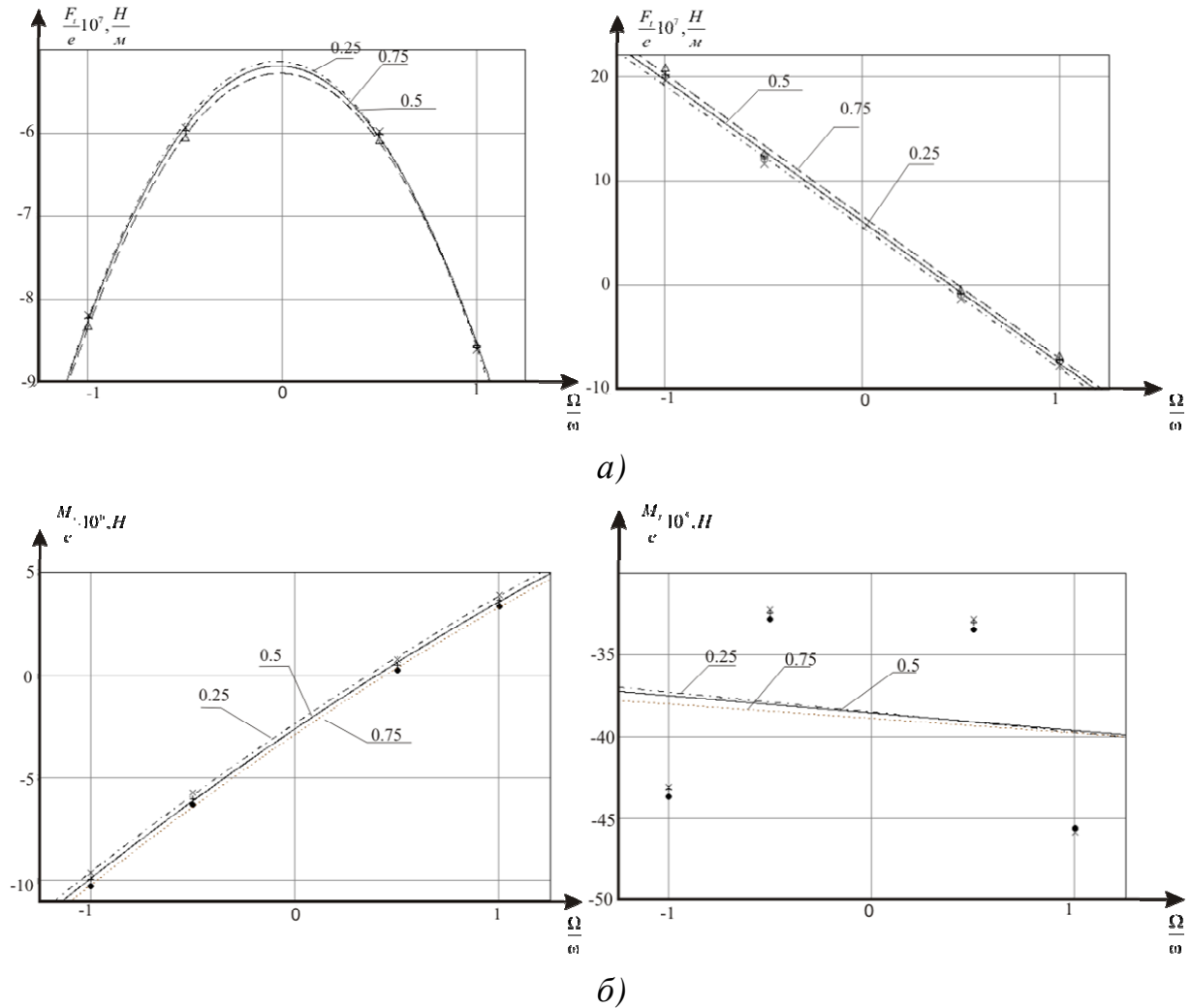


Рисунок 3.18 - Графічна залежність гідродинамічних сил а) і моментів б) від співвідношення $\frac{\Omega}{\omega}$ при відносному ексцентриситеті $\tilde{e} = 0,8$

Аналіз рисунків 3.18,3.19 показує, що закрутка потоку на вході більш суттєво впливає на значення гідродинамічних сил і моментів в ущільненні з малим ексцентриситетом, порівняно з ущільненням з більшим ексцентриситетом.

Порівняльні характеристики коефіцієнтів жорсткості та демпфірування при різній закрутці потоку на вході в ущільнення для різних ексцентриситетів осі вала та осі втулки зображені на рисунку 3.20. Порівнюючи дані характеристики можна

зробити висновок, що відмінність між коефіцієнтами є суттєвою і цей факт треба обов'язково враховувати при розрахунку динаміки ротора з ущільненнями опорами. Також не треба забувати, що режими пуску і сталого режиму роботи ротора у цих ущільненнях опорах суттєво відрізняються.

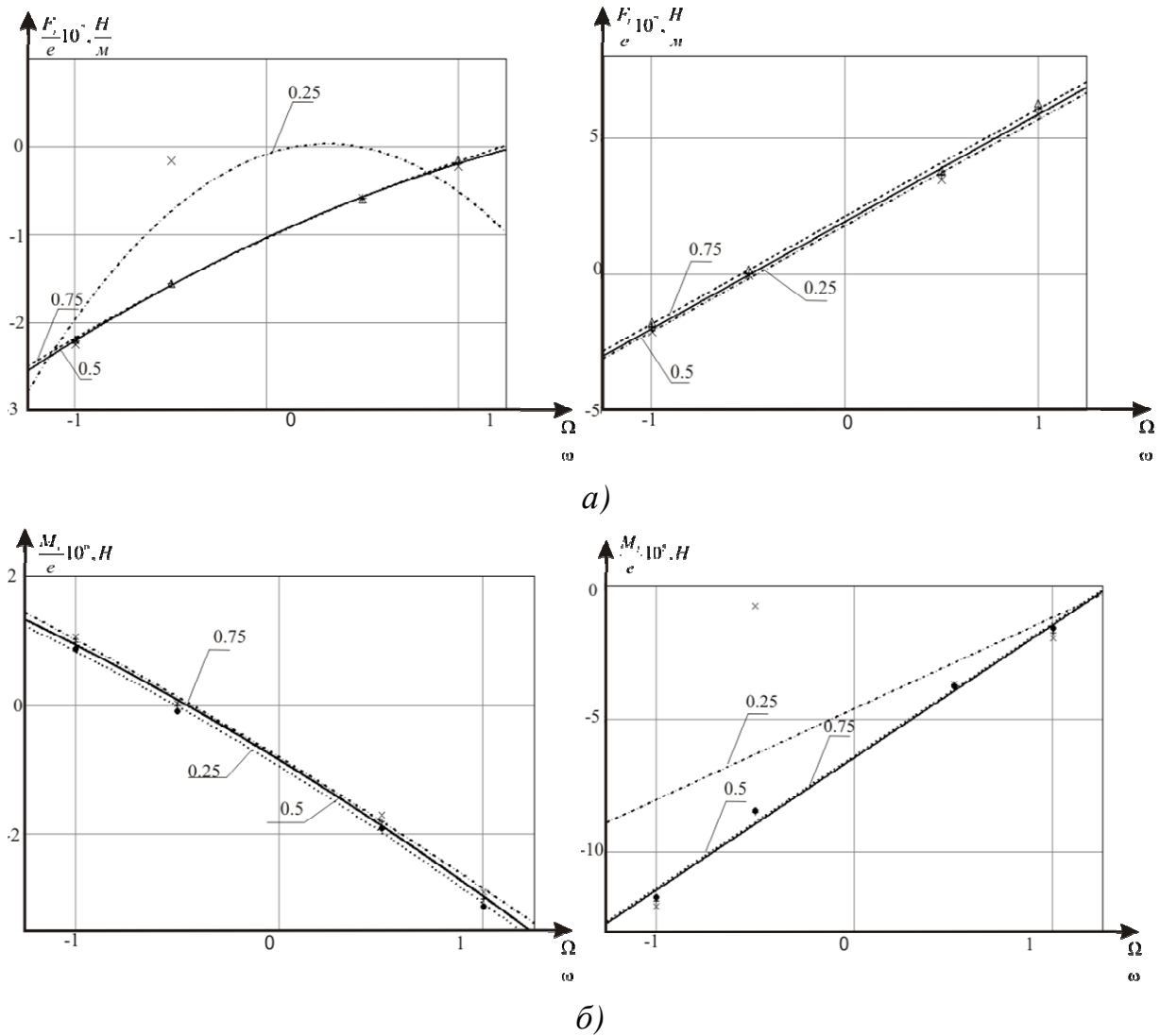
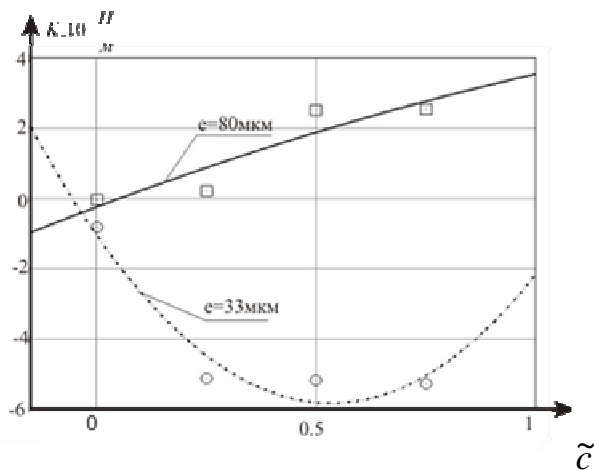
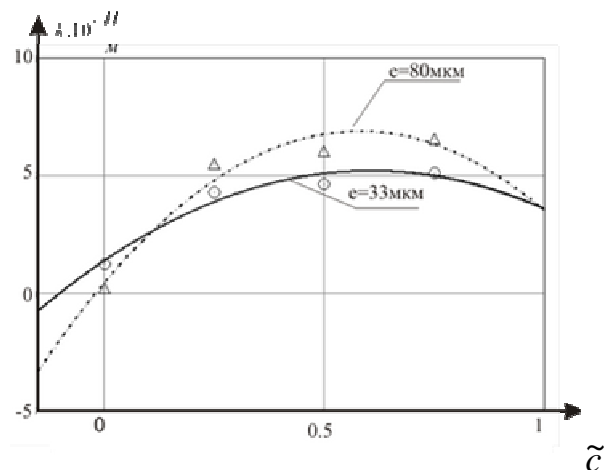


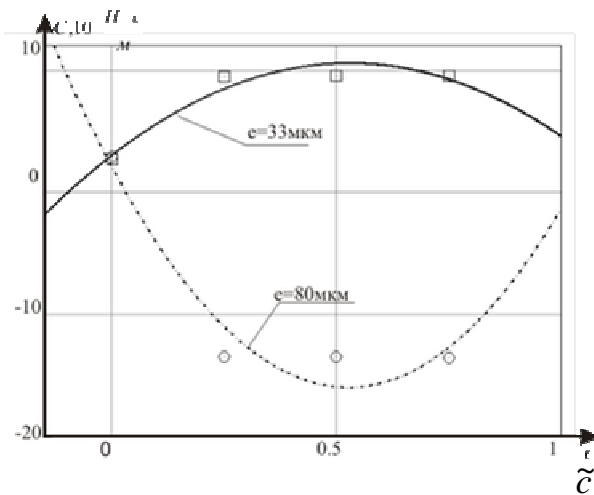
Рисунок 3.19 - Графічна залежність гідродинамічних сил а) і моментів б) від співвідношення $\frac{\Omega}{\omega}$ при відносному ексцентриситеті $\tilde{e} = 0,33$



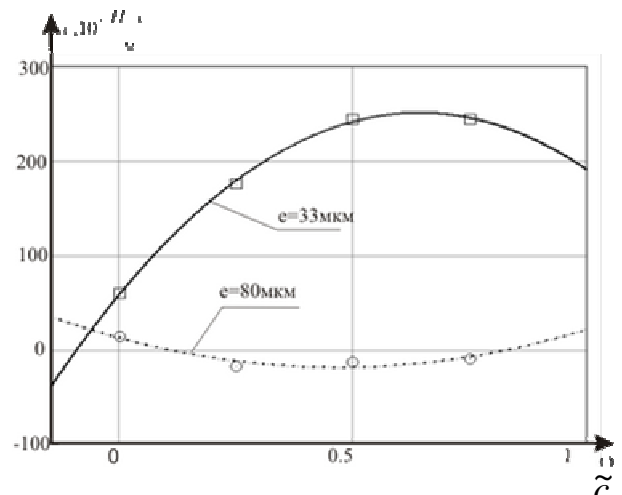
а)



б)



в)



г)

Рисунок 3.20 - Графічна залежність коефіцієнтів прямої і перехресної жорсткості а), б) та прямого і перехресного демпфірування в), г) від коефіцієнта відносної закрутки потоку на вході в ущільнення

3.5 Аналіз та оптимізація за допомогою методів обчислювальної гідродинаміки лабіринтних ущільнень

3.5.1 Визначення та оптимізація гідродинамічних характеристик лабіринтних і лункових ущільнень

Згідно з співвідношенням (3.6) та за допомогою програмного комплексу ANSYS-CFX 11 для лабіринтного ущільнення, геометрична і сіткова модель якого

представлена на рисунку 3.21, з наступними параметрами: зазор – 0,3 мм, ексцентриситет – 0,05 мм, перепад тиску – 3,52 МПа, отримані сили і моменти та жорсткості і демпфірування.

Для моделювання течії газу у лабиринтному ущільненні використовувалася стандартна $k-\varepsilon$ модель турбулентності з функцією стінки. Було виконано 4 розрахунки при різних кутових швидкостях прецесії.

У програмного комплексу ANSYS-CFX 11 при числах Маху $>0,3$ вибиралося робоче середовище, що стискається - повітря як ідеальний газ. Задавалася адіабатна гранична умова на стінках. Чисельно, методом скінченних об'ємів, розв'язувалися рівняння руху (рівняння Нав'є-Стокса, осереднені по Рейнольдсу), а також рівняння стану ідеального газу і енергії. Замикалася дана система рівнянь стандартною $k-\varepsilon$ моделлю турбулентності. Розв'язувалася нестационарна задача.

