

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

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

магістра

на тему: «Імовірнісний підхід до розрахунку статичних та витратних характеристик автоматичного урівноважуючого пристрою»

Спеціальність: 131 Прикладна механіка

Освітня програма: Комп'ютерна механіка

Виконав: студент групи КМ.м-91

Павленко А.С.

Керівник: доц. Сovenко Н.В.

Рецензент: Черевко О.А.

Суми 2020

РЕФЕРАТ

Кваліфікаційна робота магістра - стор 49, рис.14, табл.2, дж.5

Об'єкт дослідження – автоматичний врівноважуючий пристрій ротора відцентрового насоса (гідроп'ята).

Предмет дослідження – гідродинамічні характеристики гідроп'яти з урахуванням ймовірносного характеру зміни геометрії пристрою, а саме вхідних кромок дросельних кналів.

Мета роботи - аналітичний розрахунок гідродинамічних характеристик з урахуванням випадкового характеру зміни параметрів дроселів гідроп'яти

В роботі були поставлені наступні задачі:

1. Розглянути методи урівноваження осьової сили, діючої на ротор насоса. Та вивчити принцип роботи автоматичного розвантажувального пристрою
2. Побудувати статичні характеристики автоматичного розвантажувального пристрою
3. Розглянути вплив випадкового характеру зміни геометричних параметрів на статичні характеристики пристрою.

Автоматичний розвантажувальний пристрій (гідроп'ята) представляє собою систему автоматичного регулювання торцевого зазору, несучої здатності та витрати. Його статичні характеристики, а саме осьова сила і витрати, залежать від геометрії даного вузла. При цьому вивчається залежність цих характеристик від величини торцевого зазору. Як показано в роботі дані характеристики також залежать від геометрії вхідної кромки даного дроселю, що є випадковою величиною. В роботі проведено аналіз впливу саме цього фактору на статичні характеристики гідроп'яти.

АВТОМАТИЧНИЙ ВРІВНОВАЖУЮЧИЙ ПРИСТРІЙ,
ВИПАДКОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ТОРЦЕВИЙ ДРОСЕЛЬ,
ЦИЛІНДРИЧНИЙ ДРОСЕЛЬ, СТАТИЧНА ХАРАКТЕРИСТИКА

ЗМІСТ

Вступ.....	3
1 Конструкція і принцип роботи гідроп'яти	4
1.1 Причина виникнення осьової сили	4
1.2 Методи урівноваження осьової сили.....	5
1.2.1 Застосування симетричних щілинних ущільнень ступені	5
1.2.2 Застосування робочого колеса двухстороннього входу	6
1.2.3 Установка радіальних ребер на основному диску робочого колеса	8
1.2.4 Застосування гідроп'яти.....	8
1.2.5 Застосування розвантажувального барабана.....	10
1.2.6 Врівноваження за допомогою змінного торцевого дроселя	11
1.2.7 Сприйняття осьової сили упорним підшипником.....	12
1.3 Принцип роботи врівноважуючого пристрою – гідроп'яти	12
1.4 Висновки:.....	16
2 Статичні характеристики	17
2.1 Течія рідини в циліндричному дроселі гідроп'яти. Оцінка впливу власного обертання стінок на гідравлічний опір каналу 17	
2.2 Вплив місцевих опорів на витрату напірного течії.....	21
2.3 Повна витрата через кільцевий зазор	24
2.4 Течія рідини в торцевому дроселі гідроп'яти	26
2.5 Баланс витрат	35
2.6 Залежність осьової сили від торцевого зазору	38
2.7 Висновки.....	39
3 Ймовірності характеристики Гідроп'яти.....	40
3.1 Випадкова характеристика коефіцієнту входних втрат	40
3.2 Вплив випадкових параметрів на статичній характеристиці ...	42
3.3 Висновки:.....	44
Висновки	46
Перелік посилань	48

ВСТУП

Під час роботи лопатевого насоса на його роторі складається складна система сил, серед яких найбільшою за абсолютним значенням є осьова сила. Для багатоступеневих насосів високого тиску він вимірюється десятками, а то й сотнями тонн, тому пристрої для балансування осьових сил є стійкими та енергоємними: вони втрачають до 10% потужності насоса, що у багатьох випадках становить близько тисячі кіловат. Однак балансувальні пристрої - це складні саморегулюючі гідромеханічні системи зі зворотним зв'язком, в яких за певних умов можуть виникати інтенсивні коливання самозбудження, які мають вирішальний вплив на вібраційний стан всього насоса. Це насамперед визначає актуальність проблем розрахунку та проектування систем балансування осьових сил.

Система врівноваження осьового зусилля - це комбінований пристрій, який поєднує в собі функції радіально-упорних гідростатичних підшипників та безконтактних торцевих ущільнень. Для надійності та економічності таких вузлів необхідно дотримуватися оптимальної взаємодії окремих функціональних елементів, для чого потрібні більш точні методи їх розрахунку та проектування.

Переваги пристрою автоматичного врівноваження (гідроп'ята) пов'язані з тим, що він являє собою систему автоматичного регулювання торцевого зазору, несучої здатності та витрати.

При розрахунку автоматичного розрантажувального пристрою ставиться задача знаходження його статичних характеристик, а саме - залежності осьової сили і витрат від торцевого зазору. Останні в істотій степені визначаються геометриєю циліндричного та торцевого зазорів. Оскільки в процесі роботи насоса ущільнюючі поверхні циліндричного дроселя схильні до ерозійного зносу, а також входні кромки каналів є випадковими величинами, то провідність циліндричного і торцевого дроселів є випадковими функціями. Відповідно і статичні характеристики автоматичного врівноважуючого пристрою теж є випадковими величинами.

1 КОНСТРУКЦІЯ І ПРИНЦИП РОБОТИ ГІДРОПЯТИ

1.1 Причина виникнення осьової сили

У міру збільшення параметрів і швидкості подавальних насосів змінюються умови роботи розвантажувального пристрою, і попередні рекомендації, засновані на досвіді створення насосів з нижчими параметрами, не завжди стають виправданими. Таким чином, це спричиняє неточності в розрахунках та створює певні труднощі при модернізації джерел живлення на електростанціях. З метою підвищення їх надійності необхідний більш розумний підхід до розрахунку осьового зусилля ротора.

Осьова сила на відцентровому колесі обумовлена тим, що площа площі диска, як правило, повинна бути меншою, ніж основний диск.

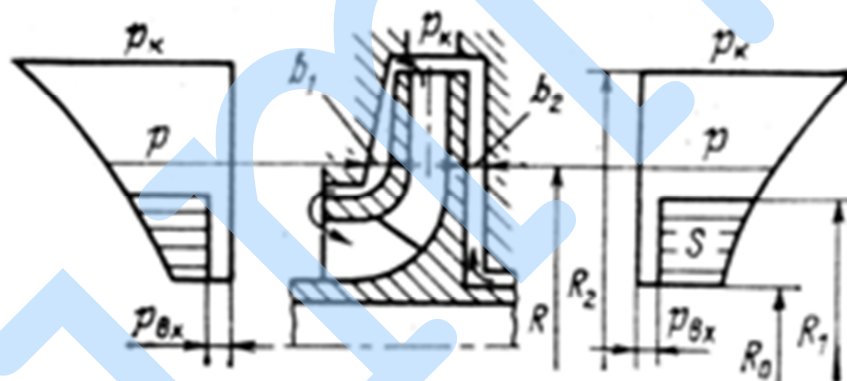


Рисунок 1.1 - Розподіл тиску на бічних поверхнях колеса

В результаті незбалансована сила діє на колесо у напрямку до вхідної лійки. Величина цієї сили пропорційна тиску, що розвивається колесом, і різниці в площі головного і кришкового дисків і залежить від ряду факторів, що призводить до зміни її величини при різних режимах роботи. При виборі регулятора необхідно збалансувати осьову силу по всьому її діапазону. [1,2]

Осьове зусилля ротора насоса повинно визначатися з урахуванням потоку рідини за рахунок ущільнення робочих колесів та початкової окружної швидкості потоку. Для розрахунку осьової сили ротора випробовується приблизний метод, випробовується в стенді та промислових

умовах; розбіжність до 10% при роботі насоса на котлі. Осьове зусилля ротора з цими факторами збільшується на 20-50% залежно від розміру ущільнень та початкової окружної швидкості потоку на вході в робочі колеса бічних камер.

Ця методика дозволяє розрахувати осьові сили ротора при різних швидкостях подачі і швидкостях насоса, а також при різних значеннях витоків і початковій швидкості кругового потоку. [1,3]

Осьова сила ротора значно змінюється зі зміщенням початкової кругової швидкості потоку, наприклад, через гідравлічні втрати колеса, ніж при врахуванні впливу обертання ротора на величину витоків через ущільнення.

Наявність потоку рідини в передній боковій камері з високою початковою окружною швидкістю призводить до збільшення окружної швидкості потоку порівняно із задньою камерою та до зменшення радіусного тиску. Це спричиняє додаткове збільшення осьової сили ротора при збільшенні потоку рідини через ущільнення колеса. [3]

Відношення потенційного тиску робочого колеса до тиску ступені збільшується із збільшенням подачі насоса під час роботи на котлі, що викликає збільшення відносної осьової сили ротора.

У деяких випадках в турбонасосних агрегатах виникає проблема введення координаційних сил, спрямованих на впорскування, що є негативною осьовою силою, розмір якої залежить від конкретної конструкції автомобіля. У цьому випадку величина осьової сили лежить у номінальному режимі та на межах її зміни. [1]

1.2 Методи урівноваження осьової сили

1.2.1 Застосування симетричних щілинних ущільнень ступені

Для того щоб вирівняти силу тиску на основі і покриває диски задне щілинне ущільнення розташовується на одному рівні з переднім $d_{y1} = d_{y2}$ (Рис. 1.3). Якщо порожнину Б порівняти з порожниною А

розвантажувальними отворами в основному диску робочого колеса або обвідний трубою (показана пунктиром), то тиск в них буде практично однаковими і осьова сила T_{cm} буде збалансована. Для забезпечення рівності тисків площа перетину розвантажувальних отворів або обвідний трубі повинно бути не менше 5 площ зазору в щелевом ущільненні.

При такому способі балансування залишаються незбалансовані сили $T_{дин}$ і T_{cm}^* , за сприйняттям яких обчислюються і виділені підшипники. Зменшення ККД при цьому методі рівноваги оцінюється в 3 - 4% за рахунок збільшення об'ємних втрат і порушення структури потоку на вході в робоче колесо (у разі розвантаження отворів) [1].

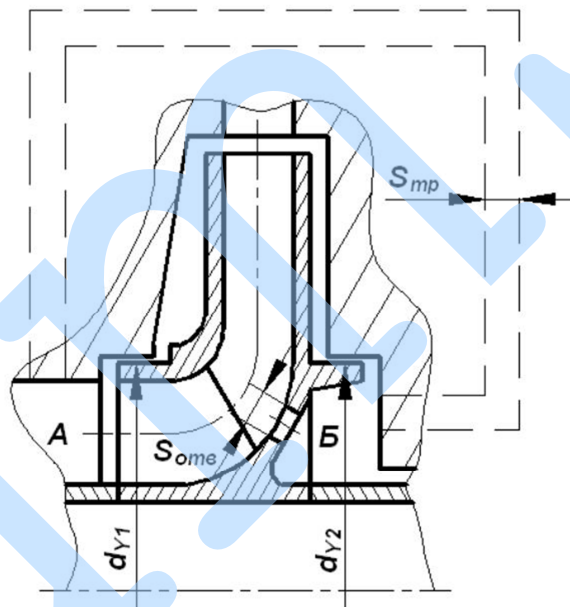


Рисунок 1.3 - Симетричні щілинні ущільнення ступені

1.2.2 Застосування робочого колеса двухстороннього входу

Урівноваження розвантажувальним диском. Спеціальне гідравлічний пристрій, що забезпечує повне рівновагу ротора багатоступінчастого насоса на всіх режимах, можна застосувати без напольгливої підшипника. Такий пристрій носить назву гідравлічна п'ята або розвантажувальний диск.

Урівноваження осьового тиску розвантажувальним диском забезпечує мінімальний розмір ротора в осьовому напрямку і розвантаження сальника з боку нагнітання від дії осьового зусилля. У цій схемі на одному валу з робочими колесами встановлюють диск так, що ротор разом з розвантажувальним диском представляють одну жорстку систему.

Такий диск розташовують із зовнішнього боку кришки корпусу в спеціальній камері, сполученій з боку коліс з областю нагнітання, а з іншого боку - з областю всмоктування через спеціальну трубку. Деяка незначна частина продуктивності насоса проходить з камери нагнітання в цю камеру розвантаження.

Пройшовши через вузьку радіальну щілину δ_1 між кільцем корпусу і диском, рідина втрачає на опір в щілині частина напору і надходить в камеру за диском з тиском $P_v < P_r$ звідки за спеціальною трубкою йде в усмоктувальний патрубок насоса.

При цьому розвантажувальний диск створює осьове зусилля, спрямоване в бік, протилежний осьової силі, що виникає на робочих колесах. Якщо діаметр розвантажувального диска підібрати таким, що його осьова сила буде дорівнює сумарній осьової силі всіх робочих коліс, то автоматично станеться урівноваження осьових тисків.