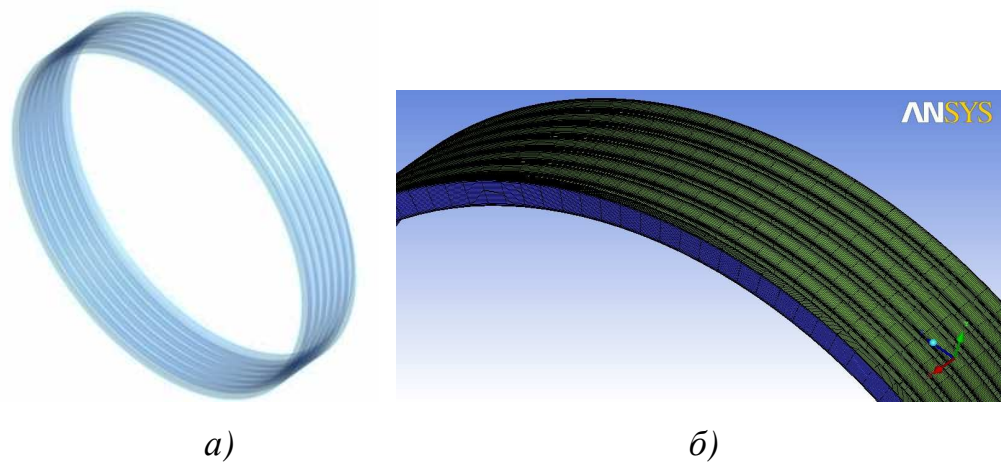
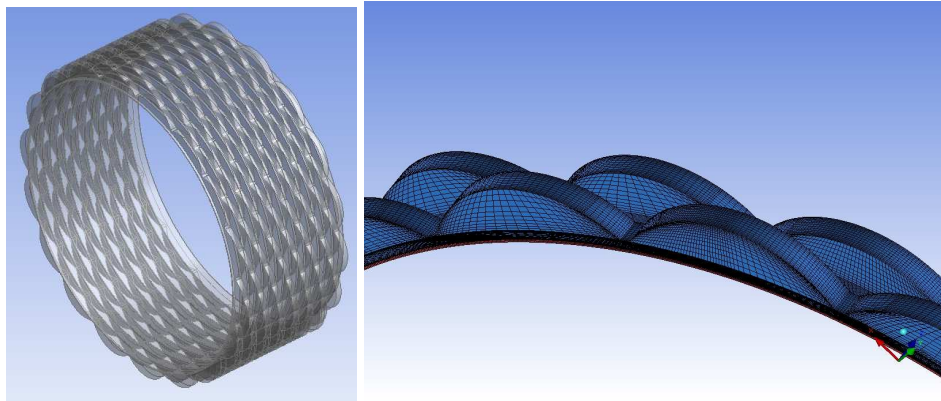


Рисунок 3.21 – Геометрична *a)* і сіткова *б)* моделі лабиринтного ущільнення

Геометрія і розрахункова сітка лункового ущільнення на аналогічні параметри компресора наведені на рисунку 3.22.



a)

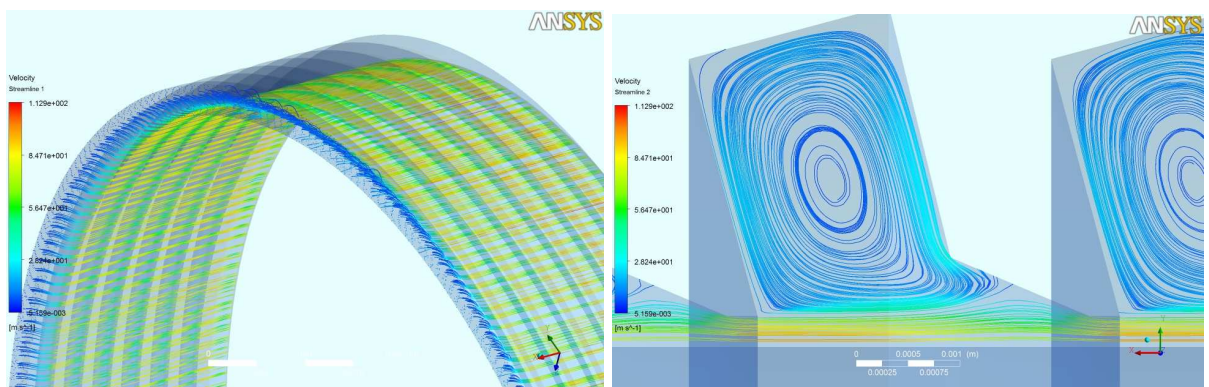
б)

Рисунок 3.22 – Геометрія *a)* і розрахункова сітка *б)* лункового ущільнення відцентрового компресора

Коефіцієнти жорсткості, демпфірування та приєднаної маси дорівнюють:

- коефіцієнт приєднаної маси $M = 24,28$ кг;
- коефіцієнт прямої жорсткості $K = 7 \cdot 10^6$ Н/м;
- коефіцієнт прямого демпфірування $C = 110$ Н с/м.

На рисунку 3.23 *a,б* показаний розподіл ліній току для повної моделі та для поперечного перетину лабіринтного ущільнення.



a)

б)

Рисунок 3.23 – Розподіл ліній току для повної моделі *a)* та для поперечного перетину *б)* лабіринтного ущільнення

Оптимізація гідродинамічних характеристик (витоків, жорсткостей та демпфірувань) лабіринтних і лункових ущільнень виконувалася за допомогою програми modeFrontier 4.1, яка, крім того, автоматизує процес розрахунку за допомогою програмного комплексу ANSYS-CFX.

На рисунку 3.24 наведена схема процесу оптимізації у програмі modeFrontier 4.1, яка складається з таких структурних одиниць:

- DOE (методи планування експерименту) – підготовка необхідних проектів,
- SIMPLEX – вибір алгоритму оптимізації,
- x_0, y_0 – задавання вхідних параметрів (геометрії ущільнення),
- WB11 – створення геометричної моделі ущільнення та її експорт до сіткового генератору ICEM CFD (файл LabSeal_agdb),
- ICEM – за допомогою макросу LabSeal_rpl створення сіткової моделі та її експорт до препроцесора ANSYS-CFX (LabSeal_cfx5),
- CFX11 – задавання граничних умов, властивостей ущільнюваного середовища та типу аналізу, запис макросу препроцесора LabSeal_pre і постпроцесора LabSeal_cse,
- зчитування з постпроцесора необхідних результатів (Pin, Pout) розрахунку та запис їх до таблиці Excel,
- запис цільової функції Cr.

За допомогою методів оптимізації вишукається мінімум витоків та максимум жорсткостей та демпфірувань, або якщо такий розв'язок не можливий, то за фронтом Паретто знаходиться найкраще поєднання цих величин.

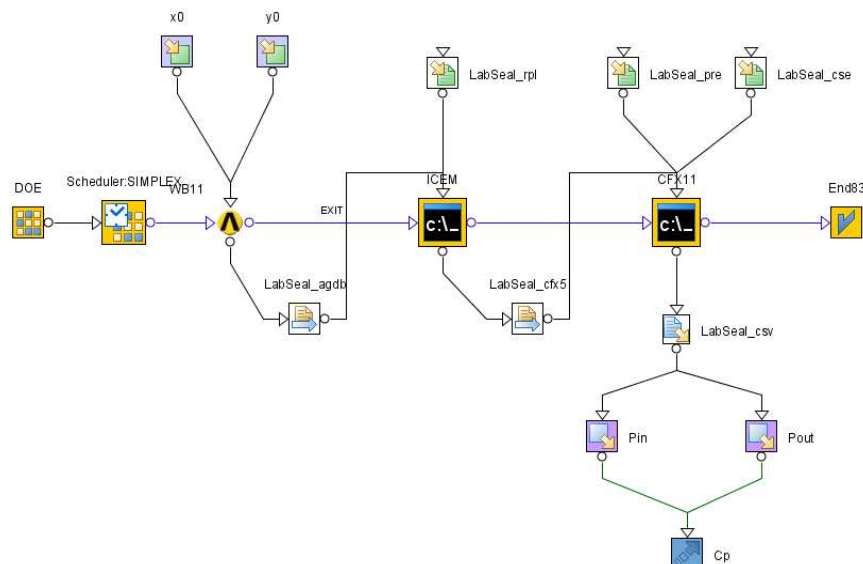


Рисунок 3.24 – Структурна схема процесу оптимізації у програмі modeFrontier 4.1

3.5.2 Чисельний аналіз ступені компресора з лабіринтними ущільненнями

Виконані розрахункові дослідження ступені відцентрового компресора з циліндричною лопаткою, початкові дані для якої отримані з бази даних модельних ступіней ВАТ «Сумське НВО ім. М.В. Фрунзе» для умовного числа Маху: $Mu_2=0,3940$ ($n=5305$ об/хв).

Для комп'ютерного моделювання в програмному комплексі ANSYS CFX вибирається геометричний сектор ступені компресора. Робоче колесо задається областю, що обертається, вся решта частин ступеня компресора задається нерухомими областями. Результати розрахунку течії в колесі автоматично відображаються в постпроцесорі ANSYS CFX Post в системі координат, що обертається. Можуть використовуватися два види інтерфейсу Frozen Rotor і Stage.

Інтерфейс Stage – це циклічна постановка, виконується усереднення характеристик потоку в окружному напрямку. Інтерфейс Frozen Rotor («зупинений ротор») – картина течії відповідає окремо взятому окружному положенню міжлопаткового каналу робочого колеса. Цей інтерфейс не зовсім добре підходить для областей з різним числом лопаток. В цьому випадку для аналізу картини течії необхідно розглядати декілька різних положень міжлопаткового каналу робочого колеса. Розмір розрахункової сітки сектора ступені компресора з лабіринтними ущільненнями дорівнював близько 1 млн. 500 тис. гекса комірок.

На рисунках 3.25,3.26 представлені безрозмірні характеристики ступені відцентрового компресора (залежності політропного к.к.д. і коефіцієнта напору від коефіцієнта витрати), які одержані експериментально і розрахунковим шляхом в програмі ANSYS CFX. Аналіз характеристик ступеня компресора показує, що з урахуванням лабіринтних ущільнень відмінність між експериментальними і розрахунковими характеристиками значно зменшується. Це пов'язано з тим, що враховані втрати дискового тертя і втрати на витоки в лабіринтних ущільненнях. Так витоки через лабіринтні ущільнення основного і покривного дисків (відповідні робочій точці характеристики ступеня компресора) відповідно рівні 0,0093 кг/с і 0,0258 кг/с. Що складає 0,83 % і 2,31 % від продуктивності ступеня компресора. Врахування шорсткості стінок дає ще кращий збіг розрахункових і експериментальних даних, відмінність між якими складає 1-2%. Задавалася пісочна шорсткість величиною рівною 10 мкм.

Для ступеня компресора досліджений характер течії газу в зазорі між основним, покривним диском і стінкою корпусу відцентрового компресорного ступеня (рис. 3.27). У поверхні диска, що обертається, потік рухається від центру до периферії, у нерухомій стінки – від периферії до центру. У поверхні диска, що обертається, окружна складова швидкості потоку приблизно дорівнює окружній швидкості робочого колеса. На стінці корпусу потік практично не обертається – градієнт тиску переважає над відцентровою силою.

На рисунках 3.27,3.28 представлені поле тиску і векторів швидкостей в лабіринтних ущільненнях основного і покривного дисків, а також графік падіння тиску по довжині лабіринтного ущільнення покривного диска (рис. 3.29). Видно дві вихрові зони: перша – в камері за лабіринтним ущільненням, друга – безпосереднього в камері лабіринтного ущільнення між гребенями. На графіку падіння тиску по довжині лабіринтного ущільнення покривного диска (рис. 3.30) видно різке падіння тиску на кожному гребені за рахунок вхідних втрат.

Аналіз графічної інформації для досліджуваної ступені компресора показує, що на робочій точці характеристики присутні вихрові втрати в поворотному каналі, а також неідеальне обтікання потоком лопаток зворотного направляючого апарату та колеса. Таким чином, застосування методів обчислювальної гідрогазодинаміки (CFD), реалізованих у програмному комплексі ANSYS CFX, дозволить виконувати чисельну оптимізацію проточної частини ступені компресора, форми зазора і конструкцій лабіринтних ущільнень, що, кінець кінцем, підвищить газодинамічну ефективність компресорів.

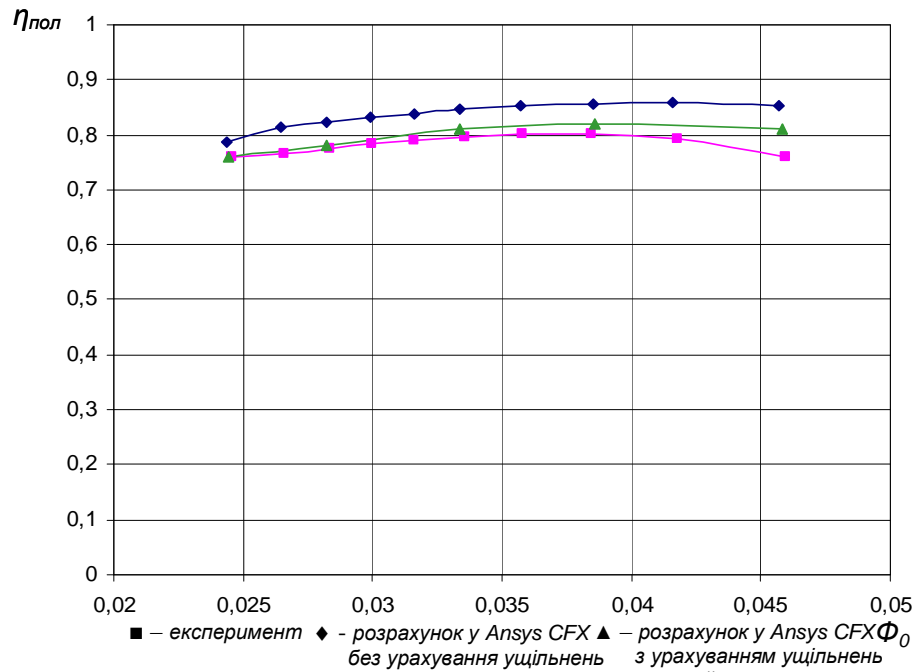


Рисунок 3.25 - Залежність політропного к.к.д. $\eta_{пол}$ від коефіцієнта витрати Φ_0

для ступені компресора з циліндричною лопаткою

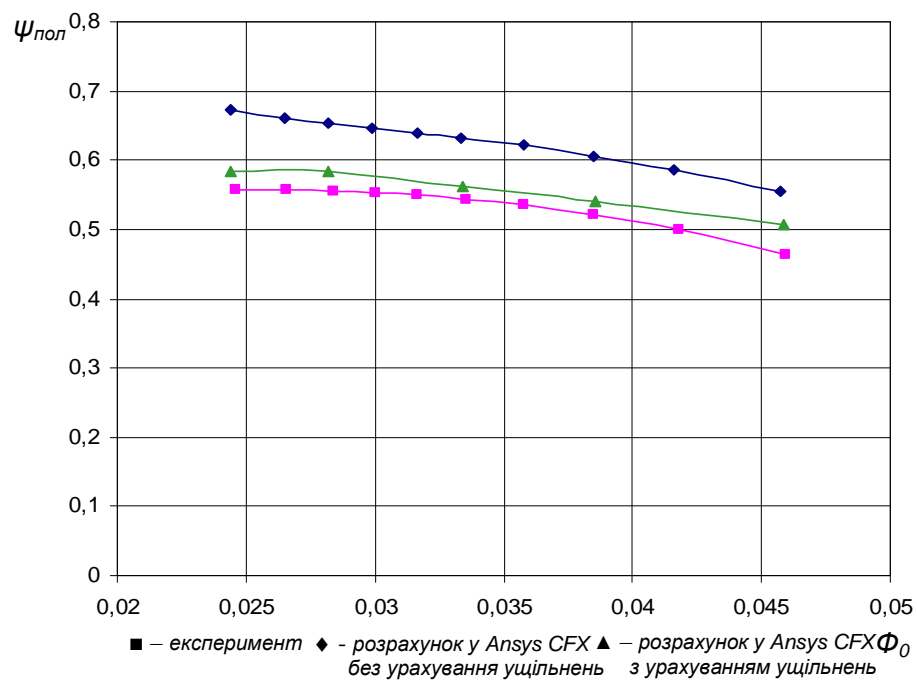
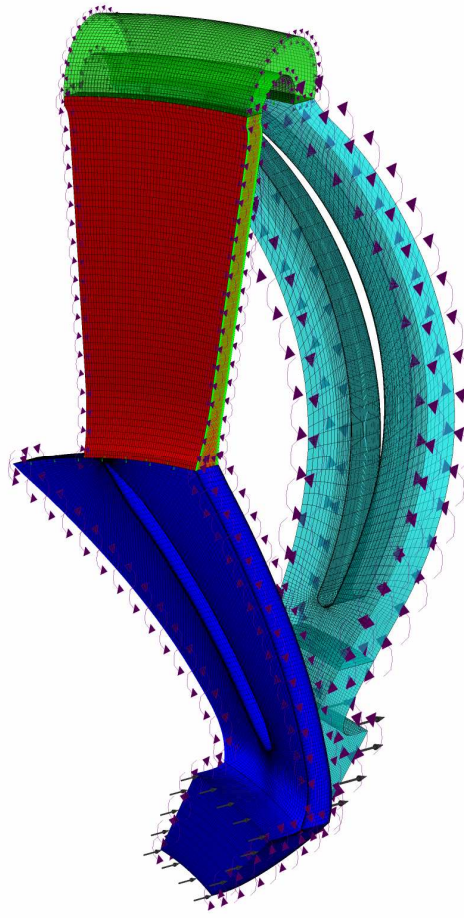
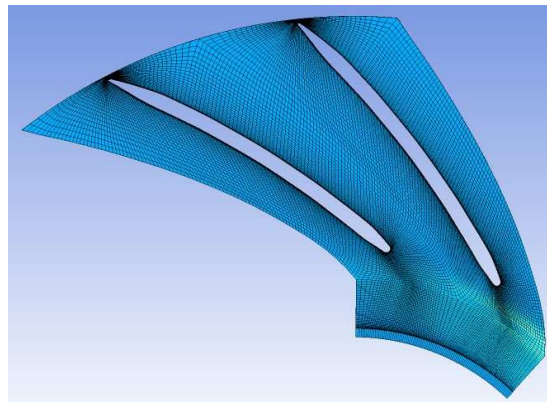


Рисунок 3.26 - Залежність коефіцієнта напору $\psi_{пол}$ від коефіцієнта витрати

Φ_0 для ступені компресора з циліндричною лопаткою

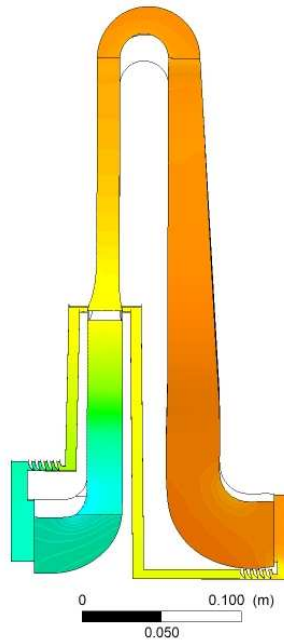
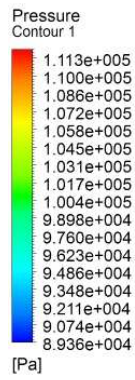


a)

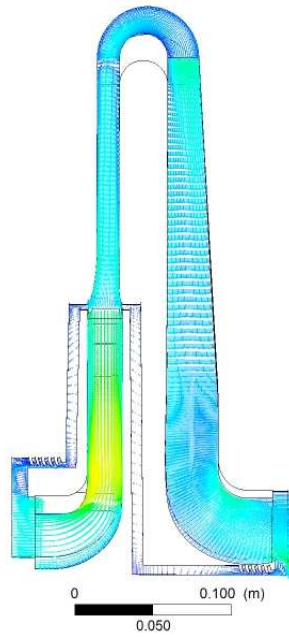
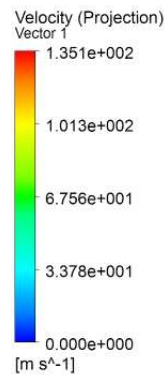


б)

Рисунок 3.27 – Геометрія і розрахункова сітка сектора ступені компресора *a)*
та колеса *б)*

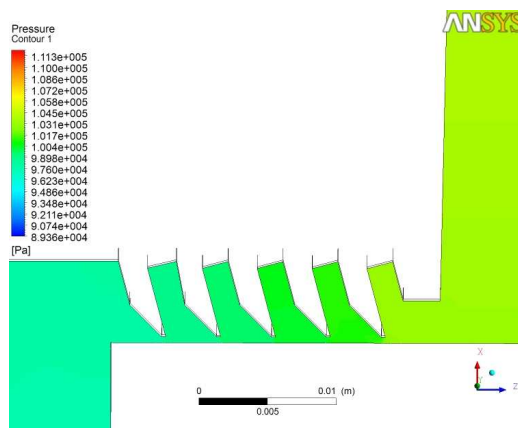


a)

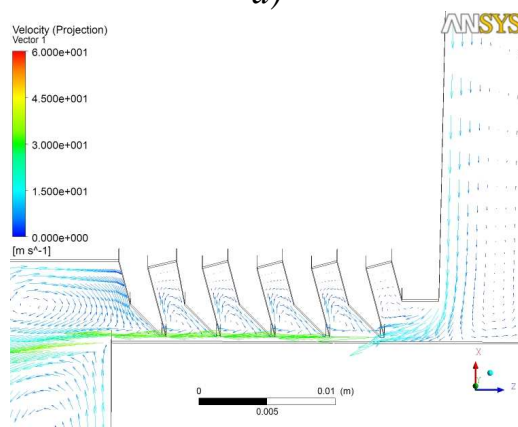


б)

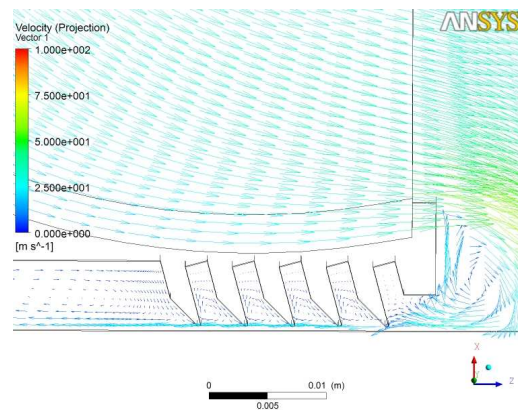
Рисунок 3.28 - Поле тиску *a)* та векторів швидкостей *б)* у меридіональному перетині ступені компресора з лабіринтними ущільненнями



a)



б)



в)

Рисунок 3.29 - Поле тиску а) та векторів швидкостей у перетині лабіринтного ущільнення покривного б) та основного дисків в) ступені компресора

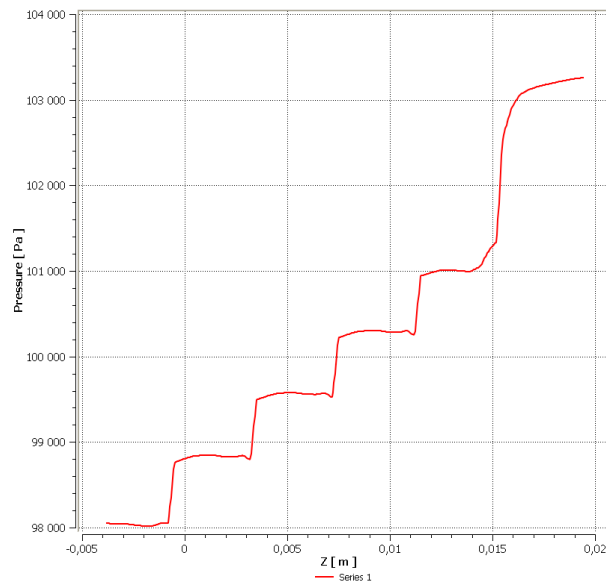


Рисунок 3.30 – Графік зміни тиску по довжині лабіринтного ущільнення покривного диску ступені компресора

3.6 Висновки

1. Проведено комп'ютерне моделювання складної просторової течії в кільцевому каналі шпаринного ущільнення-опори, лабіринтних і лункових ущільнень з циліндричною прецесією вала за допомогою програмного комплексу ANSYS CFX.

2. Визначено вплив геометричних співвідношень L/D , e/H і коефіцієнта відносної закрутки потоку \tilde{c} на вході на гідродинамічні сили і моменти, жорсткість і демпфірування та характер течії у шпаринному ущільненні-опорі. Ці фактори є суттєвими і їх необхідно враховувати при аналізі динаміки ротора відцентрових насосів з ущільненнями-опорами.

3. Виконана верифікація моделей ущільнень-опор за допомогою порівняння результатів розрахунків з існуючими експериментальними даними, порівняння різних моделей турбулентності ($k-\varepsilon$ і SST) та параметрів скінченно-об'ємної сітки ($Aspect\ ratio$ і $y+$). Причому SST модель турбулентності більш точно описує течію рідини у ущільненні-опорі, однак потребує значно кращої сітки у приграничному шарі.

4. Визначено, що режими пуску і сталого режиму роботи ротора у ущільненнях-опорах суттєво відрізняються. Ущільнення мають різні гідродинамічні характеристики, а це необхідно враховувати при оцінці вібраційного стану відцентрового насоса.

5. Підтверджено, що у якості ущільнень-опор потрібно використовувати "довгі" шпаринні ущільнення, при розрахунку яких необхідно враховувати, як осьову, так і окружну течію.

6. Виконано чисельний аналіз ступені компресора з лабіринтними ущільненнями, який показав, що для маловитратних компресорів дискові втрати та витрати у лабіринтних ущільненнях основного та покривного дисків є суттєвими, тому їх треба враховувати. Співставлення результатів розрахунку та експериментальних даних дало достатньо добре співпадіння. Застосування методів обчислювальної гідрогазодинаміки (CFD), реалізованих у програмному комплексі ANSYS CFX, дозволить виконувати чисельну оптимізацію проточної частини ступені компресора, форми зазора і конструкцій лабіринтних ущільнень, що, кінець кінцем, підвищить газодинамічну ефективність компресорів.

7. Для оптимізації гідродинамічних характеристик лабіринтних і лункових ущільнень використовувався програмний комплекс modeFrontier 4.1, який містить цілий ряд методів оптимізації і планування експерименту та дозволяє використовувати у процесі оптимізації всі необхідні можливості програм обчислювальної гідрогазодинаміки.

4 ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ШПАРИННИХ І ЛАБІРИНТНИХ УЩІЛЬНЕНЬ НА ДИНАМІКУ РОТОРІВ ВІДЦЕНТРОВИХ НАСОСІВ І КОМПРЕСОРІВ

4.1 Аналіз впливу жорсткостей і демпфірувань на динаміку ротора відцентрового насоса ЦНС 90 - 1900

Для комп'ютерного моделювання динаміки ротора з урахуванням динамічних жорсткостей та демпфірувань «довгих» шпаринних ущільнень, які були отримані у розділі 3, використовувався ротор модернізованого багатоступеневого насосу ЦН 90-1900 з вбудованими опорами-ущільненнями, розроблений ВАТ «ВНДІАЕН» (м. Суми). Конструкція насоса, який має 15 ступіней приведена на рисунку 4.1.

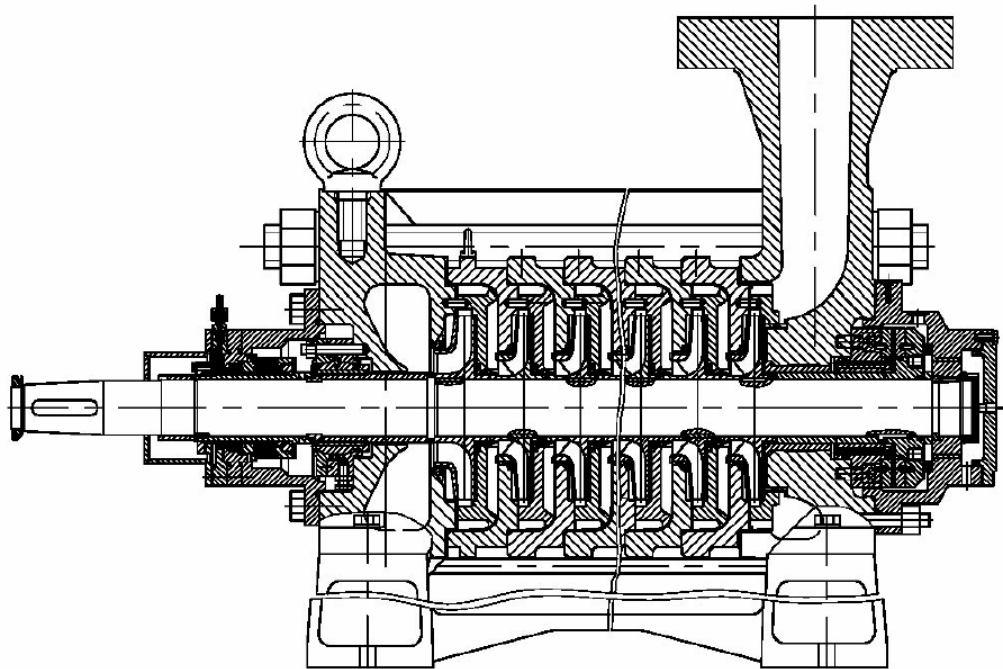


Рисунок 4.1 – Насос ЦН 90-1900

Для проведення аналізу динаміки ротора методом скінченних елементів у програмному комплексі ANSYS побудована балкова модель ротора відцентрового насоса з урахуванням жорсткостних і демпфіруючих характеристик ущільнень

робочих коліс, розвантажувального диску та ущільнень-опор (рис. 4.3). Для створення моделі ротора використовувались балкові двовимірні елементи типу BEAM 188, а для моделювання ущільнень-опор використовувався комбінований елемент типу COMBI 214 (рис. 4.2), який може враховувати як прями, так і перехресні жорсткості і демпфірування, що дозволить проводити більш точний аналіз динаміки ротора.

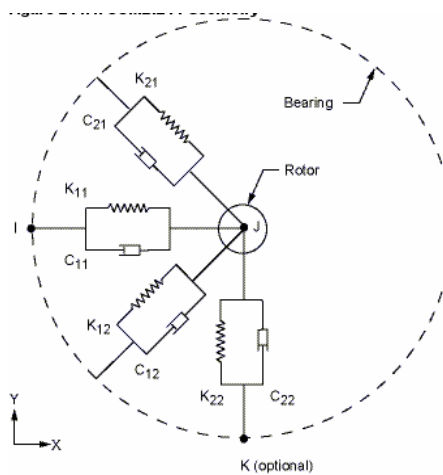


Рисунок 4.2 – Елемент COMBI214

Виконані статичний, модальний і гармонійний аналізи для моделі ротора, отримані величини статичного і динамічного прогинів, форми коливань, амплітудно-частотні характеристики, що дозволяє визначити критичні швидкості коливань та синхронні орбіти точок осі ротора (рис. 4.4).

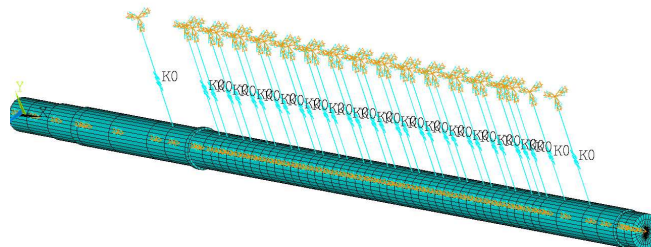


Рисунок 4.3 – Балкова модель ротора

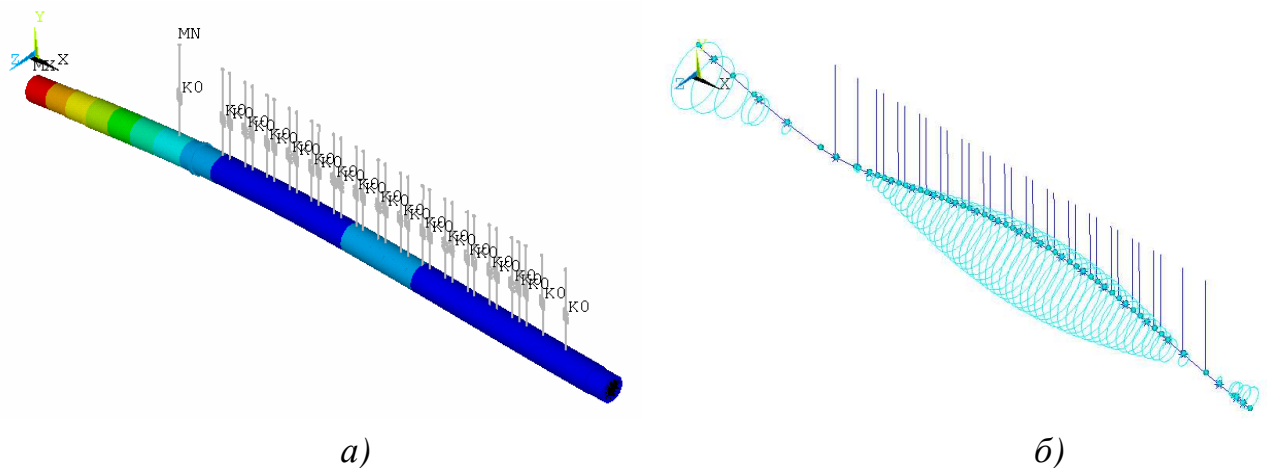


Рисунок 4.4 – Радіальні деформації ротора (а), синхронні орбіти точок осі ротора (б)

Для проведення гармонійного аналізу і побудови амплітудно-частотної характеристики необхідно прикласти в центрі мас робочих коліс ротора, відповідні вимушувальні навантаження. Амплітуда вимушувальної сили $F_{вим} = D \cdot \omega^2$; $D = m\epsilon$ - величина дисбалансу, яка визначається за ГОСТ 22061-76 залежно від робочої частоти ω і класу відцентрової машини; m - маса ротора; e - ексцентриситет.