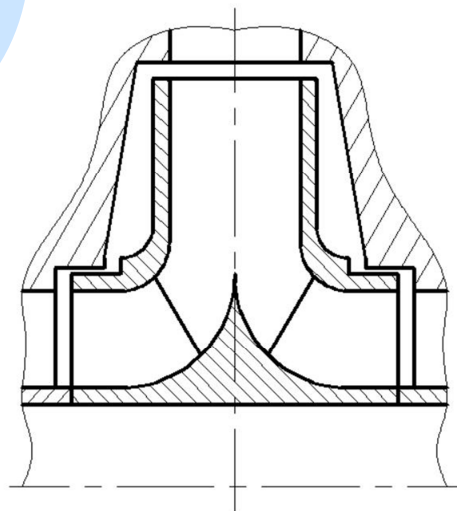


Рисунок 1.2 - Робоче колесо двостороннього входу

1.2.3 Установка радіальних ребер на основному диску робочого колеса

Імпеллер (рис. 1.4) закручує рідину в задній пазусі ($\omega_{жс} > \omega/2$), змінюючи тим самим епюру тиску. Імпелери бувають двох типів: з відкритими і закритими лопатками. Розвантажувальні ребра можуть бути розраховані як на повну, так і на часткову осьову розвантаження. Для сприйняття залишкової нерівноваженої осьової сили встановлюється завзятий підшипник. Застосування імпеллер пов'язано з додатковою витратою потужності і зниженням ККД насоса приблизно на 3 - 5%. Такий спосіб розвантаження часто застосовується в насосах, що перекачують забруднені рідини, так як ребра запобігають проникненню зважених часток в зазор між основним диском робочого колеса і корпусом насоса.

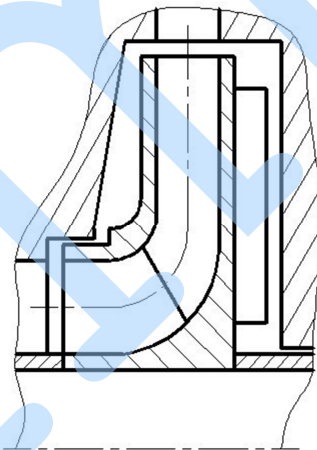


Рисунок 1.4 - Робоче колесо з імпеллером

1.2.4 Застосування гідроп'яти

Найбільш поширеним способом балансування осьової сили в секційних насосах є автоматичне балансування ротора з підводним крилом (рис. 1.7). Гідроп'ята має жорстко встановлений диск на валу 5, кільце підшипника що не рухається 2, циліндричний 1 і торцевий 3, що послідовно розташовані, і камеру 4, розділяє ці дроселі послідовно.

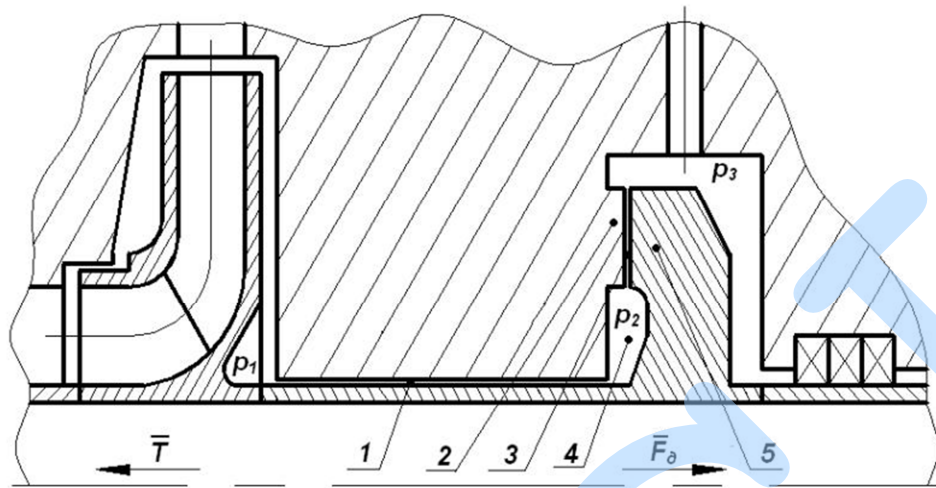


Рисунок 1.7 - Гідравлічна п'ята

Загальна зміна тиску на борту визначається як різниця між тиском впорскування та тиском у п'ятковій камері, яка, як правило, пов'язана байпасною трубою із входом у насос. Частина загального перепаду тиску задушується до остаточного дроселя, провідність якого залежить від осьового руху ротора. Наприклад, якщо ротор рухається вліво під надмірною осьовою силою, відхилення в остаточній установці зменшиться, що збільшить тиск у камері до рівня, що гарантує відновлення балансу ротора. На додаток до осьового балансу ротора, каблучки виконують додаткову функцію розвантаження остаточного ущільнення насоса впорскуванням високого тиску. З метою запобігання затримки в кінці дросельної заслінки п'ять в насосах, для яких причина роботи вимагає частого пуску - розрядники, встановлюються додаткові пристрої, які при низьких оборотах переміщують ротор в бік, збільшуючи кінцевий зазор. Температура рідини в камері набагато вища, ніж на вході в насос, через втрати енергії на в'язкість потоку в потоці та дросельних каналах. У деяких випадках температура може досягати критичної точки, при якій тиск у гідрофобній камері буде меншим, ніж тиск насиченої пари рідини. 'Додатковий циліндричний дросель майже завжди використовується для запобігання утворенню пари в кінцевому дросельному клапані..

1.2.5 Застосування розвантажувального барабана

Розвантажувальний барабан (думміс) складається з масивного циліндра, жорстко закріпленого на валу насоса (рис. 1.6). Між корпусом та барабаном утворюється циліндричний дросель з зазором 0,2-0,4 мм. Порожнина за барабаном з'єднана обвідною трубою з входом в насос, завдяки чому в цій порожнині підтримується тиск, наближеного рівню тиску на вході в насос. Для забезпечення цієї площі поперечного перерізу об'ємні труби повинні бути рівними щонайменше 4÷5 площі зазору в циліндричному дроселі барабана. В результаті різниці тисків в панелі з обох сторін на барабан буде діяти осьова сила, спрямоване в бік нагнітання, яке балансує осьову силу діючу на робочі колеса.

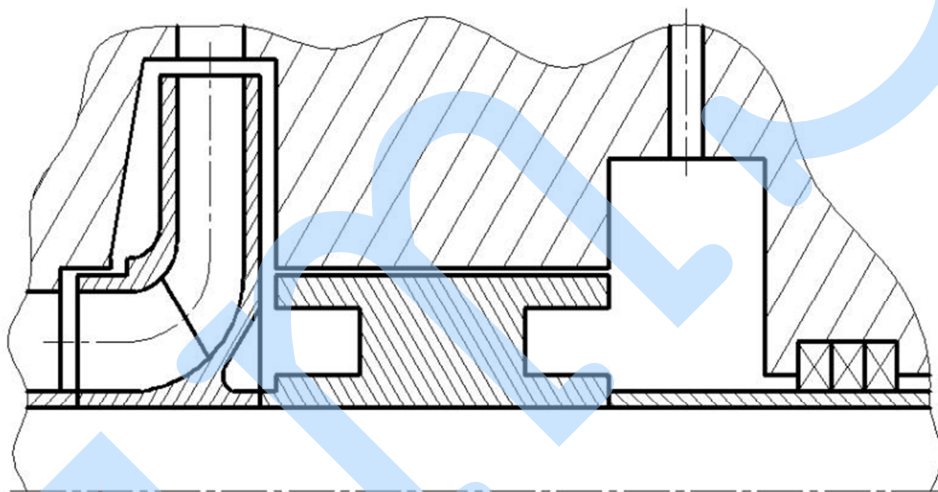


Рисунок 1.6 - Розвантажувальний барабан

Оскільки при роботі насоса осьова сила, що діє на ротор, може широко варіюватися в зміні режиму роботи, розвантажувальний барабан доповнюється стабільним підшипником, призначеним для прийняття відносно великих залишкових осьових навантажень. Довжина барабана вибирається з конструктивних причин, з урахуванням можливості забезпечення мінімального витoku для запобігання різкого зниження ефективності роботи насоса. Розвантажувальний барабан виконує дві функції: балансування осьового сили і зниження тиску перед кінцевим ущільненням на частині насоса. Перевагою розвантажувального пристрою (барабана) поряд з його конструктивною простотою є можливість зберегти

працездатність при виникненні пароутворення в насосі, що дуже важливо для енергетичних насосів .

1.2.6 Врівноваження за допомогою змінного торцевого дроселя

Найбільш природний спосіб осьової балансування ротора - виключити умови неврівноваженості осьових сил. Однак цей шлях ефективний тільки для насосів з відносно низькими параметрами. Усунення неврівноважених осьових сил досягається або забезпеченням повної геометричної симетрії, або штучним зміною розподілу швидкостей і тисків в камерах так, щоб результуючі сили тиску на обох бічних поверхнях колеса були рівні.

У насосах з геометричною симетрією ротора щодо середньої площині, перпендикулярній його осі, наприклад, в охолоджувальних насосах, залишкові (випадкові) осьові сили сприймаються наполегливими підшипниками або, як в подкачивающем насосі, наполегливим підшипником. До недоліків таких схем можна віднести додаткові гідравлічні втрати в передавальних каналах, збільшені габарити і металоємність, складність лиття та конструкції в цілому. У порівнянні з іншими способами осьової розвантаження ротора більш економічним буде автоматичне врівноваження сил тиску на обидві сторони робочого колеса за допомогою змінного дроселя, провідність якого буде іншим при осьовому зміщенні ротора (рис. 1.5). Допустимо, якщо під дією виниклої неврівноваженої осьової сили ротор зміститься вправо, то провідність змінного дроселя знизиться, і тиск в камері між заднім щільним ущільненням і змінним дроселем зросте до рівня, необхідного для урівноваження ротора. Різні модифікації такого способу врівноваження застосовуються в деяких конструкціях ГЦН і турбонасосних агрегатів реактивних двигунів. У деяких варіантах конструкцій насосів ротор кріпиться наполегливим підшипником, а робоче колесо має можливість вільно переміщатися по валу в осьовому напрямку.

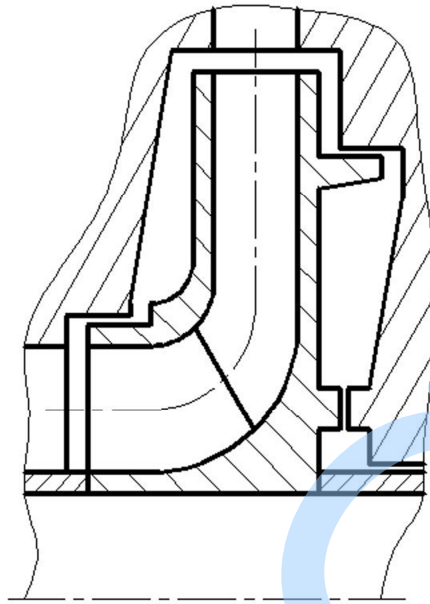


Рисунок 1.5 - Змінний торцевий дросель

1.2.7 Сприйняття осьової сили упорним підшипником

Зазначений метод осьової розвантаження з точки зору ККД насоса найкращий, тому що витрати потужності в цьому випадку мінімальні внаслідок порівняно малого значення коефіцієнта тертя наполегливих підшипників. Однак з точки зору надійності, сприйняття повної величини осьової сили наполегливим підшипником нераціонально, тому застосовується досить рідко в насосах потужністю до 10 кВт.

1.3 Принцип роботи врівноважуючого пристрою – гідроп'яти

Автоматичний врівноважуючий пристрій являє собою систему автоматичного управління, для якої осьове положення ротора (координата x) є регульованою величиною, осьова сила на робоче колесо - T і тиск P_1 і P_3 - зовнішні впливи, а ротор є об'єктом регулювання. Основними елементами системи є розвантажувальний диск 5, циліндричний зазор 1 з постійним гідравлічним опором і торцева щілина 3, опір якої змінюється в результаті зміни зазору h_2 за рахунок осьових переміщень ротора [3,4].