Виконана серія розрахунків з метою визначення впливу прямої і перехресної жорсткості та прямого демпфірування ущільнення-опори на власні частоти ротора відцентрового насоса (таблиця 4.1-4.4, рис. 4.5-4.8). При варіюванні однією змінною, інші не змінювалися і дорівнювали своїм розрахунковим параметрам для даного ротора.

У випадку спрощеного розрахунку пряма жорсткість ущільнення-опори визначалась з залежності для короткого шпаринного ущільнення [3].

Таблиця 4.1 – Власні частоти ротора в залежності від прямої жорсткості
ущільнення опори

Частота				
<hr/>	$\omega_1,$	$\omega_2,$	$\omega_3,$	$\omega_4,$
Жорсткість,	Гц	Гц	Гц	Гц
$\frac{H}{m}$				
$K= 5.281 \cdot 10^3$	34.602	34.602	99.807	99.807
$K= 5.281 \cdot 10^4;$	34.659	34.659	99.820	99.820
$K= 5.281 \cdot 10^5$	35.221	35.221	99.953	99.953
$K= 5.281 \cdot 10^6$	40.101	40.101	101.22	101.22

Таблиця 4.2 – Власні частоти ротора в залежності від перехресної жорсткості
ущільнення опори

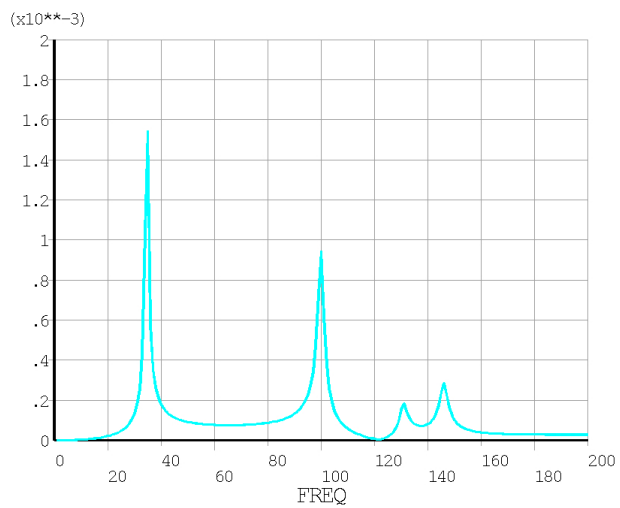
Частота				
<hr/>	$\omega_1,$	$\omega_2,$	$\omega_3,$	$\omega_4,$
Жорсткість,	Гц	Гц	Гц	Гц
$\frac{H}{m}$				
$k=2.22 \cdot 10^3$	40.077	40.124	101.21	101.22
$k=2.22 \cdot 10^5$	39.865	40.333	101.15	101.28
$k=2.22 \cdot 10^6$	37.601	42.304	100.54	101.86
$k=2.22 \cdot 10^7$	54.579	91.099	104.55	106.60

Таблиця 4.3 – Власні частоти ротора в залежності від прямого демпфірування ущільнення опори

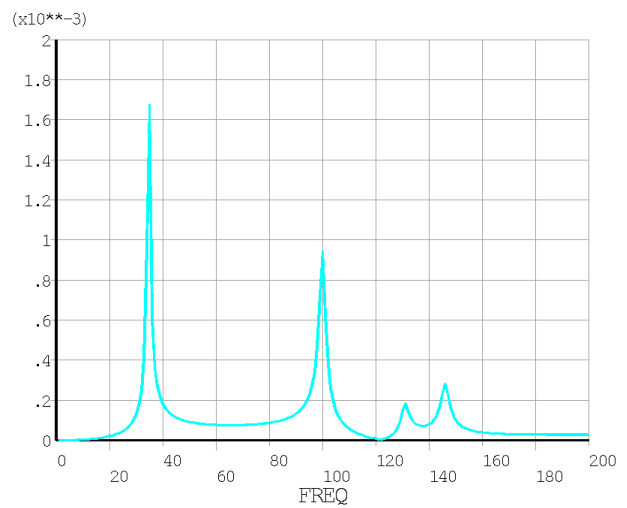
Частота				
<u>Демпфірування,</u> $\frac{H \cdot c}{m}$	$\omega_1,$ Гц	$\omega_2,$ Гц	$\omega_3,$ Гц	$\omega_4,$ Гц
$C=-1.46 \cdot 10^2$	54.579	91.099	104.55	106.60
$C=-1.46 \cdot 10^3$	54.579	91.099	104.55	106.60
$C=-1.46 \cdot 10^4$	54.579	91.099	104.55	106.60
$C=-1.46 \cdot 10^5$	54.579	91.099	104.55	106.60

Таблиця 4.4 – Порівняння власних частот ротора для спрощеного розрахунку (враховані прямі жорсткості) і розрахунку з урахуванням перехресних жорсткостей і демпфірувань, отриманих з гідродинамічного аналізу в ANSYS CFX

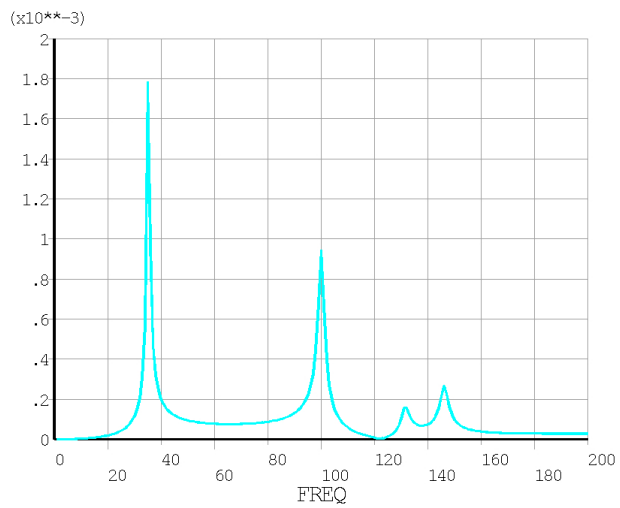
Частота				
<u>Модель</u>	$\omega_1,$ Гц	$\omega_2,$ Гц	$\omega_3,$ Гц	$\omega_4,$ Гц
Спрощений розрахунок	38.220	38.220	100.71	100.71
Розрахунок з урахуванням перехресних жорсткостей і демпфірувань	54.579	91.099	104.55	106.60



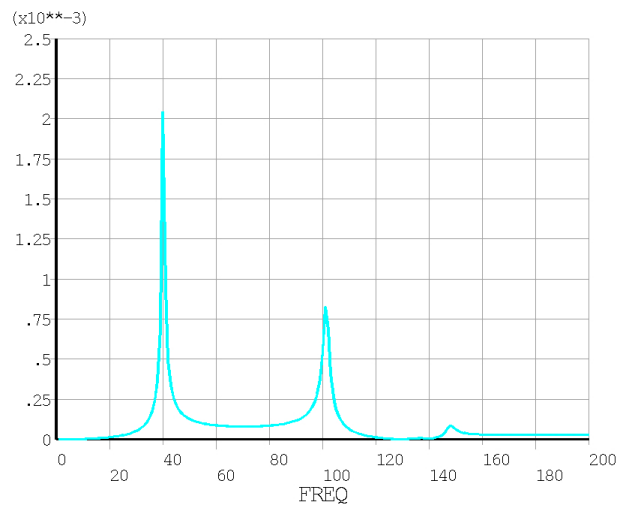
a)



б)



в)

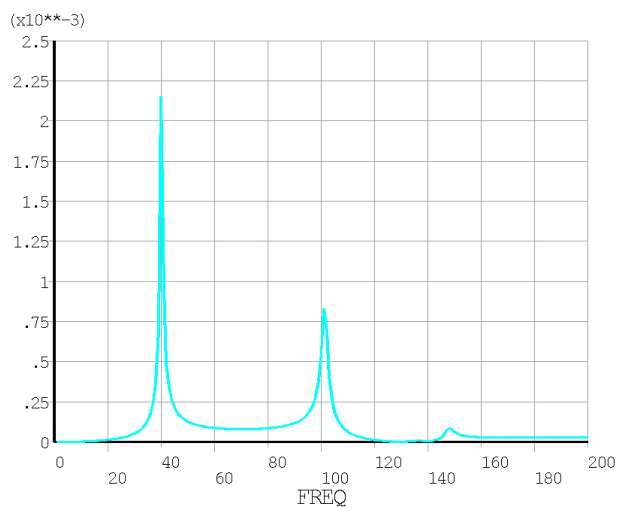


г)

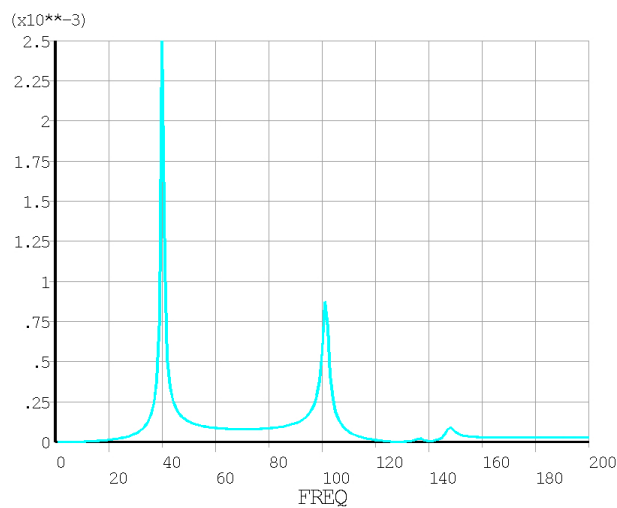
Рисунок 4.5 – Амплітудно-частотні характеристики при різних прямих

жорсткостях ущільнення-опори: *a)* $K= 5.281 \cdot 10^3$, *б)* $K= 5.281 \cdot 10^4$,

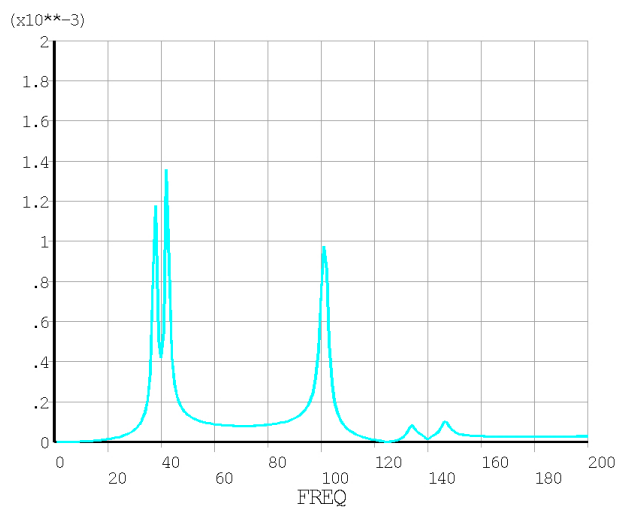
в) $K= 5.281 \cdot 10^5$, *г)* $K= 5.281 \cdot 10^6$



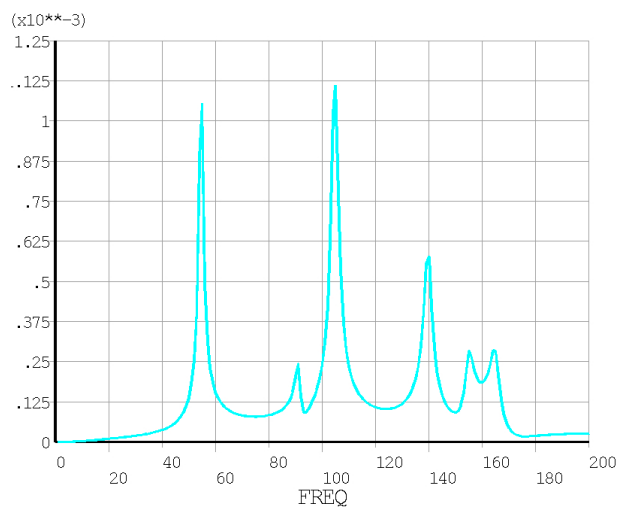
a)



б)



в)

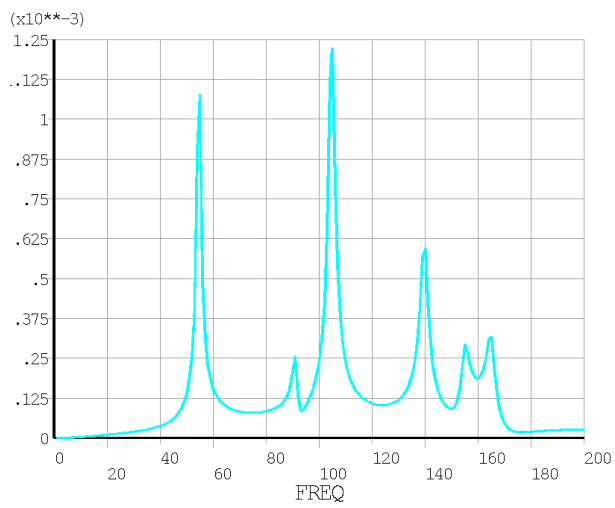


г)

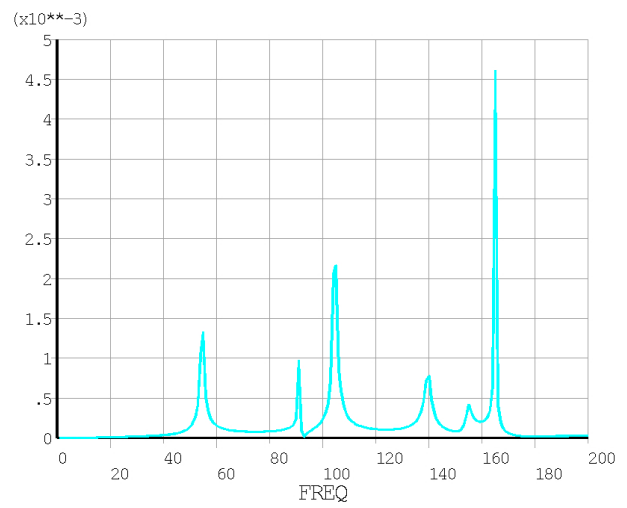
Рисунок 4.6 – Амплітудно-частотні характеристики при різних перехресних

жорсткостях ущільнення-опори: *a)* $k= 2.22 \cdot 10^3$, *б)* $k= 2.22 \cdot 10^5$,

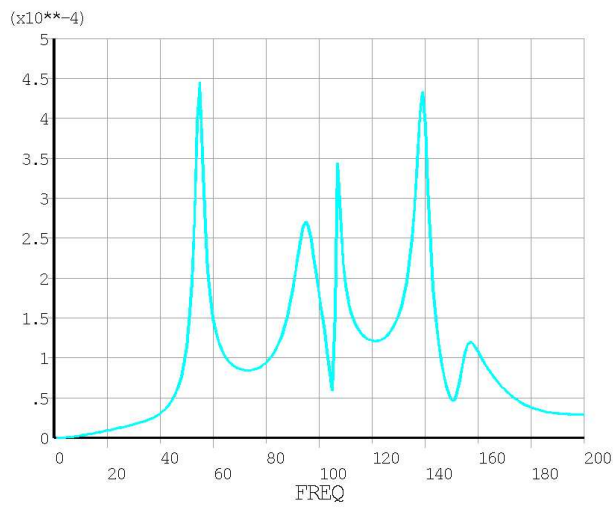
в) $k= 2.22 \cdot 10^6$, *г)* $k= 2.22 \cdot 10^7$



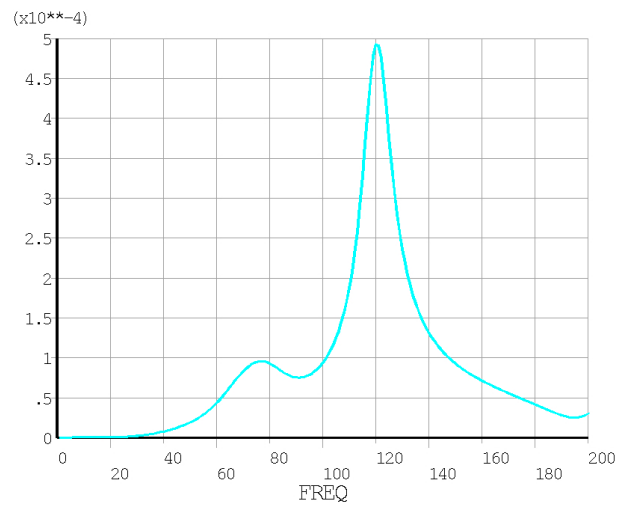
a)



б)



в)



з)

Рисунок 4.7 – Амплітудно-частотні характеристики при різних прямих

демпфіруваннях ущільнення-опори: *a)* $C = -1.46 \cdot 10^2$, *б)* $C = -1.46 \cdot 10^3$,

в) $C = -1.46 \cdot 10^4$, *з)* $C = -1.46 \cdot 10^5$

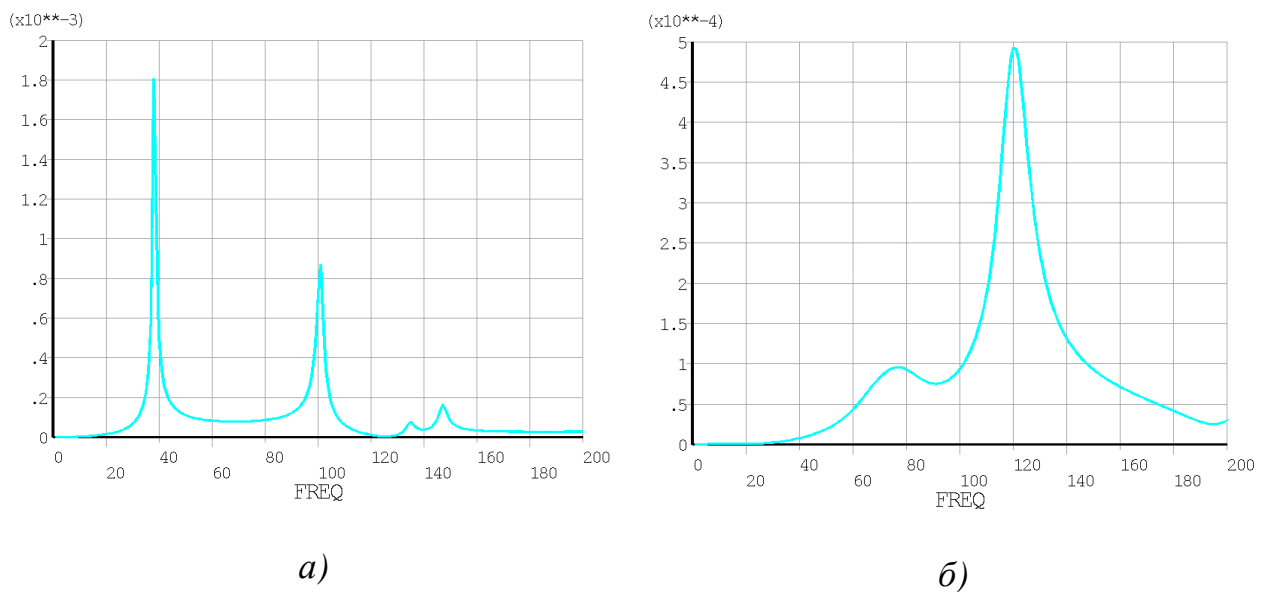


Рисунок 4.8 – Амплітудно-частотна характеристика: для спрощеного розрахунку *a)*, для розрахунку з урахування жорсткостей і демпфірувань ущільнень-опор *б)*

Аналіз амплітудно-частотних характеристик показує, що перехресні жорсткості та прямі і перехресні демпфірування значно впливають на динаміку ротора багатоступеневого відцентрового насоса.

4.2 Врахування жорсткостей і демпфірувань лабіринтних ущільнень, отриманих з газодинамічного розрахунку, на динаміку ротора відцентрового компресора

Чисельний аналіз впливу жорсткостей і демпфірувань лабіринтних ущільнень був проведений для ротора відцентрового компресора високого тиску 16ГЦ-2 ОАО «Сумське НВО ім. Фрунзе» (рис. 4.9). Розрахункова схема балочної моделі

ротора приведена на рисунку 4.10. Напружено-деформований стан ротора, як без урахування, так і з урахуванням лабіринтних і лункових ущільнень показаний на рисунку 4.11 а,б.

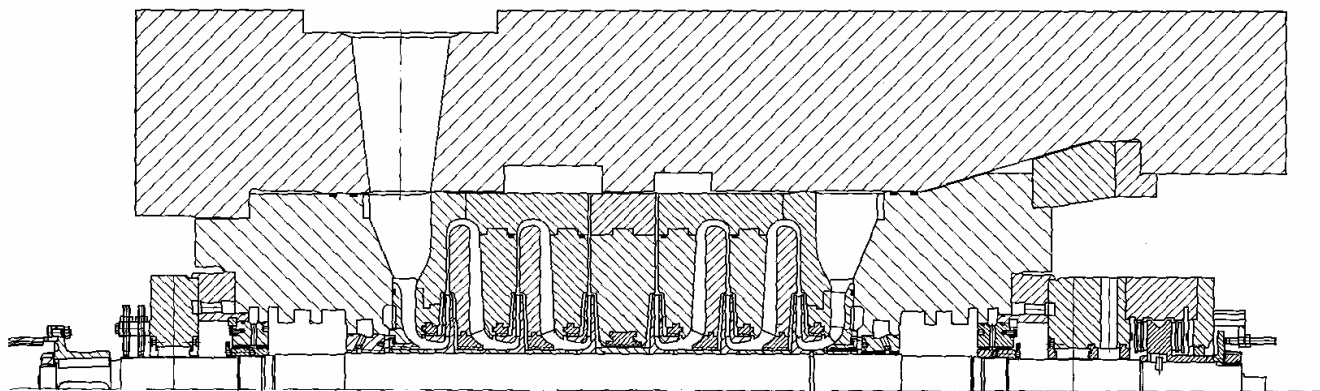


Рисунок 4.9 – Схема компресора високого тиску 16ГЦ-2

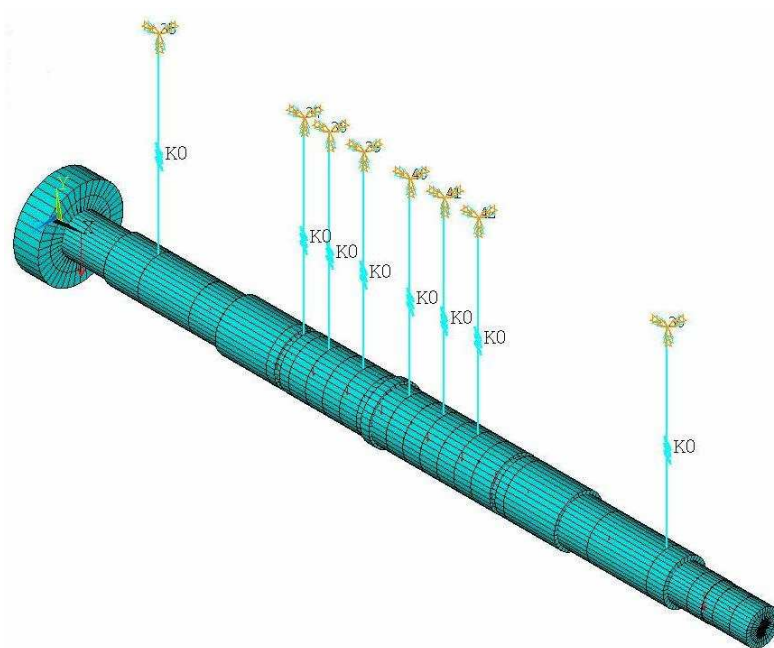


Рисунок 4.10 – Балкова модель ротора

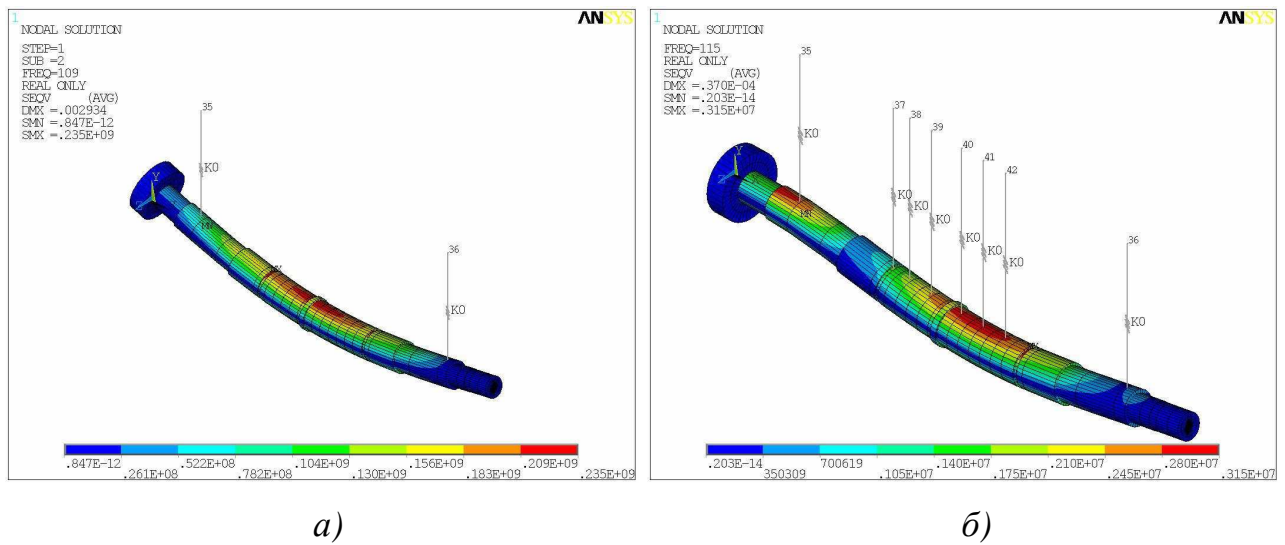


Рисунок 4.11 – Напружено-деформований стан ротора без урахування *а)* та з урахуванням *б)* лабіринтних і лункових ущільнень

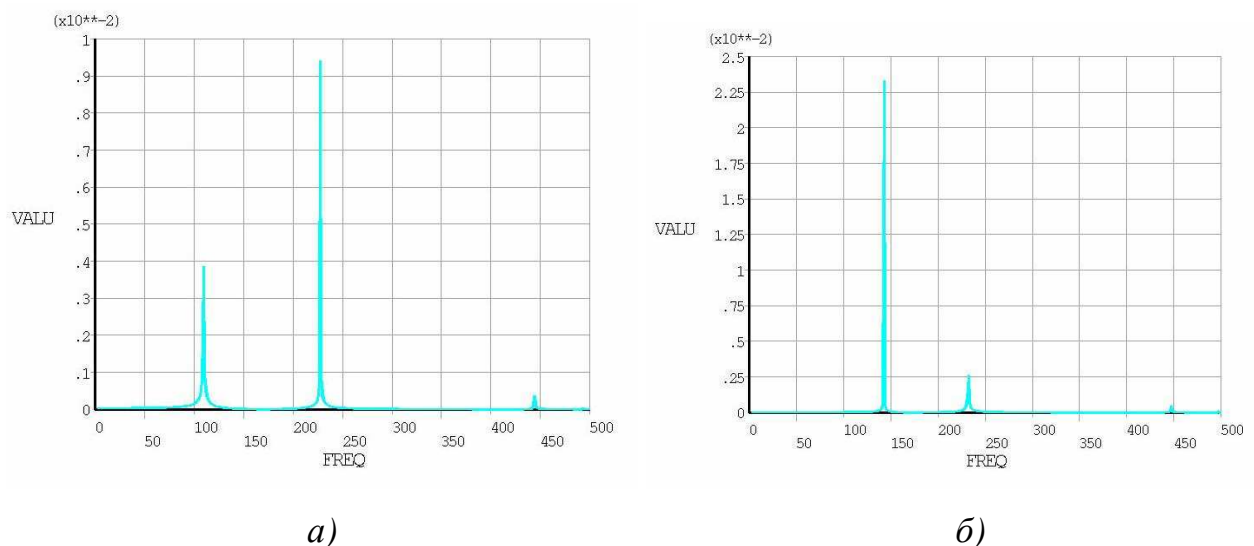


Рисунок 4.12 – Амплітудно-частотні характеристики коливань ротора без урахування *а)* та з урахуванням *б)* лабіринтних і лункових ущільнень

За результатами розрахунку (рис. 4.12) можемо зробити висновок, що врахування жорсткостей і демпфірувань лабіринтних і лункових ущільнень, отриманих з газодинамічного розрахунку, дозволяє отримувати більш точні дані по значенню і амплітуді першої критичної швидкості ротора відцентрового компресора високого тиску.

5 ПРОГРАМИ АВТОМАТИЗОВАНОГО РОЗРАХУНКУ І ЧИСЕЛЬНОГО АНАЛІЗУ ДИНАМІКИ РОТОРА З УРАХУВАННЯМ УЩІЛЬНЕНЬ

5.1 Автоматизований розрахунок динаміки ротора у програмному комплексі ANSYS

Задача аналізу динамічних характеристик роторів, яку необхідно вирішувати при розробленні і проектуванні відцентрових машин, є достатньо важливою. Доводиться визначати критичні швидкості і досліджувати реакцію роторної системи на можливі дисбаланси і навантаження. Така задача не завжди піддається точному аналітичному розв'язанню і вимагає величезних витрат на її експериментальну реалізацію.

На сьогодні найпоширенішим чисельним методом розв'язання задач динамічного розрахунку роторних систем є метод скінченних елементів (МСЕ), який практично повністю витіснив метод початкових параметрів. МСЕ дозволяє розв'язувати задачу моделювання динамічної поведінки реального ротора з урахуванням всіх можливих ефектів: пружних, інерційних властивостей і інерції обертання ротора; обертального моменту, гіроскопічних моментів дисків, деформації зсуву, осьових навантажень, внутрішнього тертя та ін.

Відомі вузькоспеціалізовані програмні комплекси, які застосовуються тільки для аналізу динаміки конкретних роторних систем, такі, як: ARMD, ROTECH, Dynamics, DyRoBes, NISA/ROTOR і багато інших. Ці програми не мають, як правило, вбудованої мови програмування і тому не дозволяють вносити які-небудь зміни і нові елементи в методичку розрахунку, що обмежує їх застосування. Універсальні програмні комплекси МСЕ-аналізу (ANSYS, NASTRAN, COSMOS та ін.) дозволяють розв'язувати ряд задач динамічного аналізу роторних систем. Такі програмні комплекси надають користувачу достатньо обширну бібліотеку елементів, великий набір засобів і

інструментів. У них закладена загальна процедура методу скінченних елементів, але при цьому відсутні спеціальні модулі для автоматизованого розрахунку різних деталей, у тому числі і деталей відцентрових машин. Для створення окремого модуля для розрахунку динаміки ротора в таких програмах потрібне написання спеціальних підпрограм макросів, які забезпечують автоматизацію побудови розрахункової моделі, видачу результатів розрахунку, а також створення графічного інтерфейсу користувача. Істотні можливості для створення програмних додатків має в своєму розпорядженні макромова Tcl/Tk, інтерпретатор якої безпосередньо вбудований у програму ANSYS.