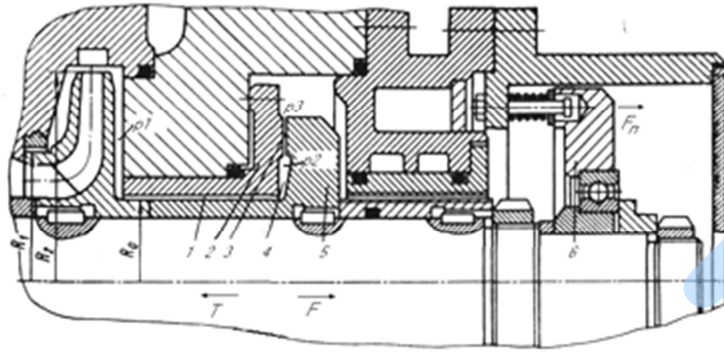


Рисунок 1.3 - Схема автоматичного врівноважуючого пристрою-гідроп'яти

Зі збільшенням осьової сили диск разом із ротором в цілому зміщується вліво. Зазор кінцевої щілини зменшується, що призводить до збільшення тиску в робочій порожнині п'яти. Одночасно зростає сила балансування F , що стискає. Таким чином, відбувається автоматичне розвантаження стійкості підшипника. Стани рівноваги каблук реалізуються при невеликих зазорах, що забезпечує роботу пристрою в умовах змащення робочої рідини підшипникової рідини, а також виконання функцій безконтактного торцевого ущільнення. [4]

Повною зміною тиску на п'яті є різниця між тиском нагнітання p_1 і тиском у камері за п'яткою. Майже завжди ця камера підключена до вхідного отвору насоса, потім p_3 - вхідного тиску. Частина загального перепаду тиску дросельної заслінки на кінці дросельної заслінки 3, провідність якої залежить від ширини зазору h_2 , тобто осьового положення ротора. Якщо під дією надмірної осьової сили ротор зміщується вліво, просвіт h_2 зменшується, а тиск p_2 зростає, відновлюючи рівну потужність діючого T , що діє на ротор, і врівноважуючи силу F , що діє на випускний диск. Таким чином, каблук автоматично підтримує осьовий баланс ротора. Залежність сили F від торцевого зазору є статичною характеристикою. [4]

В крайньому випадку, коли кінцевий зазор дорівнює нулю і немає витоку, тиск p_2 в камері отримує максимальне значення і дорівнює тиску перед циліндричним зазором, а ось розряду діє на максимальну осьову силу F . Інший крайній випадок, коли кінцевий зазор великий, майже весь перепад

тиску задихається на циліндричній тріщині, а тиск у камері падає до $p_2 - p_3$. У цьому випадку осьова сила зменшується до нуля.

Надійна робота пристрою для розвантаження насоса забезпечується при рівновазі ротора і зусиль диска і відсутності коливальних процесів із збільшенням амплітуди.

У всіх режимах роботи насоса кінцевий зазор і падіння тиску каблука повинні враховувати можливі зміни осьових сил ротора і нагнітального диска, їх прогини і величину напору насоса. [3,4]

Розвантажувальний пристрій повинен виконувати ці функції протягом певного періоду за наявності профілактичного обслуговування. Розвантажувальні пристрої для насосів передбачають такі вимоги:

- врівноваження осьових сил гирла в усіх режимах роботи насоса (робота під навантаженням, пуск і зупинка);
- кінцевий зазор гідравлічного каблука перевищує мінімально допустимий, а падіння тиску на завантажувальному диску менше загального
- мінімальний зазор змащувального шару гідродинамічного підшипника відповідає умові тертя рідини;
- розвантажувальний пристрій забезпечує роботу насоса не менше 15000 год без заміни за допомогою профілактичного ремонту;
- забори тертя в розвантажувальному пристрої не перевищують споживання енергії, пов'язаного з потоком рідини. [4]

Проблеми з роботою п'яти. Аналіз досвіду експлуатації показав, що частка пошкоджень гідропії насосів становить у середньому 2 - 8% від загальної кількості пошкоджень насоса. Причини шкоди можна розділити на дві групи. Перша група причин безпосередньо пов'язана з мінімально допустимим значенням кінцевого зазору, тобто з пошкодженнями, спричиненими збільшенням осьового зусилля ротора, прогинами ротора і корпусу насоса під час пуску, друга - непрямим з'єднанням з мінімально допустимий кінцевий зазор. Сюди входять: пошкодження гідропії через грубі виробничі дефекти (наприклад, насос повернувся в протилежному напрямку через дефект зворотного клапана, посилення бою диска тощо);

недоліки в експлуатації та ремонті насосів (збої в подачі, «випарювання», порушення заводського центрування внутрішнього та зовнішнього корпусів, встановлення запасних частин, на яких не дотримувався виробничий допуск тощо); дефекти конструкції каблука (ерозія та протікання води під частинами каблука, слабе натискання нерухомого каблука, розхитування гайки перед розвантажувальним диском та ін.); масштаб, решітка.

Першу групу причин слід враховувати при виборі мінімально допустимого кінцевого зазору.

Розміри торцевого зазору, отримані при припущенні лінійного перепаду тиску, з паралельними робочими кінцями трохи перевищують фактичні значення, і ця невідповідність зростає із збільшенням відношення довжини кінцевої щілини l_{sh} до зовнішнього радіуса R_a (рис. 1.9); ефективність використання площі диска між радіусами R_a і r_e зменшується зі збільшенням співвідношення l_{sh} / R_a . При цьому збільшується величина різниці тисків на диску h_{sh} і зменшується розмір торцевого люфту b_{sh} , збільшується небезпека задирок. Це спостерігається також при згинанні диска, коли кінцевий зазор буде дифузором і залежність тиску істотно відрізняється від лінійної.

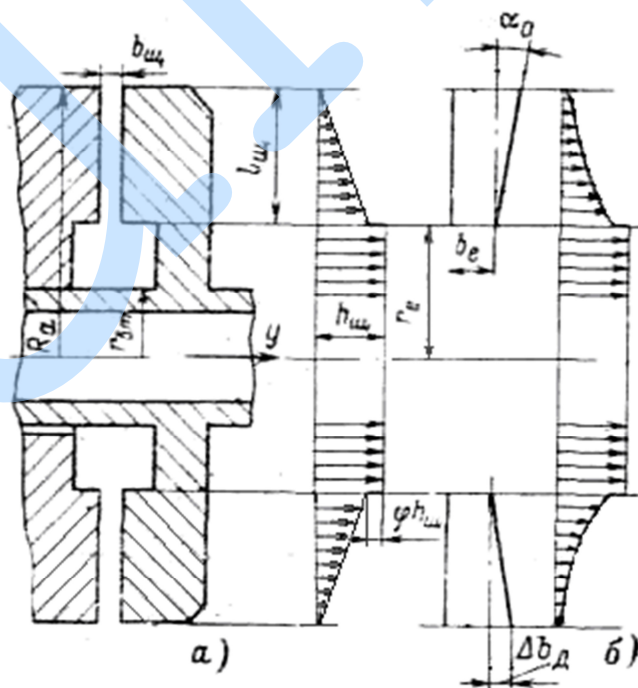


Рисунок 1.9 - Форма торцевого зазору і епюри розподілу тисків:

а) зазор при паралельних торцевих поверхнях ; б) диффузорний зазор

При виникненні диффузорного щілини тиск знижується як на вході в щілину, так і по довжині і епюра більш увігнута в порівнянні з зазором при паралельних торцевих поверхнях (рисунок 1.9). При цьому ефективність використання робочої торцевий поверхні знижується в порівнянні з паралельними торцями.

1.4 Висновки:

Коли насос працює на власному роторі, існує складна система сил, серед яких осьова сила є найбільшим абсолютним значенням. Для багатоступеневих насосів високого тиску вона вимірюється десятками, а то й сотнями тонн; отже, пристрої для врівноваження осьової сили є високонапруженими та високозатратними пристроями.

Переваги пристрою автоматичного врівноваження в основному пов'язані з тим, що він являє собою систему автоматичного керування торцевого зазору, несучої здатності та витоків. Це реалізується завдяки негативного зворотний зв'язку між величиною гідродинамічної сили і осьовим положенням ротора, що забезпечує автоматичну стабілізацію осьового положення ротора.

При проектуванні автоматичного балансувального пристрою необхідно враховувати можливість надмірного зменшення кінцевого зазору при можливих змінах осьової сили.

В даний час для великих багатоступеневих насосів високого тиску найефективнішим способом врівноваження осьових сил є використання автоматичного врівноважувального пристрою-гідроп'ят.

2 СТАТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

2.1 Течія рідини в циліндричному дроселі гідроляти. Оцінка впливу власного обертання стінок на гідравлічний опір каналу

Основна складова витрати напірного течії - витрата q_0 через концентрично канал з нерухомими стінками без урахування місцевих опорів. Елементарний витрата через концентрично канал оцінюється наближеною формулою:

$$q_0 = \left(\frac{2\Delta p H^2}{\rho \zeta_0} \right)^{0,5}, \quad \zeta_0 = \frac{\lambda_0 l_1}{2H}, \quad \lambda_0 = \frac{C}{\text{Re}_0} \quad (2.1)$$

де H - постійний по довжині зазор; ζ_0 - коефіцієнт гідравлічних втрат; λ_0 - коефіцієнт опору тертя; $\Delta p = p_1 - p_2$ - перепад тиску на циліндричній дроселі.

Для переходу до ексцентричного каналу потрібно постійний зазор H замінити на місцевий зазор h . Оскільки витрата напірного течії постійний по довжині, можна використовувати зазор в середньому перерізі $\square_* = H(1 - \varepsilon_s)$:

$$q_\varepsilon = \left[\frac{2\Delta p H^2 (1 - \varepsilon_s)^2}{\rho \zeta_\varepsilon} \right]^{1/2} = \left(\frac{2\Delta p H^2}{\rho \zeta_0} \right)^{1/2} (1 - \varepsilon_s) \left(\frac{\zeta_0}{\zeta_\varepsilon} \right)^{1/2},$$

$$\frac{q_\varepsilon}{q_0} = (1 - \varepsilon_s) \left(\frac{\zeta_0}{\zeta_\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad \zeta_\varepsilon = \frac{\lambda l_1}{2H(1 - \varepsilon_s)},$$

$$\lambda = \frac{C}{\text{Re}_\varepsilon^n} = \lambda_0 \left(\frac{\text{Re}_0}{\text{Re}_\varepsilon} \right)^n = \lambda_0 \left(\frac{q_0}{q_\varepsilon} \right)^n; \quad \left(\frac{\zeta_0}{\zeta_\varepsilon} \right)^{1/2} = (1 - \varepsilon_s)^{1/2} \left(\frac{q_0}{q_\varepsilon} \right)^{n/2}.$$

де λ_0, ζ_0 - коефіцієнт опору тертя і коефіцієнт гідравлічних втрат на тертя по довжині концентрично зазору між нерухомими циліндрами; $\varepsilon_s =$

$\varepsilon_1 \cos \varphi_1 - \varepsilon_2 \cos \varphi_2$, де $\varepsilon_{1,2}$ - відносний ексцентриситет, $\varphi_{1,2}$ - кутові координати.

Порівнюючи відносини витрат, отримаємо

$$q_\varepsilon = q_0 (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2-n}}, \quad (2.2)$$

витрата q_* через ексцентричний канал з обертовими стінками без урахування місцевих опорів відрізняється коефіцієнтом опору тертя λ_* :

$$q_* = \left[\frac{2\Delta p H^2 (1 - \varepsilon_s)^2}{\rho \zeta_*} \right]^{\frac{1}{2}} = q_\varepsilon \left(\frac{\zeta_\varepsilon}{\zeta_*} \right)^{\frac{1}{2}} = q_\varepsilon \left(\frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_*} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.3)$$

Повний коефіцієнт опору тертя λ_U пов'язаний з повним дотичним напруженням на стінках наступним співвідношенням:

$$\lambda_U = \frac{4\tau_U}{\rho U^2 / 2}, \quad (2.4)$$

а формулою Блазіуса пов'язаний з відповідним числом Рейнольдса:

$$\lambda_U = \frac{C}{\text{Re}_U^n}, \quad \text{Re}_U = \frac{2\rho U H (1 - \varepsilon_s)}{\mu}, \quad (2.5)$$

де U - середня швидкість рідини, наприклад, в половині зазору, що прилягає до зовнішньої стінки (рисунок 2.1), щодо цієї стінки.

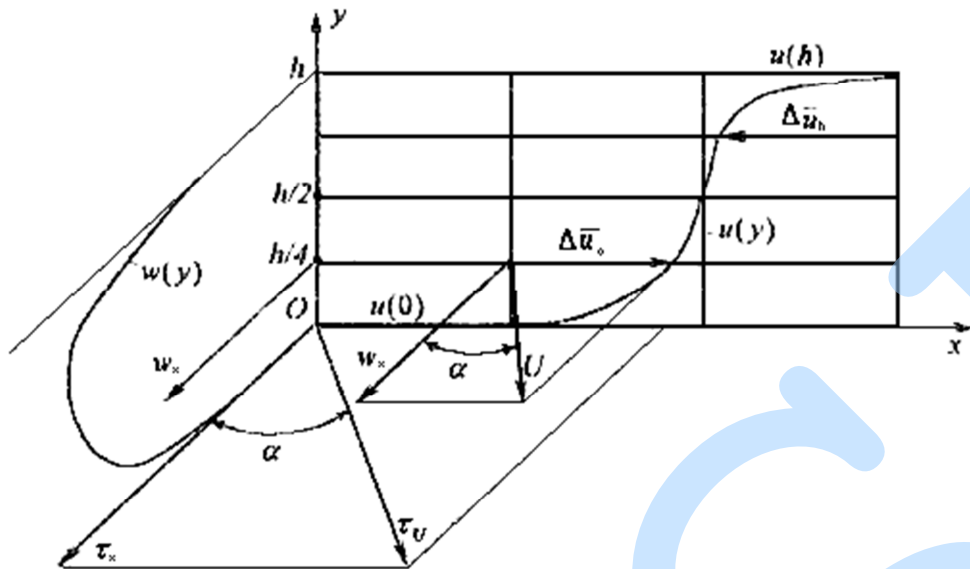


Рисунок 2.1 - Проекції швидкостей і дотичних напружень в зазорі між обертовими циліндрами:

$w(y)$ - сумарна осьова швидкість; $u(y)$ - сумарна окружна швидкість;
 y - місцева поперечна координата точок зазору

Окружна швидкість в нижній половині зазору для будь-якого режиму течії описується ступеневою функцією:

$$u(y) = u(0) + \Delta u \left(\frac{2y}{h} \right)^m, \quad 0 \leq y \leq \frac{h}{2},$$

$$\Delta u = 0,5[u(h) - u(0)],$$

показник ступеня $m = 7$ і $m = 1/7$ для ламінарного і турбулентного течій,
 $m = 0$ для автотурбулентної області турбулентної течії. Середня щодо зовнішньої стінки окружна швидкість:

$$\Delta \bar{u}_0 = \frac{2}{h} \int_0^{0,5h} u(y) dy - u_0 = -\Delta \bar{u}_h = \frac{\Delta u}{1+m}. \quad (2.6)$$

В даному випадку ми маємо автотурбулентну область турбулентного течії в циліндричному каналі. Таким чином $\Delta \bar{u}_0 = \Delta u$.