Для спрощення побудови моделі і автоматизації розрахунку динамічних характеристик відцентрових машин в програмі ANSYS розроблені алгоритм і програмний додаток (Dunrotor) на макромові Tcl/Tk. Блок-схема алгоритму розрахунку наведена на рис.5.1. Для ефективної взаємодії користувача з програмою Dunrotor був розроблений ергономічний інтерфейс на мові Tk. Вікно інтерфейсу користувача подане на рис. 5.2. У робоче вікно програми Dunrotor вводяться геометричні розміри (довжини і діаметри), кількість ділянок ротора, маси насаджених деталей, величини жорсткостей і демпфірування опор і ущільнень. Вибирається тип аналізу: модальний або гармонійний. Задається частота обертання і фізико-механічні властивості матеріалу вала.

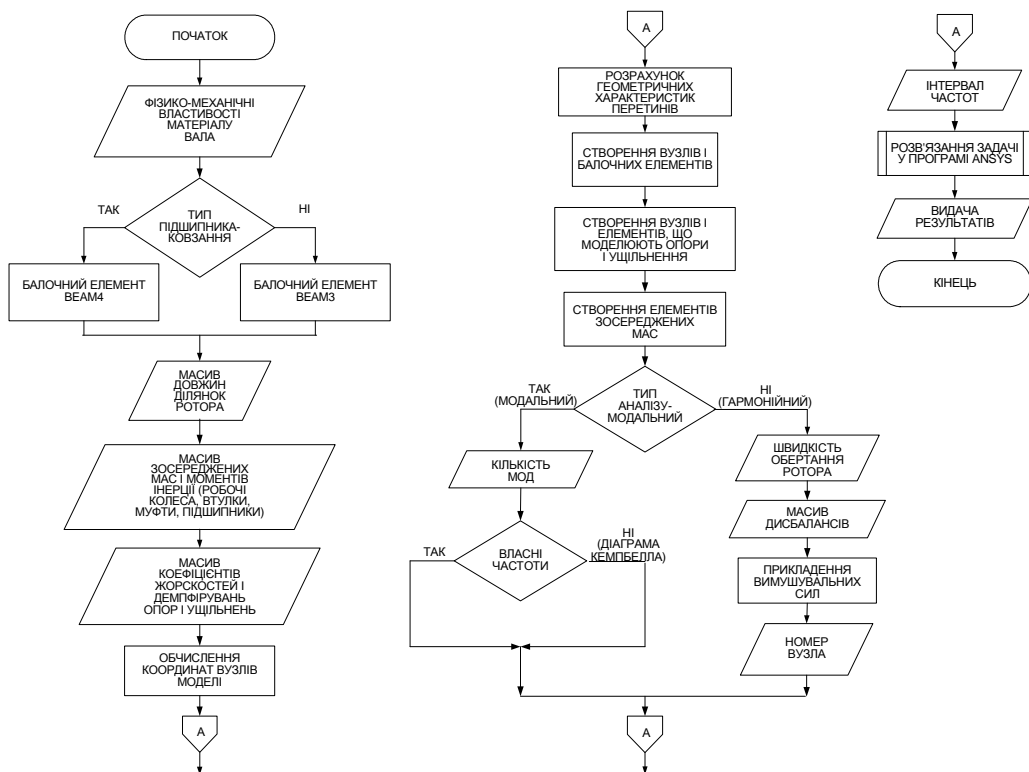


Рисунок 5.1 - Блок-схема алгоритму розрахунку

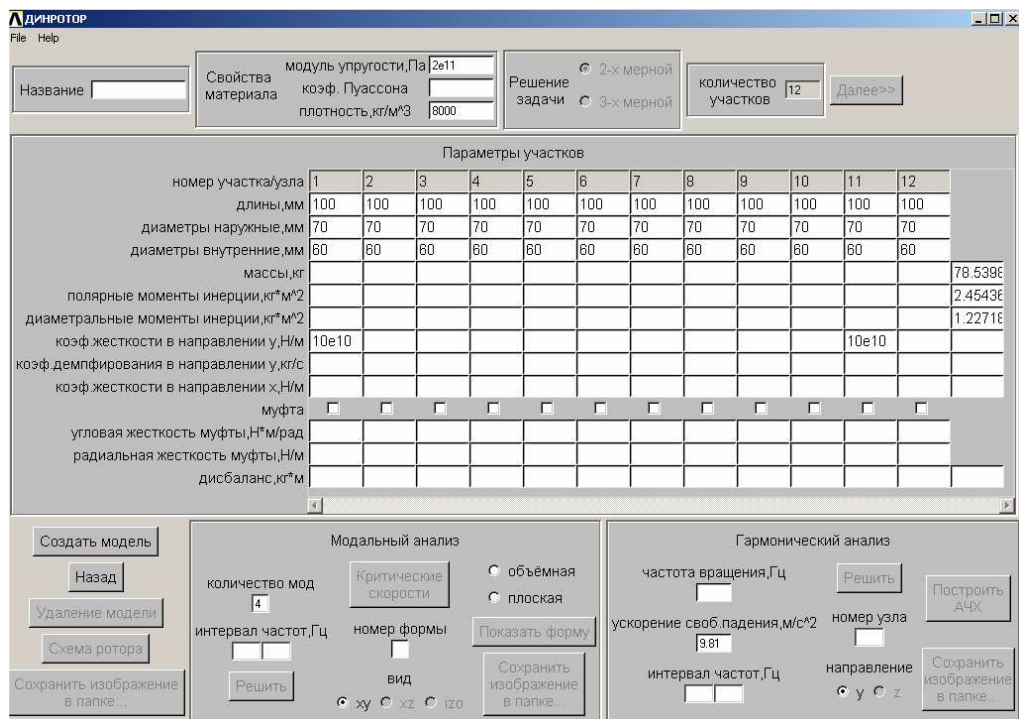


Рисунок 5.2 - Вікно інтерфейсу користувача програмного додатка

DYNROTOR

5.2 Чисельне розв'язання двовимірної задачі течії рідини в шпаринному ущільненні методом скінченних об'ємів

Загальною математичною моделлю для опису руху суцільної в'язкої рідини є рівняння Нав'є-Стокса. У випадку турбулентної течії використовують рівняння Нав'є-Стокса, які усереднюються по Рейнольдсу. При розв'язанні задачі течії рідини в шпаринному ущільненні доводиться вводити припущення, яке засноване на тому, що радіальний зазор h набагато менше радіусу ущільнення і його довжини ($h \ll R_1$, $h \ll l$) (рис. 5.3, а). Передбачається, що густина ρ , в'язкість μ і температура рідини залишаються постійними величинами [2,3].

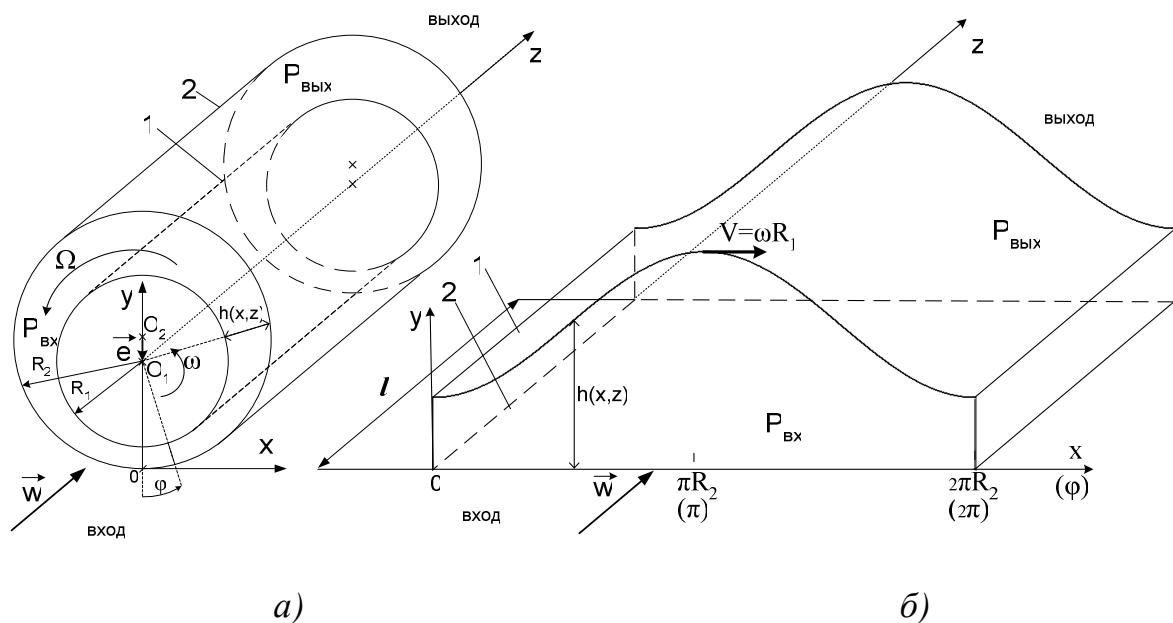


Рисунок 5.3 – Схема шпаринного ущільнення а); розгортка зазору шпаринного ущільнення б)

Розглядається задача течії рідини в гладкій шпарині під дією заданого перепаду тиску Δp . Ротор зміщений відносно осі втулки на величину ексцентриситету e і виконує прецесійний рух з частотою Ω , власна частота обертання ротора – ω (рис. 5.3а, 5.4).

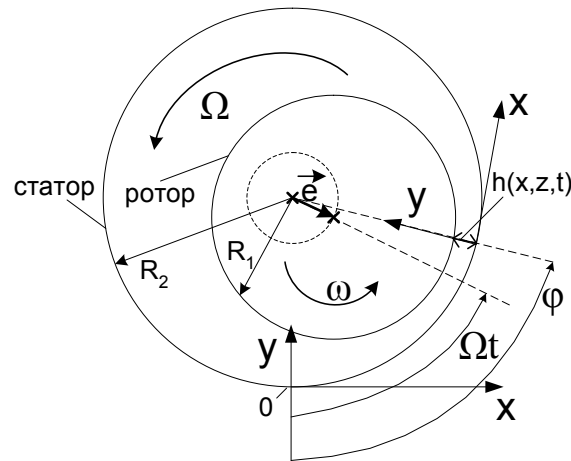


Рисунок 5.4 – Схема прецесійного руху ротора у шпаринному ущільненні

Для вирішення задачі використовується декартова система координат, яка пов'язана з нерухомим статором. Зазор ущільнення h розвертається на площині ($x = \varphi \cdot R_2$) (рис 5.3 а,б, 5.4). Зазор шпаринного ущільнення у багато разів менше його радіусу, тому вплив кривизни можна вважати неістотним [2,3]. Тоді функцію зазору, а також функції x -их і y -их компонент швидкості на стінці ротора можна представити в наступній формі:

$$h = R_2 - R_1 - e \cdot \cos\left(\Omega t - \frac{x}{R_2}\right) + (\vartheta_A - \vartheta_B)z \quad (5.1)$$

$$v_x = R_1 \omega + e \cdot \Omega \cdot \cos\left(\Omega t - \frac{x}{R_2}\right) \quad (5.2)$$

$$v_y = e \cdot \Omega \cdot \sin\left(\Omega t - \frac{x}{R_2}\right) \quad (5.3)$$

Рівняння Нав'є-Стокса, які усереднені по Рейнольдсу, після оцінки порядку членів, мають вигляд [2]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \rho \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}; \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = 0; \\ \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \rho \frac{\partial \overline{w'v'}}{\partial y}. \end{array} \right. \quad (5.4)$$

Одержана система рівнянь доповнюється рівнянням нерозривності:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (5.5)$$

Рівняння Рейнольдса і рівняння нерозривності усереднюють по зазору ущільнення і переходять до розв'язання двомірної задачі, оперуючи швидкостями і тиском осередненими по зазору. Для усереднення по зазору конвективних членів рівнянь, необхідно використовувати гіпотезу про профіль швидкості.

Функція профілю окружної швидкості складається з напірної і зсувної складових, а профіль осьової швидкості обумовлений тільки напірною складовою:

$$\begin{aligned} 0 \leq y' \leq \frac{h}{2} \quad u &= u_{p\max} \left[4 \frac{y'}{h} \left(1 - \frac{y'}{h} \right) \right]^m + 0.5v_x \cdot \left[2 \frac{y'}{h} \right]^m; \\ \frac{h}{2} \leq y' \leq h \quad u &= u_{p\max} \left[4 \frac{y'}{h} \left(1 - \frac{y'}{h} \right) \right]^m + v_x - 0.5v_x \cdot \left[2 \left(1 - \frac{y'}{h} \right) \right]^m; \\ u_{p\max} &= u_p \left(y' = \frac{h}{2} \right); \\ w &= w_{\max} \left[4 \frac{y'}{h} \left(1 - \frac{y'}{h} \right) \right]^m; \\ w_{\max} &= w \left(y' = \frac{h}{2} \right). \end{aligned} \quad (5.6)$$

З урахуванням цього, усереднені по зазору квадрати швидкостей можна представити у вигляді:

$$I_{xx} = \frac{1}{h} \int_0^h u^2 dy = a_1 \cdot \overline{u_p}^2 + b_1 \cdot \overline{u_p} \cdot v_x + c_1 \cdot v_x^2$$

$$I_{xz} = \frac{1}{h} \int_0^h u \cdot w \cdot dy = a_1 \cdot \overline{u_p} \cdot \overline{w} + d_1 \cdot v_x \cdot \overline{w}$$

$$I_{zz} = \frac{1}{h} \int_0^h w^2 dy = a_1 \cdot \overline{w}^2$$
(5.7)

Значення коефіцієнтів в рівняннях (5.6), (5.7) приведені в Таблиці 5.1.

Таблиця 5.1 – Значення коефіцієнтів у рівнянні (5.7)

	m	a_1	b_1	c_1	d_1
ламінарна течія	1	1.2	1	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
турбулентна течія	$\frac{1}{7}$	1	1	0.25	0.5
автомодельна область	0	1	1	0.25	0.5

Рівняння Рейнольдса і рівняння нерозривності усереднені по зазору ущільнення представлені формулами:

$$\rho \left(\frac{\partial \overline{u_p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (a_1 \cdot \overline{u_p}^2 + b_1 \cdot \overline{u_p} \cdot \kappa \cdot v_x + c_1 \cdot \kappa^2 \cdot v_x^2) + \frac{v_x \cdot v_y}{h} + \frac{\partial}{\partial z} (a_1 \cdot \overline{u_p} \cdot \overline{w} + d_1 \cdot \overline{w} \cdot \kappa \cdot v_x) \right) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} - \frac{\mu \cdot k_x}{h^2} \cdot \overline{u_p} \cdot \text{Sign}\Phi$$
(5.8,a)

$$\rho \left(\frac{\partial \overline{w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (a_1 \cdot \overline{w}^2) + \frac{\partial}{\partial x} (a_1 \cdot \overline{u_p} \cdot \overline{w} + d_1 \cdot \overline{w} \cdot \kappa \cdot v_x) \right) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial z} - \frac{\mu \cdot k_z}{h^2} \cdot \overline{w}$$
(5.8,b)

$$h \frac{\partial \overline{u_p}}{\partial x} + u_p \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} + w \frac{\partial h}{\partial z} = -u_c \frac{\partial h}{\partial x} + v_x \frac{\partial h}{\partial x} - v_y$$
(5.8,c)

де $\overline{u_p}$ – окружна напірна швидкість осереднена по зазору; $\overline{u_c}$ – окружна зсувна швидкість осереднена по зазору (вважається, що $\overline{u_c} = 0.5 \cdot \omega \cdot R_1$); \overline{w} – осьова напірна швидкість осереднена по зазору; \overline{p} – тиск усереднений по зазору; v_x, v_y – x -а і y -а компоненти швидкості на стінці ротора; k_x, k_z – модифіковані коефіцієнти опору тертя [2,3].