Результуюча середня відносна швидкість:

$$U = \sqrt{w_*^2 + \Delta \bar{u}_0} = w_* \sqrt{1 + \eta^2}, \quad \eta = \frac{\Delta u_0}{w_*} = \frac{h \Delta u_0}{h w_*} = \frac{h \Delta u_0}{q_*} \quad (2.7)$$

Як впливає з рисунка(3.1) осьова проекція дотичного напруження, необхідна для обчислення λ_* ,

$$\tau_* = \tau_U \cos \alpha = \tau_U \frac{w_*}{U} = \frac{1}{8} \lambda_U \rho U^2 \frac{w_*}{U}$$

за визначенням $\tau_* = \frac{1}{8} \lambda_* \rho w_*^2$. Порівнюючи останні вирази з урахуванням (3.5) знайдемо:

$$\lambda_* = \lambda_U \frac{U}{w_*} = \frac{C}{\text{Re}_U^n} \frac{U}{w_*} = \frac{C}{\text{Re}_U^n} \frac{\text{Re}_U}{\text{Re}_*} = C \frac{\text{Re}_U^{1-n}}{\text{Re}_*}$$

Висловимо Re_U через $\text{Re}_* = 2 \rho w_* h_* / \mu$, Приймаючи в першому наближенні-ванні $w_* h_* \approx q_\varepsilon$, $\text{Re}_* \approx \text{Re}_\varepsilon$:

$$\text{Re}_U = \frac{2 \rho \rho U_*}{\mu} = \frac{2 \rho \rho_\varepsilon}{\mu} \sqrt{1 + \eta^2} = \text{Re}_\varepsilon \sqrt{1 + \eta^2}$$

Після підстановки в попередній вираз, отримаємо:

$$\lambda_* = \frac{C}{\text{Re}_*^n} (1 + \eta^2)^{\frac{1-n}{2}} = \lambda_\varepsilon (1 + \eta^2)^{\frac{1-n}{2}} \quad (2.8)$$

Знайдене значення коефіцієнта опору тертя через параметр η враховує власне обертання концентричних циліндрів. З урахуванням (3.8) витрата (3.3) набуде вигляду:

$$q_* = q_\varepsilon (1 + \eta^2)^{\frac{1-n}{4}} = q_0 (1 + \eta^2)^{\frac{1-n}{4}} (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2-n}}. \quad (2.9)$$

Для даного випадку, коли в циліндричному дроселі спостерігається автономна область турбулентного течії, можна записати:

$$q_* = q_\varepsilon (1 + \eta^2)^{\frac{1}{4}} = q_0 (1 + \eta^2)^{\frac{1}{4}} (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.10)$$

У параметр $\eta = \frac{h\Delta u_0}{q_*}$ входить шуканий витрата, тому (3.9) є складним алгебраїчним рівнянням щодо q_* . В якості першого, достатнього для практичних розрахунків, наближення будемо приймати $\eta = \eta_0 = \frac{H\Delta u_0}{q_0}$.

2.2 Вплив місцевих опорів на витрату напірного течії

Наявність місцевих опорів вимагає витрати перепаду тиску Δp_1 на їх подолання. В результаті, зменшується перепад тиску $\Delta p' = \Delta p - \Delta p_1$, що витрачаються на подолання опорулення тертя по довжині каналу, тобто на створення витрати.

$$\Delta p' = \Delta p \left\{ 1 - (1 - \varepsilon_s) \left[\frac{\chi_1}{(1 + \alpha)^2} - \frac{\chi_2}{(1 - \alpha)^2} \right] \right\}, \quad (2.11)$$

де $\chi_1 = \frac{\zeta_{11}}{\zeta_0}$, $\chi_2 = \frac{\zeta_{12}}{\zeta_0}$ - відносні коефіцієнти гідравлічних втрат на вході і на виході з каналу;

ζ_0 - сумарний коефіцієнт гідравлічних втрат;

$\alpha = \frac{\theta_s + \theta_0}{1 - \varepsilon_s}$ - показник конусности кільцевого каналу;

θ_s - узагальнений параметр перекосу;

θ_0 - узагальнений параметр конусності вала і втулки.

Для оцінки впливу місцевих опорів введемо перепад? P / в вираз витрат q_0 (3.1). Після цього витрата (3.10), позначимо q_1 :

$$q_1 = q_0 (1 + \eta_0^2)^{\frac{1}{4}} (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2}} \left\{ 1 - (1 - \varepsilon_s) \left[\frac{\chi_1}{(1 + \alpha)^2} - \frac{\chi_2}{(1 - \alpha)^2} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2.12)$$

Для подальшого інтегрування по колу розкладемо в ряд біном, що містять узагальнені координати ε_s , θ_s . Збережемо в розкладах квадратичні члени, так як саме вони разом з вільними членами дають відмінні від нуля значення інтегралів. Третіми і вище ступенями координат будемо нехтувати. Введемо позначення:

$$A_1 = \frac{\chi_1}{(1 + \alpha)^2} \approx \chi_1 (1 - 2\alpha + 3\alpha^2), \quad A_2 = \chi_2 (1 + 2\alpha + 3\alpha^2),$$

де

$$\alpha = \frac{\theta_s + \theta_0}{1 - \varepsilon_s} \approx (\theta_s + \theta_0)(1 + \varepsilon_s + \varepsilon_s^2) \approx \theta_0(1 + \varepsilon_s + \varepsilon_s^2) + \theta_s(1 + \varepsilon_s)$$

$$\alpha^2 = \theta_0^2(1 + 2\varepsilon_s + 3\varepsilon_s^2) + 2\theta_0\theta_s(1 + 2\varepsilon_s) + \theta_s^2, \quad (2.13)$$

$$\chi_m = \chi_1 + \chi_2, \quad \Delta\chi = \chi_1 - \chi_2.$$

Використовуючи прийняті позначення, представимо витрату (2.12) у вигляді:

$$\begin{aligned}
q_1 &= q_0 (1 + \eta_0^2)^{\frac{1}{4}} (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2}} [1 - (1 - \varepsilon_s)(A_1 - A_2)]^{\frac{1}{2}} \approx \\
&\approx q_0 (1 + \eta_0^2)^{\frac{1}{4}} (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2}} \left[1 - \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_s)(A_1 - A_2) - \frac{1}{8}(1 - \varepsilon_s)^2 (A_1 - A_2)^2 \right] = \\
&q_0 (1 + \eta_0^2)^{\frac{1}{4}} \left(1 + \delta \bar{q}_\varepsilon - \frac{1}{2} \delta \bar{q}_{\chi_1} - \frac{1}{8} \delta \bar{q}_{\chi_2} \right);
\end{aligned} \tag{2.14}$$

поправки на вплив ексцентриситету і місцевих опорів:

$$\begin{aligned}
\delta \bar{q}_\varepsilon &= (1 - \varepsilon_s)^{\frac{3}{2}} - 1, \\
\delta \bar{q}_{\chi_1} &= (1 - \varepsilon_s)^{\frac{5}{2}} (A_1 - A_2) \approx \left[1 - \frac{5}{2} \varepsilon_s + \frac{15}{8} \varepsilon_s^2 \right] (A_1 - A_2), \\
\delta \bar{q}_{\chi_2} &\approx \left[1 - \frac{7}{2} \varepsilon_s + \frac{35}{8} \varepsilon_s^2 \right] (A_1 - A_2).
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Наближені вирази дужок, що враховують місцеві опираючись-ня,

$$\begin{aligned}
A_1 - A_2 &\approx \Delta \chi - 2 \chi_m \alpha + 3 \Delta \chi \alpha^2, \\
(A_1 - A_2)^2 &\approx \Delta \chi^2 - 4 \chi_m \Delta \chi \alpha + 2(2 \chi_m^2 + 3 \Delta \chi^2) \alpha^2.
\end{aligned}$$

Підставивши в останні вираження значення α (2.13) за формулами обчислимо поправки до елементарного витраті:

$$\delta\bar{q}_\varepsilon \approx \frac{3}{2}\varepsilon_s + \frac{3}{8}\varepsilon_s^2,$$

$$\delta\bar{q}_{\chi_1} = \Delta\chi - \frac{5}{2}\Delta\chi\varepsilon_s + \frac{15}{8}\Delta\chi\varepsilon_s^2 - 2\chi_m[\theta_0(1+\varepsilon_s+\varepsilon_s^2)+\theta_s(1+\varepsilon_s)] + 5\chi_m[\theta_0(\varepsilon_s+\varepsilon_s^2)+\theta_s\varepsilon_s] + 3\Delta\chi[\theta_0^2(1+2\varepsilon_s+3\varepsilon_s^2)+2\theta_0\theta_s(1+\varepsilon_s)+\theta_s^2]$$

$$\delta\bar{q}_{\chi_2} = \Delta\chi^2\left(1 - \frac{7}{2}\varepsilon_s + \frac{35}{8}\varepsilon_s^2\right) - 4\chi_m\Delta\chi[\theta_0(1+\varepsilon_s+\varepsilon_s^2)+\theta_s(1+\varepsilon_s)] + 14\chi_m\Delta\chi[\theta_0(1+\varepsilon_s+\varepsilon_s^2)+\theta_s(1+\varepsilon_s)] + 2(2\chi_m^2+3\Delta\chi^2) \times [\theta_0^2(1+2\varepsilon_s+3\varepsilon_s^2)+2\theta_0\theta_s(1+\varepsilon_s)+\theta_s^2]$$

(2.16)

2.3 Повна витрата через кільцевий зазор

Повна витрата через кільцевої зазор отримуємо шляхом інтегрування по колу вирає (2.14) :

$$Q_1 = \int_0^{2\pi} q_1 r_1 d\varphi = q_0 r_1 (1 + \eta^2)^{\frac{1}{4}} \int_0^{2\pi} \left(1 + \delta\bar{q}_\varepsilon - \frac{1}{2}\delta\bar{q}_{\chi_1} - \frac{1}{8}\delta\bar{q}_{\chi_2}\right) d\varphi$$

(2.17)

Поправки (2.16) під знаком інтеграла містять змінюються по колу узагальнені радіальні і кутові координати ε_s , θ_s , а також їх квадрати і твори. Розкриємо їх зв'язок з кутовими координатами $\varphi_{1,2}$:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_1 \cos \varphi_1 - \varepsilon_2 \cos \varphi_2,$$

$$\varepsilon_s^2 = \varepsilon_1^2 \cos^2 \varphi_1 - 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + \varepsilon_2^2 \cos^2 \varphi_2,$$

$$\theta_s = \theta_{1x} \cos \varphi_1 + \theta_{1y} \sin \varphi_1 - \theta_{2x} \cos \varphi_2 + \theta_{2y} \sin \varphi_2.$$

де $\varphi_2 = \varphi_1 - \varphi_0$ тому

$$\cos \varphi_2 = \cos \varphi_1 \cos \varphi_0 + \sin \varphi_1 \sin \varphi_0,$$

$$\sin \varphi_2 = \sin \varphi_1 \cos \varphi_0 - \cos \varphi_1 \sin \varphi_0.$$

Інтегралі (2.17) від перших ступенів узагальнених координат рівні нулю, а від постійної складової, квадратів і творів рівні такими виразами:

$$I_0 = \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi,$$

$$I_1 = \int_0^{2\pi} \varepsilon_s^2 d\varphi = \pi(\varepsilon_1^2 - 2\varepsilon_1\varepsilon_2 \cos \varphi_0 + \varepsilon_2^2),$$

$$I_2 = \int_0^{2\pi} \theta_s^2 d\varphi = \pi[\theta_{1x}^2 + \theta_{1y}^2 - 2(\theta_{1x}\theta_{2x} + \theta_{1y}\theta_{2y})\cos \varphi_0 + 2(\theta_{1x}\theta_{2y} - \theta_{1y}\theta_{2x})\sin \varphi_0 + \theta_{2x}^2 + \theta_{2y}^2]$$

$$I_3 = \int_0^{2\pi} \varepsilon_s \theta_s d\varphi = \pi[\varepsilon_1\theta_{1x} - (\varepsilon_1\theta_{2x} + \varepsilon_2\theta_{1x})\cos \varphi_0 + 2(\varepsilon_1\theta_{2y} - \varepsilon_1\theta_{1y})\sin \varphi_0 + \varepsilon_2\theta_{2x}]$$

Підставами вираження (2.16) і отримані вирази інтегралів в формулу (2.17). В результаті повний витрата через кільцевої канал з обертовими стінками, з урахуванням ексцентриситету та місцевих опорів можна записати в такий спосіб:

$$Q_1 = Q_0(1 + \eta_0^2)^{\frac{1}{4}}(1 + \Delta\bar{Q}_\varepsilon - \Delta\bar{Q}_\chi), \quad (2.18)$$

де

$$Q_0 = 2\pi r_1 q_0,$$

$$\Delta\bar{Q}_\varepsilon = \frac{3}{16}(\varepsilon_1^2 - 2\varepsilon_1\varepsilon_2 \cos \varphi_0 + \varepsilon_2^2), \quad (2.19)$$

$$\Delta\bar{Q}_\chi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left(\delta\bar{q}_{\chi 1} + \frac{1}{4} \delta\bar{q}_{\chi 2} \right) d\varphi = \frac{1}{4\pi} (B_0 I_0 + B_1 I_1 + B_2 I_2 + B_3 I_3)$$

тут $\Delta\bar{Q}_\varepsilon$ і $\Delta\bar{Q}_\chi$ - поправки до витрати на вплив ексцентриситету і місцевих опорів відповідно.

$$B_0 = \Delta\chi(1 + 3\theta_0^2) + \frac{1}{4}\Delta\chi^2(1 + 6\theta_0^2) - \chi_m\theta_0(2 - \chi_m\theta_0) - \chi_m\Delta\chi\theta_0,$$

$$B_1 = \Delta\chi\left[\frac{15}{8}(1 + 3\theta_0^2) - 6\theta_0^2\right] - \frac{3}{4}\chi_m\theta_0 + \frac{5}{2}\chi_m\Delta\chi\theta_0 + \left(\chi_m^2 + \frac{3}{2}\Delta\chi^2\right)\left(3\theta_0^2 - \frac{21}{8}\theta_0\right),$$

$$B_2 = 3\Delta\chi + \frac{3}{2}\Delta\chi^2 + \chi_m^2,$$

$$B_3 = 3\chi_m - 3\Delta\chi\theta_0 - 3\chi_m^2\theta_0 + \frac{5}{2}\chi_m\Delta\chi - \frac{9}{2}\Delta\chi^2\theta_0.$$

2.4 Течія рідини в торцевому дроселі гідропяти

Облік місцевих втрат і деформацій диска гідропяти при визначенні гідродинамічних характеристик торцевого дроселя

Для ряду задач облік втрат на подолання місцевих опорів має досить велике значення. З урахуванням місцевих втрат граничні умови для тиску візьмуть вигляд:

$$\text{при } r = r_3 \quad p''_3 = p_3 - \Delta p_3,$$

$$\text{при } r = r_2 \quad p''_2 = p_2 - \Delta p_2,$$

де $\Delta p_{2,3}$ - місцеві гідравлічні втрати на вході і на виході каналу.

Повний перепад тиску на торцевій щілині:

$$\Delta p'' = p_2'' - p_3'' = \zeta_{11} \frac{\rho \bar{v}_2^2}{2} + \zeta_2 \frac{\rho \bar{v}_m^2}{2} - \zeta_{12} \frac{\rho \bar{v}_3^2}{2} = \zeta_p \frac{\rho \bar{v}_m^2}{2}, \quad (2.21)$$

де ζ_{11} - коефіцієнт місцевих втрат на радіусі r_2 ;

ζ_{12} - коефіцієнт місцевих втрат на радіусі r_3 ;

ζ_2 - коефіцієнт втрат по довжині каналу;

ζ_p - коефіцієнт повних втрат на торцевому дроселі;

\bar{v}_2 , \bar{v}_m і \bar{v}_3 - усереднена швидкість радіального потоку на внутрішньому r_2 , середньому r_m і зовнішньому r_3 радіусах відповідно.

Коефіцієнти місцевих втрат є постійними величинами і мають таке значення: втрати на вході в канал $\zeta_{11} = 1,5$, Втрати на виході каналу $\zeta_{12} = 0,2\zeta_{11}$.

Коефіцієнт втрат по довжині каналу:

$$\zeta_2 = \frac{\lambda b_c}{2l_m}, \quad (2.22)$$

$\lambda = C/Re^n$ - коефіцієнт опору тертя, $Re = \frac{2\rho|\bar{v}_m|l_m}{\mu}$ - число Рейнольдса основного радіального потоку. значення постійних C і n в залежності від режиму течії наведені в таблиці

Таблиця 2.1 - Постійні n і C для різних режимів

Режим течії	n	C
Ламінарний	1	96
Турбулентний	0,24	0,307
Автомодельного області турбулентного течії	0	0,06

Для вирішення задачі течії рідини в торцевому дроселі використовують усереднені рівняння нерозривності і рівняння Рейнольдса.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial r} (r h \bar{V}_r) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (h \bar{V}_\varphi) + r \bar{V}_z = 0, \\ \frac{dp}{dr} = -\frac{k_r \mu}{r h^3} q. \end{cases} \quad (2.23)$$

З усередненого рівняння нерозривності елементарний витрата рідини через торцевий дросель можна записати як:

$$q_2 = \bar{v} h r = q_p - r^2 \frac{u_1}{2} - r^3 \frac{u_2}{3} = q_p \left[1 - (1 + \Lambda y)^2 \bar{v}_{cz} - (1 + \Lambda y)^3 \bar{v}_{c\gamma} \right], \quad (2.24)$$

де $q_p = \bar{v}_m h_m r_m$ - не залежить від радіуса складова витрат;

\bar{v}_m - складова радіальної швидкості на середньому радіусі;

$r = r_m (1 + \Lambda y)$ - поточний радіус;

$h = h_m (1 + \theta_m y)$ - поточний зазор;

$$h_m = h_{m0} + z + r_m (\theta_x \sin \varphi - \theta_y \cos \varphi) = 1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi)$$

складова зазору на середньому радіусі;

$$\bar{z} = \frac{z}{h_{m0}}; \quad \bar{\theta}_x = \frac{r_2}{h_{m0}} \theta_x; \quad \bar{\theta}_y = \frac{r_2}{h_{m0}} \theta_y; \quad \Lambda = \frac{b_c}{2r_m};$$

$u_1 = \dot{z}$ (Швидкість осьового переміщення стінки диска) і

$$u_2 = r_m \left[\left(\dot{\bar{\theta}}_x + \frac{\omega}{2} \bar{\theta}_y \right) \sin \varphi - \left(\dot{\bar{\theta}}_y - \frac{\omega}{2} \bar{\theta}_x \right) \cos \varphi \right]$$

(швидкість кутових переміщень) - складові витрати потоку витіснення;

$$\bar{v}_{cz} = \frac{r_m}{2\bar{v}_m} \dot{z} \quad - \text{швидкість осьового переміщення стінки диска};$$

$$\bar{v}_{c\gamma} = \frac{r_m}{3\bar{v}_m} \frac{r_m}{r_2} \left[\left(\dot{\bar{\theta}}_x + \frac{\omega}{2} \bar{\theta}_y \right) \sin \varphi - \left(\dot{\bar{\theta}}_y - \frac{\omega}{2} \bar{\theta}_x \right) \cos \varphi \right] \quad - \text{швидкість кутових}$$

переміщень стінки диска.

Тоді швидкість на поточному радіусі:

$$\bar{v} = \frac{q_2}{rh} = \frac{q_p / r_m h_{m0}}{1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi)} \frac{1 - (1 + \Lambda y)^2 \bar{v}_{cz} - (1 + \Lambda y)^3 \bar{v}_{cy}}{(1 + \Lambda y)(1 + \theta_m y)} \quad (2.25)$$

Пульсації тиску на внутрішньому δp_2 радіусі ведуть до появи додаткового потоку δq_p . Уявімо постійну складову витрат q_p як:

$$q_p = q_0 \left[1 + \delta \bar{q}_p + v_z \bar{z} + v_\gamma \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) + v_{cz} \bar{v}_{cz} + v_{cy} \bar{v}_{cy} \right] \quad (2.26)$$

Перепад тиску на торцевому дроселі з урахуванням місцевих втрат:

$$\Delta p'' = p_2'' - p_3'' = \left(p_2 - \zeta_{11} \frac{\rho \bar{v}_2^2}{2} \right) - \left(p_3 - \zeta_{12} \frac{\rho \bar{v}_3^2}{2} \right) \quad (2.27)$$

Змінемо вираз:

$$\bar{v}_2^2 = \frac{q_p^2 / r_m^2 h_{m0}^2}{\left[1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) \right]^2} \frac{\left[1 - (1 - \Lambda)^2 \bar{v}_{cz} - (1 - \Lambda)^3 \bar{v}_{cy} \right]^2}{(1 - \Lambda)^2 (1 - \theta_m)^2}$$

$$\bar{v}_3^2 = \frac{q_p^2 / r_m^2 h_{m0}^2}{\left[1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) \right]^2} \frac{\left[1 - (1 + \Lambda)^2 \bar{v}_{cz} - (1 + \Lambda)^3 \bar{v}_{cy} \right]^2}{(1 + \Lambda)^2 (1 + \theta_m)^2}$$

тут

$$\frac{1}{(1 + \theta_m)^2} = \frac{1}{(1 + \bar{\beta})^2} \left[1 + \frac{2\bar{\beta}}{1 + \bar{\beta}} \bar{z} + \frac{2(\bar{\beta} - \Lambda) r_m}{1 + \bar{\beta}} \frac{(\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi)}{r_2} \right],$$

$$\frac{1}{(1 - \theta_m)^2} = \frac{1}{(1 - \bar{\beta})^2} \left[1 - \frac{2\bar{\beta}}{1 - \bar{\beta}} \bar{z} - \frac{2(\bar{\beta} - \Lambda) r_m}{1 - \bar{\beta}} \frac{(\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi)}{r_2} \right],$$

$$\text{де } \bar{\beta} = \frac{b_c}{2} \frac{\beta}{\square_{m0}}.$$

Після перетворень вираз перепаду тиску на торцевому дроселі набуде вигляду:

$$\begin{aligned} \Delta p'' = p_2'' - p_3'' = & \left(p_2 - \zeta_{11} \frac{\rho \bar{v}_2^2}{2} \right) - \left(p_3 - \zeta_{12} \frac{\rho \bar{v}_3^2}{2} \right) = \Delta p + \delta p_2 - \\ & - \Delta p \frac{\zeta_{11}' - \zeta_{12}'}{\zeta_0} (1 + \delta \bar{q}_p)^2 + 2\Delta p \left\langle \left[\frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} \frac{1}{1 - \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} \frac{1}{1 + \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{11}' - \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_z \right] \bar{z} + \right. \\ & + \left[\frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} \frac{1 - \Lambda}{1 - \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} \frac{1 + \Lambda}{1 + \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{11}' - \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_\gamma \right] \cdot \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) + \\ & + \left[\frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} (1 - \Lambda)^2 - \frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} (1 + \Lambda)^2 - \frac{\zeta_{11}' - \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_{cz} \right] \bar{v}_{cz} + \\ & \left. + \left[\frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} (1 - \Lambda)^3 - \frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} (1 + \Lambda)^3 - \frac{\zeta_{11}' - \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_{c\gamma} \right] \bar{v}_{c\gamma} \right\rangle, \end{aligned} \quad (2.28)$$

Сума тисків на вході і виході торцевого дроселя з урахуванням місцевих втрат:

$$\begin{aligned} \Sigma p'' = p_2 + p_3 = & \left(p_2 - \zeta_{11} \frac{\rho \bar{v}_2^2}{2} \right) + \left(p_3 - \zeta_{12} \frac{\rho \bar{v}_3^2}{2} \right) = (p_2 + p_3) + \delta p_2 - \\ & - \Delta p \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} (1 + \delta \bar{q}_p)^2 + 2\Delta p \left\langle \left[\frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} \frac{1}{1 + \bar{\beta}} + \frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} \frac{1}{1 - \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_z \right] \bar{z} + \right. \\ & + \left[\frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} \frac{1 + \Lambda}{1 + \bar{\beta}} + \frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} \frac{1 - \Lambda}{1 - \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_\gamma \right] \cdot \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) + \\ & + \left[\frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} (1 + \Lambda)^2 + \frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} (1 - \Lambda)^2 - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_{cz} \right] \bar{v}_{cz} + \\ & \left. + \left[\frac{\zeta_{12}'}{\zeta_0} (1 + \Lambda)^3 + \frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} (1 - \Lambda)^3 - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_{c\gamma} \right] \bar{v}_{c\gamma} \right\rangle, \end{aligned} \quad (2.29)$$

де параметри без урахування осьових і кутових коливань: коефіцієнти місцевих втрат $\zeta_{12}' = \frac{\zeta_{12}}{(1+\Lambda)^2(1+\beta)^2}$ і $\zeta_{11}' = \frac{\zeta_{11}}{(1-\Lambda)^2(1-\beta)^2}$, Коефіцієнт втрат по

довжині каналу $\zeta_{2m0} = \frac{C}{\text{Re}_0^n} \frac{b_c}{2h_{m0}} = \frac{Cb_c}{2h_{m0}} \left(\frac{\mu}{2\rho|\bar{v}_{m0}|h_{m0}} \right)^n$, Швидкість на