Вирази, які використовуються для урахування місцевих втрат на вході і виході ущільнення, представлені формулами:

$$\text{На вході в ущільнення } z = 0: P_1 = p_{ex} + \rho \frac{\zeta_{ex} w_{ex}^2}{2}, \quad (5.9,a)$$

$$\text{На виході з ущільнення } z = l: P_2 = p_{вых} + \rho \frac{\zeta_{вых} w_{вых}^2}{2}, \quad (5.9,b)$$

де P_1 – тиск в камері перед ущільненням, p_{ex} – тиск усередині ущільнення на вхідній кромці; P_2 – тиск в камері за ущільненням, $p_{вых}$ – тиск усередині ущільнення на вихідній кромці.

До граничних умов (5.9) додається умова

$$\overline{u_{p_{ex}}} = 0 \quad (5.9,c)$$

Урахування втрат на формування профілю швидкості на вхідній ділянці важливий в теоретичній моделі для визначення динамічних коефіцієнтів ущільнення. Але у разі, коли довжина кільцевого каналу в два рази більше його зазору, розвиток течії не має великого впливу для шпаринного ущільнення [3].

Математична модель течії рідини у шпаринному ущільненні описується рівнянням (5.8) з граничними умовами (5.9). Шуканими величинами є тиск

$\bar{p} = f(x, z, t)$ і швидкості $\bar{u}_p = f(x, z, t)$, $\bar{w} = f(x, z, t)$. Дана система рівнянь відноситься до класу нелінійних диференціальних рівнянь, одержати аналітичне рішення для яких можливо лише в деяких окремих випадках.

Для чисельного вирішення поставленої задачі необхідно виконати дискретизацію розрахункової області. У окружному напрямку (уздовж осі x) зазор розбивається на N_x рівномірних ділянок, а в осьовому напрямку z – на N_z ділянок (рис. 5.5).

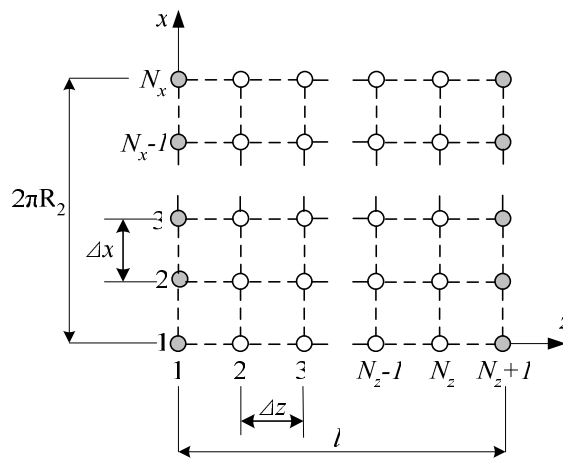


Рисунок 5.5 – Розрахункова сітка

Чисельний підхід полягає у покроковому розв'язанні дискретного аналога системи для кожного з $N_z + 1$ перетину, починаючи від вхідного перетину $z = 0$ до вихідного $z = l$. Для ініціалізації процедури розв'язання необхідно задати початкову гіпотезу для значень осьової швидкості на вході, і згідно з виразом (5.9,а) розрахувати значення тиску. В результаті розв'язання системи для дискретних точок розрахункової області отримують значення тиску і швидкостей на виході, які повинні відповідати рівнянню (5.9,б).

Алгоритм розв'язання приведений на рисунку 5.7 і зводиться до:

- 1) Вводиться початкова гіпотеза.

1.1) Вводиться припущення про те, що величини швидкостей \bar{w} вже відомі для N_x дискретних точок в перетині $z=0$ (на вході в ущільнення). Величини швидкостей \bar{u}_p і тиску \bar{p} для цих розрахункових точок обчислюються згідно виразам (5.9).

1.2) Значення окружних градієнтів $\frac{\partial \bar{u}_p(x, z, t)}{\partial x}$, $\frac{\partial \bar{w}(x, z, t)}{\partial x}$, $\frac{\partial \bar{p}(x, z, t)}{\partial x}$

обчислюються використовуючи центральні скінченні різниці четвертого порядку:

$$\frac{\partial \bar{u}_p(x, z, t)}{\partial x} = \frac{1}{12\Delta x} \left[\bar{u}_p(x+2\Delta x, z, t) - 8(\bar{u}_p(x-\Delta x, z, t) - \bar{u}_p(x+\Delta x, z, t)) - \bar{u}_p(x-2\Delta x, z, t) \right]$$

$$\frac{\partial \bar{w}(x, z, t)}{\partial x} = \frac{1}{12\Delta x} \left[\bar{w}(x+2\Delta x, z, t) - 8(\bar{w}(x-\Delta x, z, t) - \bar{w}(x+\Delta x, z, t)) - \bar{w}(x-2\Delta x, z, t) \right]$$

$$\frac{\partial \bar{p}(x, z, t)}{\partial x} = \frac{1}{12\Delta x} \left[\bar{p}(x+2\Delta x, z, t) - 8(\bar{p}(x-\Delta x, z, t) - \bar{p}(x+\Delta x, z, t)) - \bar{p}(x-2\Delta x, z, t) \right]$$

1.3) Знаючи значення змінних і їх окружні похідні, осьові градієнти $\frac{\partial u_{p0}(x, z, t)}{\partial z}$, $\frac{\partial w_0(x, z, t)}{\partial z}$, $\frac{\partial p_0(x, z, t)}{\partial z}$ можуть бути обчислені згідно рівнянням (5.8),

приведеним до вигляду:

$$\frac{\partial \bar{u}_p}{\partial z} = f(x, z, t, \bar{u}_p, \frac{\partial \bar{u}_p}{\partial x}, \bar{w}, \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{u}_p}{\partial t}),$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = f(x, z, t, \bar{u}_p, \frac{\partial \bar{u}_p}{\partial x}, \bar{w}, \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}),$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = f(x, z, t, \bar{u}_p, \frac{\partial \bar{u}_p}{\partial x}, \bar{w}, \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{w}}{\partial t}).$$

1.4) Для знаходження значень змінних в кожному подальшому перетині уздовж осі z , використовується метод Ньютона:

$$\bar{u}_p(x, z + dz, t) = \bar{u}_p(x, z, t) + \frac{\partial \bar{u}_p(x, z, t)}{\partial z} \cdot \Delta z,$$

$$\bar{w}(x, z + dz, t) = \bar{w}(x, z, t) + \frac{\partial \bar{w}(x, z, t)}{\partial z} \cdot \Delta z,$$

$$\bar{p}(x, z + dz, t) = \bar{p}(x, z, t) + \frac{\partial \bar{p}(x, z, t)}{\partial z} \cdot \Delta z.$$

Цей метод дозволяє змінювати локальний інтегральний крок Δz , який визначається необхідною точністю.

1.5) Визначивши дискретні значення швидкостей і тиску в осьовому напрямку $z + \Delta z$, згідно пунктам 1.2 – 1.4 для кожного подальшого перетину повторюється процедура розрахунку.

2) Значення швидкостей і тиску в кожній розрахунковій точці на вході і виході в ущільнення повинні задовольняти граничним умовам. Для цього потрібно одержати таку початкову гіпотезу для швидкостей, яка дозволить в результаті розрахунку набути значення швидкостей і тиску в розрахункових точках вихідного перетину, які задовольняють умові (5.9,б). Ця задача може бути розв'язана за допомогою методу Ньютона, суть якого полягає в наступному: кожному з N_x початкових значень осьової швидкості додається малий приріст ε . Потім рівняння (5.8) інтегруються в осьовому напрямку, щоб визначити вплив приростів на кожне з N_x значень тиску $P_v = p_{\text{вих}} + \rho \frac{\xi_{\text{вих}} w_{\text{вих}}^2}{2}$, де P_v розглядається як функція від значень осьової швидкості \bar{w} у вхідному перетині. За результатами обчислень визначається матриця Якобі $[P_v']$, в якій тангенси знаходять по формулах наближеного диференціювання:

$$Pv'_{i,j} = \frac{\partial Pv_j(\bar{w}_1, \bar{w}_2, \dots, \bar{w}_i, \dots, \bar{w}_{N_x})}{\partial w_i} = \frac{Pv(\bar{w}_1, \bar{w}_2, \dots, \bar{w}_i + \varepsilon, \dots, \bar{w}_{N_x}) - Pv(\bar{w}_1, \bar{w}_2, \dots, \bar{w}_i, \dots, \bar{w}_{N_x})}{\varepsilon}$$

Після визначення матриці частинних похідних $[Pv']$ розв'язується рівняння щодо величин корекції $\Delta \bar{w}$:

$$\begin{bmatrix} Pv'_{11} & Pv'_{12} & \dots & Pv'_{1N_x} \\ Pv'_{21} & Pv'_{22} & \dots & Pv'_{2N_x} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ Pv'_{N_x1} & Pv'_{N_x2} & \dots & Pv'_{N_xN_x} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \bar{w}_1 \\ \Delta \bar{w}_2 \\ \dots \\ \Delta \bar{w}_{N_x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_2 - Pv_1 \\ P_2 - Pv_2 \\ \dots \\ P_2 - Pv_{N_x} \end{bmatrix}.$$

Додаючи до значень осьової швидкості в кожній розрахунковій точці вхідного перетину корегуючі величини, отримують уточнені значення швидкостей:

$$\begin{bmatrix} \bar{w}_1^{new} \\ \bar{w}_2^{new} \\ \dots \\ \bar{w}_{N_x}^{new} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{w}_1 \\ \bar{w}_2 \\ \dots \\ \bar{w}_{N_x} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta \bar{w}_1 \\ \Delta \bar{w}_2 \\ \dots \\ \Delta \bar{w}_{N_x} \end{bmatrix}$$

Цей процес повторюють до тих пір, поки значення тиску і швидкості на виході не задовольняють граничним умовам.

3) Частинні похідні за часом дискретизуються до вигляду:

$$\frac{\partial \bar{u}_p}{\partial t} = \frac{\bar{u}_p(x, z, t_i) - \bar{u}_p(x, z, t_{i-1})}{\Delta t}$$

На початковому етапі розглядається стаціонарна задача (нульова ітерація за часом), тобто у рівняннях (5.8) не враховуються члени $\frac{\partial \bar{u}_p}{\partial t}$, $\frac{\partial \bar{w}}{\partial t}$, а у формулах для зазору і швидкостей на стінках приймається, що $t = 0$. Одержані після розв'язання задачі величини швидкостей використовується в наступній ітерації за часом $\bar{u}_p(x, z, t_0)$.

Збіжність процесу розв'язання системи рівнянь має велику чутливість до вибору початкової гіпотези. Тому дуже важливо, щоб початкова гіпотеза була близька до кінцевого рішення. Добитися цього можливо використовуючи у якості початкових значення швидкостей на вході, значень які отримані у результаті розв'язання системи рівнянь для спрощеної моделі.

У якості спрощеної моделі можуть бути розглянуті рівняння, які описують стаціонарну течію у короткому шпаринному ущільненні з переважаючою осьовою течією:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial z} \bar{w}^2 \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{\mu \cdot k_z}{h^2} \cdot \bar{w},$$

$$\frac{\partial (h \cdot \bar{w})}{\partial z} = -u_c \frac{\partial h}{\partial x} + v_x \frac{\partial h}{\partial x} - v_y.$$

Оскільки в рівняннях відсутні похідні по x від швидкості і тиску, одержуємо задачу течії рідини в N_x незалежних один від одного плоских каналах.

Розв'язання рівнянь для спрощеної моделі проводиться згідно з вище описаним алгоритмом, з тією відмінністю, що немає необхідності розраховувати окружні градієнти, і матриця $[Pv']$ є діагональною.

Метою розв'язання задачі про течію рідини у шпаринному ущільненні, є отримання розподілу тиску і швидкостей, що дозволяє визначити сили, які

виникають в шпарині і знайти коефіцієнти жорсткості і демпфування, які необхідні для дослідження динаміки ротора відцентрової машини.

Радіальна і тангенціальна складові гідродинамічних сил, які діють у ущільненні, розраховуються наступним чином:

$$F_r = \int_0^{2\pi R_2} \int_0^l \bar{p} \cdot \cos\left(\Omega t - \frac{x}{R_2}\right) \cdot dx \cdot dz,$$

$$F_\tau = \int_0^{2\pi R_2} \int_0^l \bar{p} \cdot \sin\left(\Omega t - \frac{x}{R_2}\right) \cdot dx \cdot dz.$$

По дискретних значеннях тиску в кожному з $N_x \cdot (N_z + 1)$ вузлів розрахункової сітки, складові рівнодіючої гідродинамічних сил, що виникають в шпаринному зазорі, розраховуються таким чином:

$$F_r = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_z+1} \bar{p}_{i,j} \cdot \cos\left(\Omega t_k - \frac{x_i}{R_2}\right) \cdot \Delta x \cdot \Delta z,$$

$$F_\tau = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_z+1} \bar{p}_{i,j} \cdot \sin\left(\Omega t_k - \frac{x_i}{R_2}\right) \cdot \Delta x \cdot \Delta z.$$

Тестовий приклад.

Приведений вище алгоритм реалізований у вигляді програми в математичному пакеті Maple 6.0, за допомогою якої був виконаний чисельний розрахунок для ущільнення з наступними параметрами (таблиця 5.2).

Таблиця 5.2 – Параметри кільцевого шпаринного ущільнення

Діаметр валу, мм	$2 \cdot R_1$	152.4
Довжина, мм	l	30.48
Середній зазор, мм	h	0.1905
Перепад тиску, МПа	ΔP	3.44
Частота обертання валу, Гц	ω	60
Густина, кг/м ³	ρ	1000
Динамічна в'язкість, Па·с	μ	0.001295
Коефіцієнт втрат на вході	ξ_{ex}	1.1

Для визначення коефіцієнтів жорсткості і демпфірування була проведена серія розрахунків для чотирьох значень швидкості прецесії. Отримані значення радіальної і тангенціальної сил зведені у таблицю 5.3.

Таблиця 5.3 – Значення радіальної і тангенціальної сил

Ω , Гц	F_r , Н	F_τ , Н
-60	352.2	66.7
0	343.2	-125.3
30	331.3	-221.9
60	316.9	-319.6

По результатам проведених розрахунків була виконана інтерполяція радіальної сили F_r – поліномом другого порядку відносно частоти прецесії і дотичної сили F_τ – поліномом першого порядку. Одержані рівняння приведені до вигляду:

$$\begin{cases} \frac{F_r}{e} = -K - \Omega c + \Omega^2 M \\ \frac{F_t}{e} = k - \Omega C \end{cases}$$

На рис. 5.6 представлені графіки залежності радіальної і окружної сил від частоти прецесії.

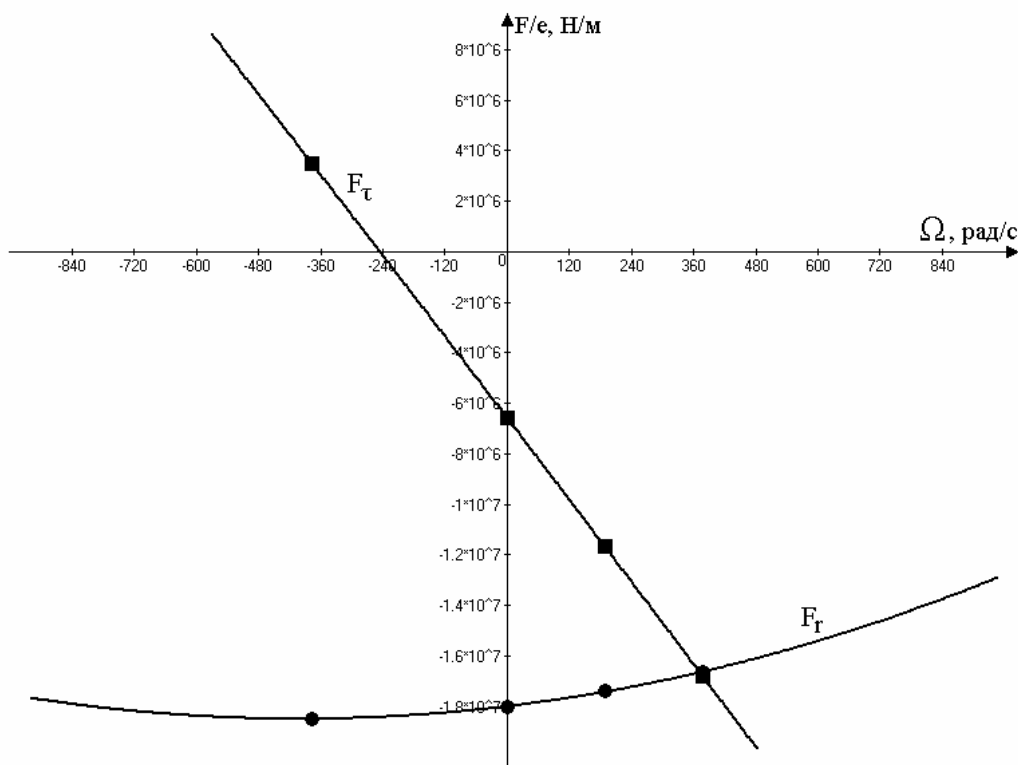


Рисунок 5.6 – Графіки залежності радіальної і окружної сил від частоти прецесії

Розрахункові значення коефіцієнтів прямої K та перехресної жорсткості k , прямого C та перехресного демпфування c , приєднаної маси рідини M представлені в таблиці 5.4. Також для порівняння приведені результати розрахунків, які виконані Сан Андерсом і Чайлдсом для тієї ж геометрії ущільнення.