середньому радіусі $\bar{v}_{m0} = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho\zeta_0}}$, Коефіцієнт повних втрат

$$\zeta_0 = \zeta_{11}' + \zeta_{2m0} - \zeta_{12}'.$$

Знайдемо модифікований коефіцієнт тертя в радіальному напрямку, що входить в рівняння Рейнольдса:

$$k_r = \frac{\lambda \text{Re}}{8} = \frac{C}{\text{Re}^n} \frac{\text{Re}}{8} = \frac{C}{8} \text{Re}^{1-n} = k_{r0} \left(\frac{\text{Re}}{\text{Re}_0} \right)^{1-n} = k_{r0} K,$$

де

$$k_{r0} = \frac{C}{8} \text{Re}_0^{1-n}, \quad \text{Re}_0 = \frac{2\rho|\bar{v}_{m0}|h_{m0}}{\mu}, \quad K = \left(\frac{\bar{v}h}{\bar{v}_{m0}h_{m0}} \right)^{1-n} = \left(\frac{q}{q_0} \right)^{1-n} \left(\frac{r_m}{r} \right)^{1-n}.$$

Рівняння Рейнольдса з урахуванням (2.2.9) і з урахуванням того, що в дроселі спостерігається автономна область турбулентного течії, набуде вигляду:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{k_{r0}\mu}{r_m h_{m0}^3} q_0 \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \left[1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) \right]^{-3} \frac{1}{(1+\Lambda y)^2 (1+\theta_m y)^3}. \quad (2.30)$$

Підставляючи вирази для витрати і інтегруючи, знайдемо розподіл тиску по радіусу:

$$\begin{aligned}
p''(y) = & -\frac{k_{r0}\mu}{r_m h_{m0}^3} \frac{b_c}{2} q_0 \left(\frac{q_p}{q_0}\right)^2 \left[1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi)\right]^{-3} \cdot \\
& \cdot \left\langle y - \frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} y^2 + (\Lambda^2 + 2\Lambda\theta_m + 2\theta_m^2) y^3 - \right. \\
& \quad \left. - 2\left(y - \frac{3\theta_m}{2} y^2 + 2\theta_m^2 y^3\right) \bar{v}_{cz} - \right. \\
& \quad \left. - 2\left[y + \frac{\Lambda - 3\theta_m}{2} y^2 + (-\Lambda\theta_m + 2\theta_m^2) y^3\right] \bar{v}_{c\gamma} \right\rangle + C.
\end{aligned} \tag{2.31}$$

постійну C знайдемо, прирівнюючи суму тисків $\Sigma p'' = p''(1) + p''(-1)$. отримаємо:

$$\begin{aligned}
C = & \frac{p_2 + p_3}{2} - \frac{k_{r0}\mu}{r_m h_{m0}^3} \frac{b_c}{2} q_0 \left(\frac{q_p}{q_0}\right)^2 \left[1 + \bar{z} + \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi)\right]^{-3} \cdot \\
& \cdot \left\langle \frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} - 3\theta_m \bar{v}_{cz} + 2 \frac{\Lambda - 3\theta_m}{2} \bar{v}_{c\gamma} \right\rangle.
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Прирівнюючи різниця тисків $\Delta p'' = p''(1) - p''(-1)$ рівнянням (2.31) знайдемо невідомі постійні:

$$\begin{aligned}
q_0 = & -\frac{\Delta p}{k_{r0}\mu} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \frac{r_m \square_{m0}^3}{b_c} [1 - \Lambda^2 - 2\Lambda\theta_m - 2\theta_m^2], \\
\delta \bar{q}_p = & \frac{\delta p_2}{2\Delta p},
\end{aligned}$$

$$v_z = \frac{\zeta_{11}' \frac{1}{1 - \beta} + \zeta_{2m0} \frac{3}{2} - \zeta_{12}' \frac{1}{1 + \beta}}{\zeta_{11}' + \zeta_{2m0} - \zeta_{12}'},$$

$$v_\gamma = \frac{\zeta_{11}' \frac{1-\Lambda}{1-\beta} + \zeta_{2m0} \frac{3}{2} - \zeta_{12}' \frac{1+\Lambda}{1+\beta}}{\zeta_{11}' + \zeta_{2m0} - \zeta_{12}'}, \quad (2.33)$$

$$v_{c_z} = \frac{\zeta_{11}'(1-\Lambda)^2 + \zeta_{2m0}(1-\Lambda^2 - 2\Lambda\bar{\beta}) - \zeta_{12}'(1+\Lambda)^2}{\zeta_{11}' + \zeta_{2m0} - \zeta_{12}'},$$

$$v_{c_\gamma} = \frac{\zeta_{11}'(1-\Lambda)^3 + \zeta_{2m0}(1-\Lambda^2 - 3\Lambda\bar{\beta}) - \zeta_{12}'(1+\Lambda)^3}{\zeta_{11}' + \zeta_{2m0} - \zeta_{12}'}$$

Розподіл тиску по довжині торцевого дроселя:

$$\begin{aligned} p''(y) = & \frac{p_2 + p_3}{2} + \frac{\Delta p}{2} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \left[y + \frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} (1-y^2) - (\Lambda^2 + 2\Lambda\theta_m + 2\theta_m^2) y (1-y^2) \right] + \\ & + \frac{\delta p_2}{2} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \left[y + \frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} (1-y^2) \right] + \frac{\Delta p}{2} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} (2v_z - 3) \left[y + \frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} (1-y^2) \right] \bar{z} + \\ & + \frac{\Delta p}{2} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} (2v_\gamma - 3) \left[y + \frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} (1-y^2) \right] \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \varphi - \bar{\theta}_y \cos \varphi) - \\ & - k_{r0} \mu \frac{r_m^2 b_c}{4h_{m0}^3} 2 \left\langle (v_{c_z} - 1) y + \left[\frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} (v_{c_z} - 1) + \Lambda \right] (1-y^2) + \right. \\ & \left. + \left\{ v_{c_z} \Lambda^2 + [2(v_{c_z} - 1) + 2] \Lambda \theta_m + 2(v_{c_z} - 1) \theta_m^2 \right\} y^3 \right\rangle u_1 - \\ & - k_{r0} \mu \frac{r_m^2 b_c}{6h_{m0}^3} 2 \left\langle (v_{c_\gamma} - 1) y + \left[\frac{2\Lambda + 3\theta_m}{2} (v_{c_\gamma} - 1) + \frac{3}{2} \Lambda \right] (1-y^2) + \right. \\ & \left. + \left\{ v_{c_\gamma} \Lambda^2 + [2(v_{c_\gamma} - 1) + 3] \Lambda \theta_m + 2(v_{c_\gamma} - 1) \theta_m^2 \right\} y^3 \right\rangle u_2, \end{aligned} \quad (2.34)$$

На рисунку (2.1) наведено зміна постійної складової гідростатичного тиску по довжині торцевого дроселя без урахування і з урахуванням місцевих втрат. Тиск без урахування місцевих втрат завищено, отже, результуюча сила також відрізняється в більшу сторону від осьової сили, підрахованої з урахуванням місцевих втрат.

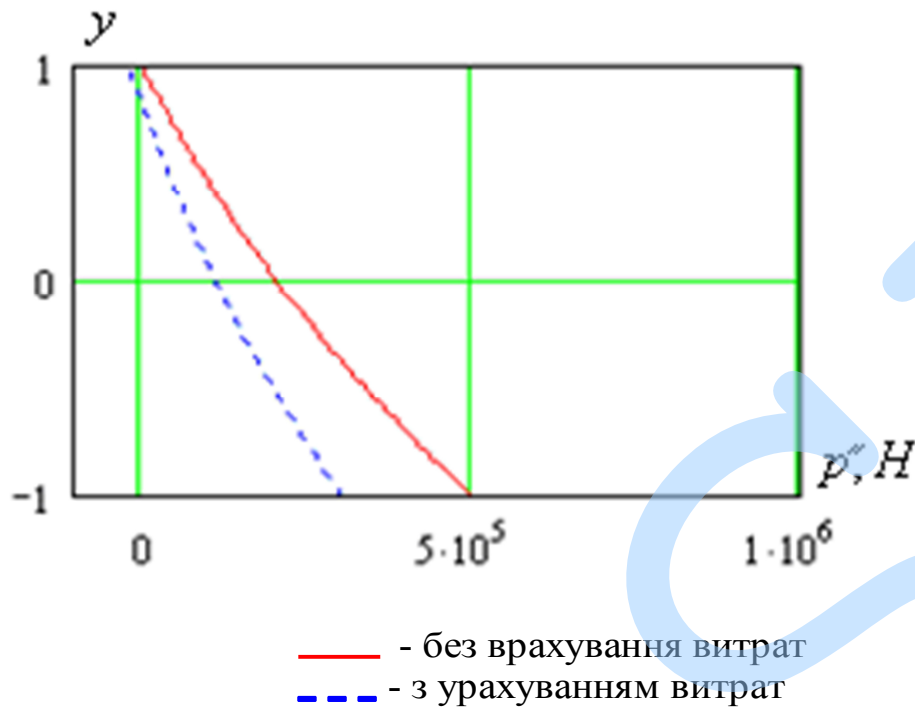


Рисунок 2.1 -Зміна тиску по довжині торцевого дрoселя

Елементарний витрата рідини через торцевий дрoсель:

$$\begin{aligned}
 q_2 = & -\frac{\Delta p}{k_{r0}\mu} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \frac{r_m^2 \square m_0^3}{b_c} (1 - \Lambda^2 - 2\Lambda\theta_m - 2\theta_m^2) \cdot \\
 & \cdot \left[1 + v_z \bar{z} + v_y \frac{r_m}{r_2} (\bar{\theta}_x \sin \phi - \bar{\theta}_y \cos \phi) \right] - \\
 & \frac{\delta p_2}{k_{r0}\mu} \frac{\zeta_{2m0}}{2\zeta_0} \frac{r_m^2 \square m_0^3}{b_c} + + [v_{cz} - (1 + \Lambda y)^2] \frac{r_m^2 \square m_0^3}{2} \dot{z} + \\
 & + [v_{cy} - (1 + \Lambda y)^3] \frac{r_m^2 \square m_0^3}{3} \frac{r_m}{r_2} \left[\left(\dot{\theta}_x + \frac{\omega}{2} \bar{\theta}_y \right) \sin \phi - \left(\dot{\theta}_y - \frac{\omega}{2} \bar{\theta}_x \right) \cos \phi \right]. \quad (2.35)
 \end{aligned}$$

Інтегруючи вираз для тиску (2.34), знайдемо силу і моменти, що діють з боку рідини на стінки торцевого дрoселя:

$$F = 2\pi r_m b_c \frac{(p_2 + p_3)}{2} + 2\pi r_m b_c \frac{\Delta p}{2} \left[\frac{3\Lambda + 3\bar{\beta} \zeta_{2m0}}{3 \zeta_0} - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} \right] +$$

$$\begin{aligned}
& +2\pi r_m b_c \frac{\delta p_2}{2} + 2\pi r_m b_c \frac{\delta p_2}{2} \left[\frac{3\Lambda + 3\bar{\beta} \zeta_{2m0}}{3 \zeta_0} - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} \right] - \\
& -2\pi r_m b_c \frac{\Delta p}{2} \left\langle \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \left[\bar{\beta} - (2v_z - 3) \frac{3\Lambda + 3\bar{\beta}}{2} \right] \right. \\
& \quad \left. - 2 \left[\frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} \frac{1}{1 - \bar{\beta}} + \frac{\zeta_{11}'}{\zeta_0} \frac{1}{1 + \bar{\beta}} - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_0} v_z \right] \right\rangle \bar{z} - \\
& -k_{r0} \mu \frac{\pi r_m^2 b_c^2}{6 \square_{m0}^2} \left\langle 2[2\Lambda + (v_{c_z} - 1)(3\Lambda + 3\bar{\beta})] + 6 \left[\frac{\zeta_{11}'}{\zeta_{2m0}} (1 - \lambda)^2 + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \frac{\zeta_{12}'}{\zeta_{2m0}} (1 + \lambda)^2 - \frac{\zeta_{11}' + \zeta_{12}'}{\zeta_{2m0}} v_{c_z} \right] \right\rangle \dot{z}, \quad (2.36)
\end{aligned}$$

Повна витрата отримаємо шляхом інтегрування виразу для елементарного витрати(2.35) :

$$\begin{aligned}
Q_2 = & -2\pi \frac{\Delta p}{k_{r0} \mu} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \frac{r_m \square_{m0}^3}{b_c} [1 - \Lambda^2 - 2\Lambda\bar{\beta} - 2\bar{\beta}^2] (1 + v_z \bar{z}) + \\
& -2\pi \frac{\delta p_2}{k_{r0} \mu} \frac{\zeta_{2m0}}{2\zeta_0} \frac{r_m \square_{m0}^3}{b_c} + 2\pi [v_{c_z} - (1 + \Lambda y)^2] \frac{r_m^2 \square_{m0}}{2} \dot{z}. \quad (2.37)
\end{aligned}$$

2.5 Баланс витрат

Витрати Q_1 и Q_2 отримані раніше і їх напорні складові рівні:

- для циліндричного зазору

$$Q_p = 2\pi r_1 q_0 (1 + \eta_0^2)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.38)$$

- для торцевого зазору

$$Q_2 = -2\pi \frac{\Delta p}{k_{r0} \mu} \frac{\zeta_{2m0}}{\zeta_0} \frac{r_m \square_{m0}^3}{b_c} [1 - \Lambda^2 - 2\Lambda\bar{\beta} - 2\bar{\beta}^2] \quad (2.39)$$

Тиск p_2 залежить від провідності торцевого дросселя і в установленому стані визначається з рівняння балансу витрат $Q_1 = Q_2$, не враховуючи деформацію диска гідропляти, так як поправки на деформації входять в рівняння урівноважуючої сили і рівняння повних витрат Q_1 і Q_2 .

Витрата циліндричного та торцевого дросселя через провідність можна висловити як:

$$Q_1 = g_1 \sqrt{p_1 - p_2}, Q_2 = g_2 \sqrt{p_2 - p_3}.$$

З цих рівнянь отримуємо залежність тиску p_2 у торцевому дросселі від величини зазору. Вона має наступний вигляд:

$$p_2 = p_3 \frac{g_2^2}{g_2^2 + g_1^2} + p_1 \frac{g_1^2}{g_2^2 + g_1^2}, \quad (2.40)$$

Де провідність визначається наступними формулами:

$$g_1 = 2\pi H r_1 \sqrt{\frac{2}{\rho(1,05 + \lambda l_1 / 2H)}}, \quad (2.41)$$

$$g_2 = 2\pi r_m \square_{m0} \sqrt{\frac{2}{\rho(1,2 + \lambda b_c / 2\square_{m0})}}. \quad (2.42)$$

Залежність тиску p_2 в торцевому дросселі від величини зазору hm_0 зображена на рисунку 2.2:

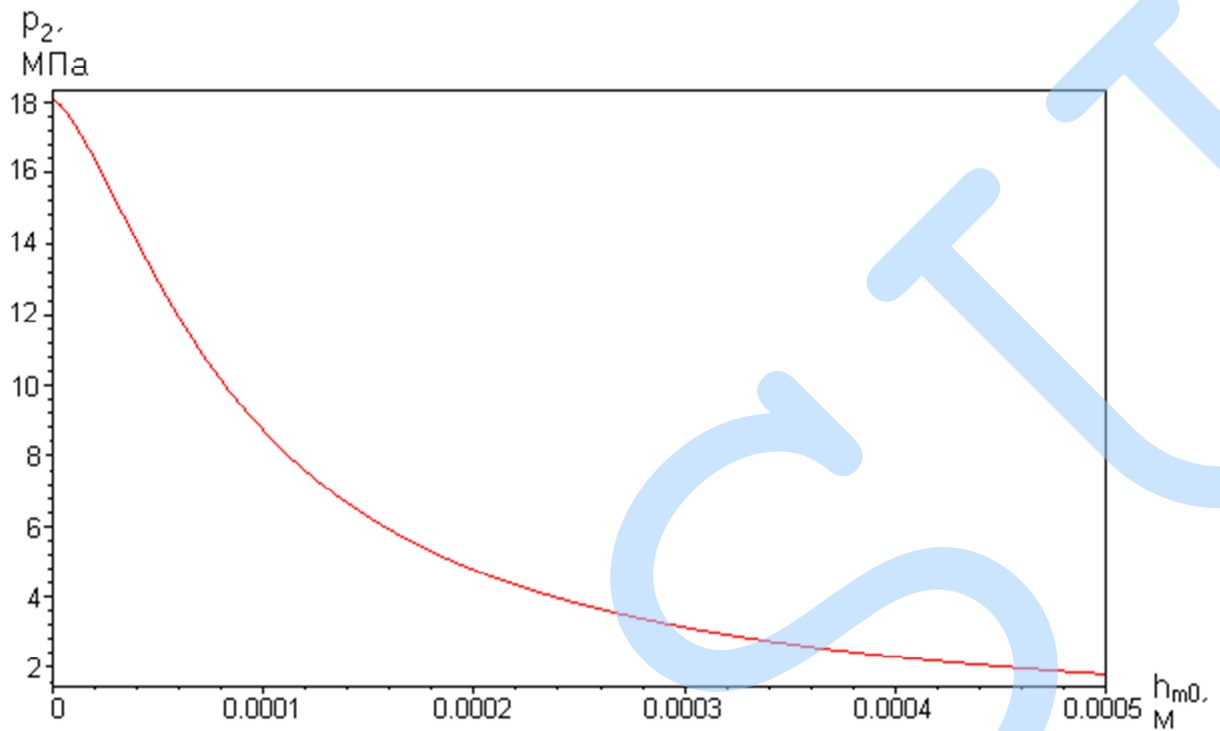
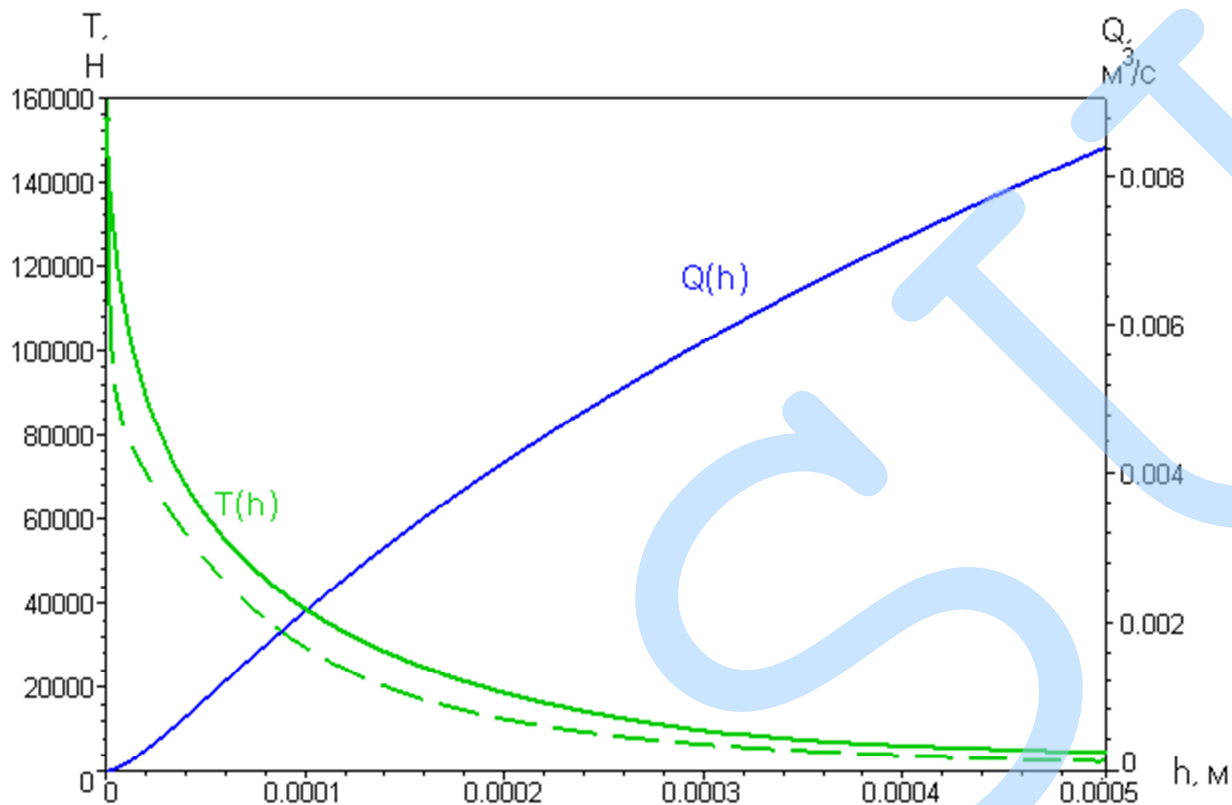


Рисунок 2.2 – Залежність тиску в торцевому дроселі

від величини зазору

Підставляючи значення p_2 в рівняння балансу сил, побудуємо залежність $T = F = f(\square)$, котра являється статичною характеристикою та представлена на рисунку(2.3)

Підставляючи значення p_2 в рівняння балансу витрат та дозволяючи його відносно h , отримуємо витратну характеристику яка представлена на рисунку (2.3).



- – залежність $T(h)$ з врахуванням деформації диска гідропляти;
- - - – залежність $T(h)$ без врахування деформації диска гідропляти;
- – залежність $Q(h)$.

Рисунок 2.3 Статична та витратна характеристика автоматичного врівноважуючого пристрою

2.6 Залежність осьової сили від торцевого зазору

Залежність осьової сили від величини зазору особи виходить:

$$F = p_2 \left[S_2 + \frac{S_f}{2} \left(1 - \frac{2\Lambda + 3\bar{\beta} \zeta_{2f}}{3 \zeta_f} - \frac{\zeta_{if} + \zeta_{of}}{\zeta_f} \right) \right] - p_3 \left[S_3 + \frac{S_f}{2} \left(1 - \frac{2\Lambda + 3\bar{\beta} \zeta_{2f}}{3 \zeta_f} - \frac{\zeta_{if} + \zeta_{of}}{\zeta_f} \right) \right],$$

$$\text{Де } p_2 = \left(p_1 + p_3 \frac{\zeta_c r_a^2 h_a^2}{\zeta_f r_1^2 h_1^2} \right) / \left(1 + \frac{\zeta_c r_a^2 h_a^2}{\zeta_f r_1^2 h_1^2} \right)$$

2.7 Висновки

1. Розглянуто задачу течії в'язкої нестисливої рідини в циліндричному дроселі з урахуванням місцевих опорів і ексцентриситету. В результаті отримано вираз для визначення повної витрати через кільцевий канал.

2. Розглянуто задачу течії в'язкої нестисливої рідини в торцевому дроселі з урахуванням місцевих втрат і деформацій диска гідроп'яти. В результаті отримано розподіл тиску рідини по довжині торцевої щілини (2.2.14) і елементарний витрата в радіальному напрямку (2.2.15), викликаний гидростатическим і гідродинамічним потоками.

3. З урахуванням втрат на вході і виході каналу, перепад по довжині торцевої щілини буде менше, ніж без урахування втрат, а, отже, буде зменшуватися і величина гидростатической сили тиску в торцевому зазорі.

4. Конусність каналу β впливає на розподіл тиску по радіусу, а саме при течії в конфузорі тиск збільшується, в дифузорі - зменшується.

5. Витрати обумовлені напірним потокам, визначається перепадом тиску на вході і виході з каналу.

3 ЙМОВІРНОСТІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГІДРОП'ЯТИ

3.1 Випадкова характеристика коефіцієнту вхідних втрат

Інженерний розрахунок врівноважуючого пристрою як системи автоматичного керування перш за все приводиться до статичного, а згодом до динамічного аналізу. Коефіцієнти місцевих втрат на вході та виході циліндричного та торцевого дроселів залежать від геометрії поверхонь відповідних ущільнень. Як правило, приймається прямокутна форма входу та виходу з каналу. Значення відповідних коефіцієнтів встановлюються емпірично. Враховуючи відсутність вимог до форми вхідного перерізу циліндричних та торцевих дроселів, їх фактична форма може суттєво відрізнятись від розрахункової. Різні форми входу можуть бути у різних агрегатах і конструкціях врівноважуючого пристрою. Крім того, під час роботи насоса ущільнювальні поверхні можуть істотно змінюватися внаслідок зносу. Це означає, що локальні коефіцієнти втрат також є випадковими величинами за своєю природою та стохастичними функціями, якщо враховується зміна поверхневого зносу з часом.

На жаль, робота, що враховує імовірнісний характер зміни параметрів пристрою і непевного характеру його геометричних характеристик практично відсутня.

Залежність осьової сили від величини зазору

$$F = p_2 \left[S_2 + \frac{S_f}{2} \left(1 - \frac{2\Lambda + 3\bar{\beta}}{3} \frac{\zeta_{2f}}{\zeta_f} - \frac{\zeta_{if} + \zeta_{of}}{\zeta_f} \right) \right] - p_3 \left[S_3 + \frac{S_f}{2} \left(1 - \frac{2\Lambda + 3\bar{\beta}}{3} \frac{\zeta_{2f}}{\zeta_f} - \frac{\zeta_{if} + \zeta_{of}}{\zeta_f} \right) \right], \quad (3.1)$$

$$\text{де } p_2 = \left(p_1 + p_3 \frac{\zeta_c r_a^2 h_a^2}{\zeta_f r_1^2 h_1^2} \right) / \left(1 + \frac{\zeta_c r_a^2 h_a^2}{\zeta_f r_1^2 h_1^2} \right)$$

Нормальний закон розподілу використовуються в якості першого наближення на основі центральної граничної теореми теорії ймовірностей.