Таблиця 5.4 – Порівняльний аналіз

	K , МН/м	k , МН/м	C , кН·с/м	c , кН·с/м	M , кг
Розрахунок у програмі	18.0	-6.57	26.886	-2.477	3.08
Сан Андрес (1993)	20.26	2.01	21.84	0.58	3.14
Чайдлс (1983а)	18.52	-0.30	22.47	0.89	3.19
Чайдлс (1983б)	19.82	2.64	26.97	1.2	5.99

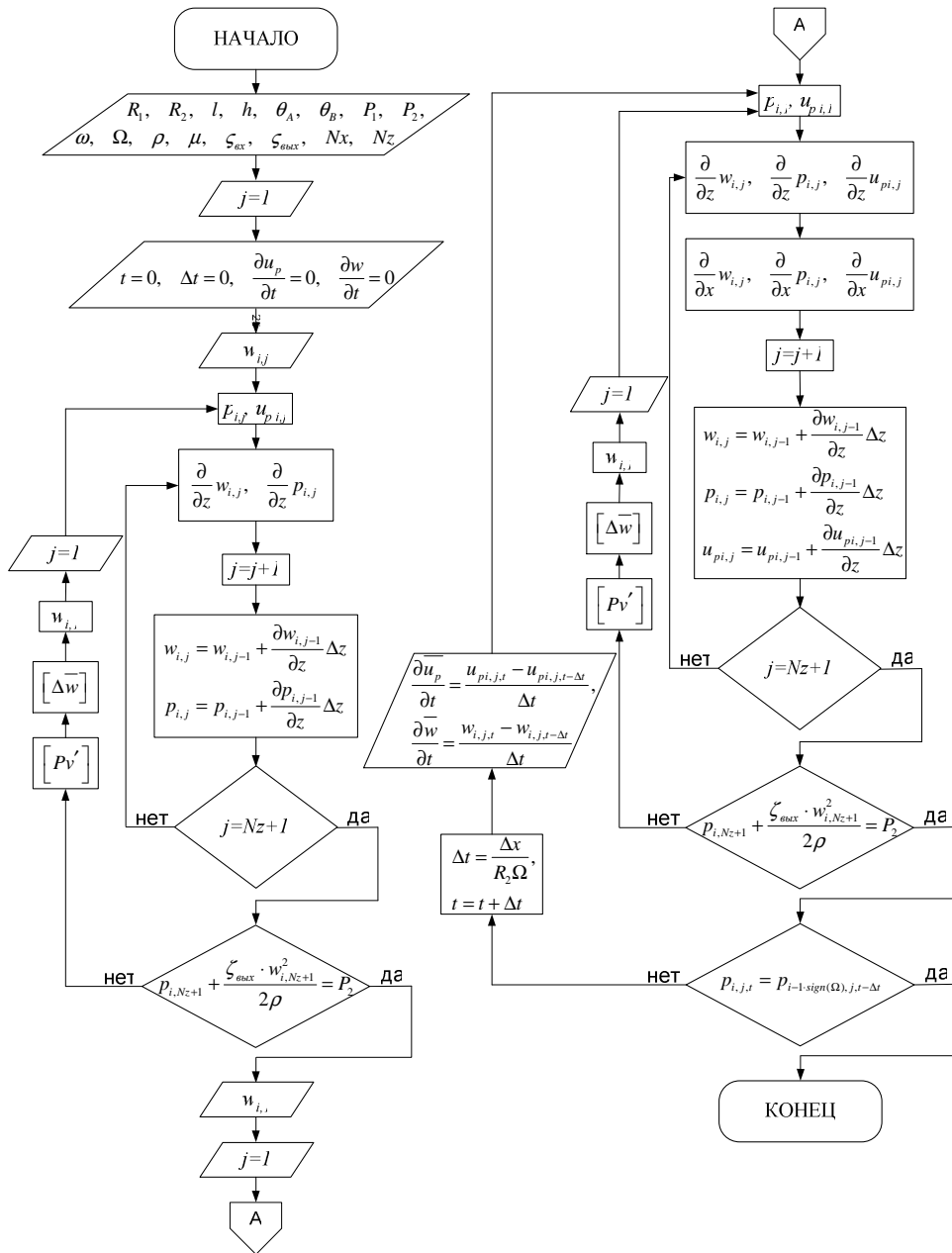
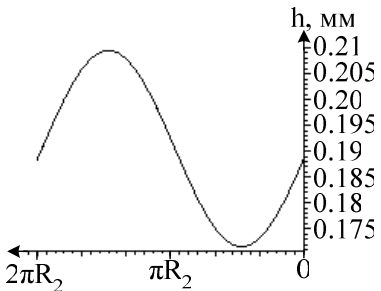
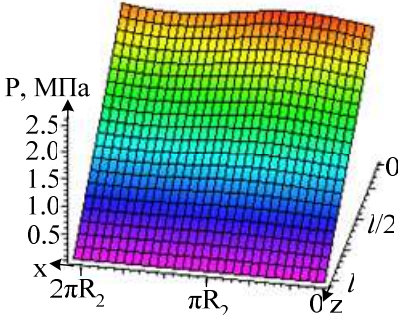
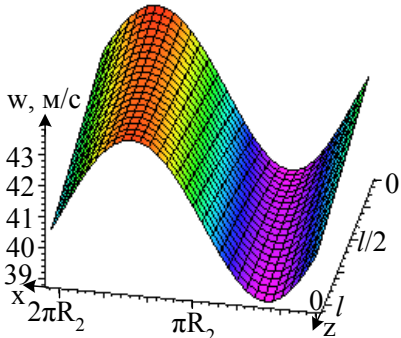
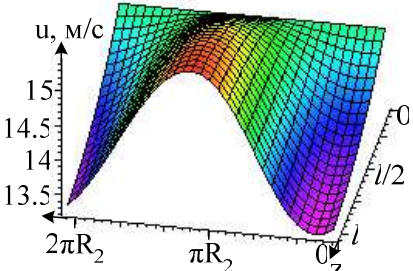


Рисунок 5.7 – Алгоритм розрахунку

Для випадку, коли швидкість прецесійного обертання валу дорівнює $\Omega = 60$ Гц у момент часу $t = 0.0333$ с отримані розподіли тиску, осьової і повної окружної швидкості у шпаринному ущільненні, які зведенні у таблицю 5.5.

Таблиця 5.5 – Результати розрахунку

Рисунок	Описання
	Зміна зазору шпарини по колу
	Розподіл тиску в шпаринному ущільненні
	Розподіл осьової швидкості в шпаринному ущільненні
	Розподіл повної окружної швидкості в шпаринному ущільненні

ВИСНОВКИ

1. Аналіз методів розрахунку гідродинамічних характеристик шпаринних ущільнень показав, що для більш надійного прогнозування вібраційного стану турбомашин та розробки принципово нових конструкцій, що забезпечують економію енергії та перекачуваних продуктів, а також екологічну безпеку насосного і компресорного обладнання необхідно застосування сучасних методів обчислювальної гідродинаміки та оптимізації технічних систем.

2. Проведено комп'ютерне моделювання складної просторової течії в кільцевому каналі шпаринного ущільнення-опори, лабіринтних і лункових ущільнень з циліндричною прецесією вала за допомогою програмного комплексу ANSYS CFX. За допомогою методу ідентифікації за значеннями гідродинамічних сил і моментів отримані жорсткості і демпфірування ущільнень.

3. Проведено аналіз впливу гідродинамічних характеристик ущільнень на динаміку роторів відцентрових насосів і компресорів. Значний вплив на динаміку ротора мають перехресні жорсткості та прямі і перехресні демпфірування. Їх урахування дозволяє отримувати більш точні дані по величині і амплітуді першої критичної швидкості роторів насосів і компресорів.

4. Виконано чисельний аналіз ступені компресора з лабіринтними ущільненнями, який показав, що для маловитратних компресорів дискові втрати та витрати у лабіринтних ущільненнях основного та покривного дисків є суттєвими, тому їх треба враховувати. Співставлення результатів розрахунку та експериментальних даних дало достатньо добре співпадіння. Застосування методів обчислювальної гідрогазодинаміки (CFD), реалізованих у програмному комплексі ANSYS CFX, дозволить виконувати чисельну оптимізацію проточної частини ступені компресора, форми зазора і конструкцій лабіринтних ущільнень, що, кінець кінцем, підвищить газодинамічну ефективність компресорів.

5. Для оптимізації гідродинамічних характеристик лабіринтних і лункових ущільнень використовувався програмний комплекс modeFrontier 4.1, який містить

цілий ряд методів оптимізації і планування експерименту та дозволяє використовувати у процесі оптимізації всі необхідні можливості методів обчислювальної гідрогазодинаміки.

6. Розроблено комп'ютерні програми для автоматизованого розрахунку динаміки ротора та чисельного аналізу шпаринних ущільнень-опор та виконано їх верифікацію.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Давиденко А.К., Боярко Н.Н., Кацов С.Н., Цвык Н.И., Жидкова В.И., Обозный С.Г. Совершенствование насосов типа ЦНС для систем ППД с применением встроенных опорных подшипников скольжения, работающих на перекачиваемой среде // Труды 11-й Международной научно-технической конференции "Герметичность, вибронадежность и экологическая безопасность насосного и компрессорного оборудования" - "ГЕРВИКОН-2005". - Сумы: Изд-во СумГУ. - 2005. - Т 1. - С.59 - 69.
2. Марцинковский В.А. Вычисление упругих и демпфирующих сил в щелевых уплотнениях гидромашин // Энергомашиностроение, 1961, №11, с. 25-26.
3. Марцинковский В.А. Бесконтактные уплотнения роторных машин. – М.: Машиностроение, 1980, 200 с.
4. Марцинковский В.А. Радиально – угловые колебания ротора центробежной машины в щелевых опорах-уплотнениях// Zeszyty naukowe politechniki Swietokrzyskiej. Mechanika, 54. Kielce, 1995, s.247-259.
5. Марцинковский В.А., и др. Центробежный насос. Патент №1771248 Российской Федерации на изобретение. БИ, №2, 1995.
6. Марцинковский В.А. Щелевые уплотнения: теория и практика.– Сумы: Изд-во СумГУ, 2005.– 416 с.
7. Університетська ліцензія на програмний комплекс ANSYS Academic Research CFD, 2008 р.
8. Athavale M.M., Hendricks R.C., Steinetz B.M., Numerical Simulation of Flow in a Whirling Annular Seal and Comparison With Experiments// NASA Technical Memorandum 107117.
9. Black H.F. Effects of Hydraulic Forces in Annular Pressure Seals on the Vibration of Centrifugal Pump Rotors// JMES, T.11, № 2, 1969, pp. – 206-213.
10. Brennen C.E. Hydrodynamics of pumps. Published by Concepts NREC and Oxford University, 1994.
11. Childs D.W., Rotordynamic Moment Coefficients for Finite Length Turbulent Seals// Proceedings of the IFToMM Conference, Rome, Sept. 1982, pp.– 371-378.

12. Childs D.W. Dynamic Analysis of Turbulent Annular Seal Based on Hirs' Lubrication Equation// ASME Journal of Lubrication Technology, T.105, № 3, 1983, pp.– 429-436.

13. Childs D.W. Finite-Length Solution for Rotordynamic Coefficients of Turbulent Annular Seals// ASME Journal of Lubrication Technology, T.105, № 3, 1983, pp.– 437-444.

14. Childs D.W. Finite-Length Solution for Rotordynamic Coefficients of Constant Clearance and Convergent-Tapered Annular Seals// Third International Conference on Vibration and Rotating Machinery, York, England, 1984, Sept. 10-12.

15. Childs D.W., Kim C.H. Analysis and Testing for Rotordynamic Coefficients of Turbulent Annular Seals with Different, Directionally-Homogeneous Surface-Roughness Treatment for Rotor and Stator Elements// ASME Journal of Tribology, T.107, № 3, 1985, pp. – 296-306.

16. Fritz R.J. The Effects of Annular Fluid on Vibrations of a Long Rotor, Part 1 – Theory// ASME Journal of Basic Engineering, T.92, 1970, pp.–923-929.

17. Fritz R.J. The Effects of Annular Fluid on Vibrations of a Long Rotor, Part 2 – Test// ASME Journal of Basic Engineering, T.92, 1970, pp.–930-937.

18. Iwatsubo T., Yang B.S., Ibaraki R. Static and Dynamic Characteristics of Parallel-Grooved Seals// NASA CP-2443, 1986, pp. – 99-127.

19. Kanemori Y., Iwatsubo T. Experimental Study of Dynamic Fluid Forces and Moments for a Long Annular seals// ASME Journal of Tribology, 1992, T.114, Oct., pp. – 773-778.

20. KSB product introduction. High-pressure centrifugal pump. 1852.1/7-90. 18.01.2002.

21. Morrison G.L., Johnson M.C., Thames III H.D. Comparison of the Flow Inside Whirling and Non-Whirling Smooth Annular Seals at 50% Eccentricity// International Journal of Rotating Machinery, 8(2), 2002, pp. – 141-152.

22. Nelson C.C. Rotordynamic Coefficients for Compressible Flow in Tapered Annular Seal// ASME Journal of Tribology, T.107, № 3, 1985, pp.– 318-315.

23. Nelson C.C., Nguyen D.T. Comparison of Hirs' Equation with Moody's Equation for Determining Rotordynamic Coefficients of Annular Pressure Seals// ASME Journal of Tribology, 1987, T.109, Jan., pp. - 144-148.

24. Nelson C.C., Nguyen D.T., Analysis of Eccentric Annular Incompressible Seals: Part 1 – A New Solution Using Fast Fourier Transforms for Determining Hydrodynamic Coefficients// ASME Journal of Tribology, 1988, Vol. 110, Apr., pp. – 354-360.
25. Nelson C.C., Nguyen D.T., 1988, Analysis of Eccentric Annular Incompressible Seals: Part 2 – Effects of Eccentricity on Rotordynamic Coefficients// ASME Journal of Tribology, 1985, Vol. 110, Apr., pp. – 361-366.
26. Nordmann R., Dietzen F.J., Janson W., Frei A., Florjancic S. Rotordynamic Coefficients and Leakage Flow of Parallel Grooved Seals and Smooth Seals// NASA CP-2443, 1986, pp.– 129-153.
27. San Andres L. Effect of Shaft Misalignment on the Dynamic Force Response of Annular Pressure Seals, STLE Tribology Transactions, 36, 2, 1993, pp. 173-182.
28. Staubli T., Bissig M., Numerically calculated rotor dynamic coefficients of a pump rotor side space// Int. Symp. on Stability Control of Rotating Machinery (ISCORMA), South Lake Tahoe, August 2001.