В цьому випадку емпіричних значення коефіцієнта, розглянутому в детермінованих розрахунках беруться як середні значення [8]: - щільність

ймовірності відповідного коефіцієнта втрат [10]. Через брак інформації про відповідні стандартних відхиленнях, вони будуть дані за допомогою процентного відхилення випадкових значень змінних від своїх середніх значень. $\langle \zeta_{if} \rangle = 1,5 \langle \zeta_{of} \rangle = 0,2 \langle \zeta_{if} \rangle \langle \zeta_{ij} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f_i(\zeta_{ij}) \zeta_{ij} d\zeta_{ij} f_i(\zeta_{ij})$

Розглянемо вплив випадкових змін в гідродинамічних локальних факторів втрат на провідність особи дросельної заслінки. Загальний гідравлічний коефіцієнт втрат є лінійною функцією від нормальних випадкових величин. Отже, це також нормально розподіленої величини з параметрами:

$$\begin{aligned} \zeta_f &= \zeta_{if} + \zeta_{2f} - \zeta_{of} \zeta_{if} \zeta_{of} \zeta_{2f} \\ \langle \zeta_f \rangle &= \langle \zeta_{if} \rangle + \langle \zeta_{2f} \rangle - \langle \zeta_{of} \rangle, \\ D_{\zeta_f} &= \langle \zeta_{if}^2 \rangle - \langle \zeta_{if} \rangle^2 + \langle \zeta_{of}^2 \rangle - \langle \zeta_{of} \rangle^2 + \langle \zeta_{2f}^2 \rangle - \langle \zeta_{2f} \rangle^2, \\ f_1(\zeta_f) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi D_{\zeta_f}}} \exp \left[-\frac{(\zeta_f - \langle \zeta_f \rangle)^2}{2D_{\zeta_f}} \right], \end{aligned}$$

Оскільки провідність дросельного каналу є монотонно не випадковою функцією випадкового аргументу, щільність ймовірності можна записати:

$$f_2(g_2) = f_1(\psi(g_2)) |\psi(g_2)'|.$$

Так як функція щільності ймовірності відома, відповідний момент характеристики може бути визначено в такий спосіб,

$$\langle g_2 \rangle = \int_0^{\infty} f_2(g_2) g_2 d g_2, D_{g_2} = \langle g_2^2 \rangle - \langle g_2 \rangle^2 = \int_0^{\infty} f_2(g_2) g_2^2 d g_2 - \langle g_2 \rangle^2.$$

Для того, щоб визначити вплив випадкових змін в місцевих гідравлічних втрат на величину осьової сили вводиться спільна щільність ймовірності. Беручи до уваги стохастичну незалежність випадкових величин можуть бути представлені у вигляді

$$\begin{aligned} f_3(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) &= f_4(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) \\ f_3(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) &= f_4(\zeta_{if}) f_5(\zeta_{of}) f_6(\zeta_{2f}), \end{aligned} \quad (3.2)$$

- щільність ймовірності нормального розподілу локальних гідравлічних втрат факторів на вхідний, вихідний отвір і по довжині, відповідно. $f_i(\zeta_j)$

Завдання знаходження щільності ймовірності осьової сили є досить складною. Однак, не потрібно знати щільність ймовірності осьового зусилля, щоб знайти перші дві моментні характеристики. Досить мати аналітичну залежність сили на відповідних випадкових величин, які позначаються як і їх спільна щільність ймовірності

$$f_7(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f})$$

В цьому випадку, середнє значення осьової сили може бути отримано на підставі формули

$$\langle F \rangle = \int_{\zeta_{2f1}}^{\zeta_{2f2}} \int_{\zeta_{of1}}^{\zeta_{of2}} \int_{\zeta_{if1}}^{\zeta_{if2}} f_7(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) f_3(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) d\zeta_{if} d\zeta_{of} d\zeta_{2f}$$

дисперсія:

$$D_F = \int_{\zeta_{2f1}}^{\zeta_{2f2}} \int_{\zeta_{of1}}^{\zeta_{of2}} \int_{\zeta_{if1}}^{\zeta_{if2}} (f_7(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) - \langle F \rangle)^2 f_3(\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}) d\zeta_{if} d\zeta_{of} d\zeta_{2f} \quad (3.4)$$

3.2 Вплив випадкових параметрів на статичній характеристиці

Розрахунок миттєвих характеристик провідності торцевого дроселя при наступних значеннях параметрів: $r_1 = 55$ мм, $r_2 = 77,5$ мм, $r_3 = 100$ мм, для турбулентного режимів течії. У таблиці 3.1 представлені стандартні відхилення, прийнятих в розрахунках, а також значення, отримане для стандартного відхилення провідності торцевого дроселя. Розрахунки показали, що максимально можливе відхилення значення провідності від номінального приблизно 9% від його детермінованого значення. Збільшення стандартних значень відхилень локальних гідравлічних втрат суттєво впливає на величину провідності.

У практичних застосуваннях, торцевий дросель використовується не тільки в гідравлічному розвонтажувальному пристрої, для яких переважно характерні турбулентні режими течії. Таким чином, ефект випадкового зміни гідравлічного коефіцієнта втрат на характеристиках провідності для режимів ламінарного потоку також був вивчений.

Таблиця 3.1. Допустиме відхилення

Допустиме відхилення	$\sqrt{D_{\zeta_{of}}}$	$\sqrt{D_{\zeta_{if}}}$	$\sqrt{D_{\zeta_{2f}}}$	$\sqrt{D_{g_2}}$
5%	$3,16 \cdot 10^{-3}$	0,042	0,211	$2,65 \cdot 10^{-5}$
10%	$6,32 \cdot 10^{-3}$	0,084	0,422	$5,322 \cdot 10^{-5}$
15%	$9,5 \cdot 10^{-3}$	0,126	0,633	$1,072 \cdot 10^{-4}$

Було встановлено, що для геометричних параметрів, наведених вище (середній зазор не змінився), середнє значення провідності для режиму ламінарного потоку менше на порядок, ніж для турбулентного режиму:

$$\langle g_2 \rangle_{turb} = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / (\text{с} \cdot \text{Па}^{0,5}),$$

$$\langle g_2 \rangle_{lam} = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3 / (\text{с} \cdot \text{Па}^{0,5}).$$

Крім того, значення провідності змінюється в 1,2 рази для випадку, коли допуск 15%. $\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}$

Слід зазначити, що зміна тиску в камері врівноваженого пристрою не розглядалися в цій роботі. З осьовими коливаннями ротора потік в дросельних каналах стає нестійким і розрахунок тиску є значно складнішим. p_2

За даними проведених досліджень, максимальне відхилення від величини осьової сили від її детермінованого значення (допуск 10%) становить 10%. $\zeta_{if}, \zeta_{of}, \zeta_{2f}$

Аналіз відхилення величини зазору в особі дроселі НЕ аналітичний можливо через його неявну зв'язок з факторами втрати. Проте, можна оцінити можливі відхилення зазору з отриманим зміною осьової сили. Статична характеристика пристрою балансування, використовуваного при розрахунку показана на рис. 3. Він являє собою співвідношення між осьовою силою і величиною зазору особи. Згідно з розрахунками, відхилення в осьової силі від розрахункової величини в діапазоні $\pm 10\%$ дає зміна у відповідному проміжку в діапазоні $\pm 12\%$.

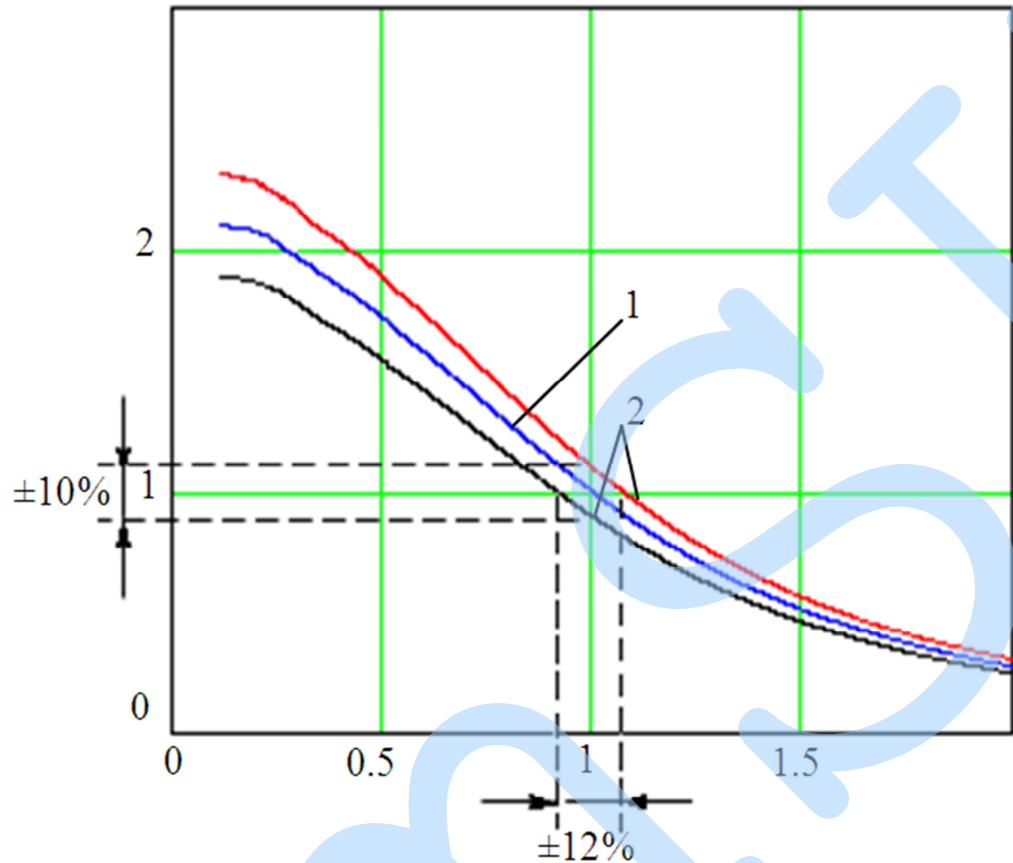


Рисунок.3.1 - Статична характеристика врівноважуючого пристрою:

1 - для середнього значення осьової сили, ($\langle F \rangle$)

2 - для сили з урахуванням відхилень. ($\langle F \rangle \pm 3\sqrt{D_F}$)

Беручи до уваги той факт, що значення зазору осей вимірюються в мікрометрах відхиляють від величини зазору в меншому напрямку може призвести до негативних наслідків: задираки і повного відмова пристрою. Збільшення розрахункових значень зазору істотно впливає на зниження об'ємного ККД насоса за рахунок збільшення потоку текучого середовища через гідравлічний пристрій балансування.

3.3 Висновки

Проведені розрахунки можна вважати першим наближенням до розв'язання цієї задачі. На даний момент відсутні надійні дані та методи, які

дозволяють розрахувати вплив місцевих гідравлічних опорів. Важливо відзначити той факт, що відхилення зазору на меншій стороні розрахункового значення призведе до негативних наслідків: задирів і повного виходу з ладу пристрою, а більшою мірою - до зменшення об'ємної ефективності насоса.

ВИСНОВКИ

1. При роботі насоса на його ротор діє складна система сил, серед яких найбільшою за абсолютним значенням є осьова сила. Для багатоступневих високонапірних насосів вона вимірюється десятками і навіть сотнями тонн. Для врівноваження осової сили використовують пристрої трьох типів: розвантажувальні поршні (думміси), гідропяти (автоматичні розвантажувальні пристрої) і осьові підшипники. Переваги автоматичного врівноважуючого пристрою обумовлені тим, що він є системою автоматичного регулювання торцевого зазору, несучої здатності і витоків.
2. Розглянуто задачу течії в'язкої нестисливої рідини в циліндричному та торцевому дроселі з урахуванням місцевих опорів і ексцентриситету. В результаті отримано вираз для визначення повної витрати через кільцевий канал. На основі отриманих залежностей, були збудовані статичні та витратні характеристики, що визначають залежність між зазором і осьовою силою, а також зазором і витратою. Проаналізувавши ці характеристики, можна зробити висновок, що при одній і тій же осової силі величина зазору без урахування впливу деформацій диска пристрою буде більше, ніж з урахуванням їх впливу. При цьому витратні показники, беручи деформації, будуть зменшуватися.
3. Коефіцієнти місцевих втрат на вході та виході циліндричного та торцевого дроселів залежать від геометрії і є випадковими величинами
4. В роботі проведено дослідження впливу імовірнісного характеру зміни параметрів пристрою, а саме виду входних кромки каналу, на статичні характеристики. Показаний не тільки якісний, а й кількісний вплив випадкових змін гідравлічних опорів на значення врівноважуючої осової сили. Важливо відзначити той факт, що відхилення величини зазору в меншу сторону від розрахункового значення призведе до негативних наслідків: задирам і повної відмови всього пристрою, і більшою мірою - до зменшення об'ємного ККД насоса.

SUMS

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Марцинковский В.А., Ворона П.Н. Насосы атомных электростанций. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 256 с.
2. Чегурко Л.Е. Центробіжні енергетичні насоси, їх несправності та методи їх виправлення. – Челябинськ, 2002. – 103 с.
3. Чегурко Л.Е. Разгрузочные пристрої живильних насосів теплових електростанцій. – М.: Энергія, 1978. – 160 с.
4. Зуєва Н.В. : Облік місцевих втрат при розрахунку гідродинамічних характеристик торцевих дроселів. Вісник Сумського національного аграрного університету, Серія: Механізація та автоматизація виробничого процесу, № 9 (15), с. 42-48 (2006).
5. Марцинковский В.А. Щілинні ущільнення. Теорія та практика. – Суми: Видаництво СумДУ, 2005.