ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ ХАРЧОВИХ ТЕХНОЛОГІЙ МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

ШВЕЦЬ МАРИНА ВІКТОРІВНА

УДК 685.34.017.84; 539.217

ДИСЕРТАЦІЯ ТЕПЛОФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРАНСПОРТУ ВОЛОГОЇ ПАРИ В ТОНКИХ ПОРИСТИХ СЕРЕДОВИЩАХ І НАПІВПРОНИКНИХ МЕМБРАНАХ

Спеціальність 05. 14. 06 - Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика Галузь науки: технічні науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук.

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

Швець М. В.

Науковий керівник Роганков Віталій Борисович, Д. ф.-м. наук, професор

Примірник дисертації ідентичний за змістом з іншими примірниками. Вчений секретар спеціалізованої Вченої ради Д 41.088.03 д.т.н., професор



Одеса 2019

АНОТАЦІЯ

Швець М. В. Теплофизичне моделювання транспорту вологої пари в тонких пористих середовищах і напівпроникних мембранах – Рукопис. Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук (доктора філософії) за спеціальністю 05.14.06 «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика». ОНАХТ, Україна, Одеса, 2019.

Дисертація присвячена моделюванню та розрахунково-теоретичному розвитку перспективних екологічно-безпечних замкнених теплових циклів, особливістю яких є зберігання маси робочого флюїду, не маючого безпосереднього контакту з навколишнім середовищем. Підвищення ефективності функціонування таких схем, до яких відносяться відомий цикл Стірлінга, працюючий між двома фіксованими термостатами може бути досягнуто в значній мірі шляхом покращення роботи пористих вузлів регенерації теплоти. Зміни, які запропоновані і детально досліджені в роботі з метою підвищення термодинамічного і нового теплофізичного ступеней досконалості можуть бути внесені до прийнятого на сьогоднішній день теплоенергетичного аналізу і мати значний практично-теоретичний ефект для подальших проектувань. Окремо, заміна рівняння стану для ідеального газу на ван дер Ваальсівське рівняння для реального флюїду безумовно буде оптимізувати опис будь-якого існуючого або проектованого циклу. В якості перспективної робочої речовини для надкритичного альтернативного циклу Стірлінга в дисертаційній роботі запропоновано надкритичний діоксид вуглецю, що обґрунтоване як з фазово-теоретичної, так і з практичної точок зору.

Важливими вузловими елементами замкнених циклів є пористі середовища, які використовуються для внутрішньої регенерації теплоти. Особлива роль при дослідженні пористих середовищ була відведена розробці базової регулярної моделі *тонкої* пористої структури. Була запропонована

обов'язково потрібної системи мінімально послідовність необхідних вимірювань таких структур для визначення їх гідрофільних або гідрофобних властивостей і відмінностей, а також врахування їх прямого впливу на процеси переносу вологої пари. Розроблена аналогова фізико-математична модель передбачення змін температурного поля в замкнутих циклах теплових двігунов. Коефіціентами одержаного аналітичного рішення моделі реальних стірлінгів є відомі і взаємозалежні теплофізичні (Прандтля) та тепломассообмінни (Нусельта, Рейнольдса, Стантона) крітерії подібності. Ця особливість € важливою для інженерно-практичного використання результатів дисертації при проектуванні будь-яких циклів.

Ключові слова: однофазні теплові двигуни Стірлінга, тонкі пористі середовища, підкритична і надкритична області, гідрофільні і гідрофобні властивості.

Публікації за темою дисертації.

1.Rogankov V.B. Suprun N.P., Shvets M.V., Shchutska A.V. About correlation between the percolation rate of moisture through the semi-permeable membranes and the standard measurements of their permeability or evaporative resistance. Refrigeration Engineering and Technology.- 2015.-№ 51 (1).- C. 47-54.

2.Котюков. Ю.Д., Левченко В.И., Роганков О.В., Швець М.В., Роганков В.Б. Концепция и модель мезоскопической пористости тонких проницаемых сред. Холодильна техніка та технологія.- 2015.-№ 51 (5).- С. 67-79.

3.Rogankov O.V., Shvets M.V., Kalinchak V.V., Rogankov V.B. Novel alternate model of effective porosity for hydrophilic and/or hydrophobic thin permeable media. Physics of Aerodisperse Systems.- 2015.-№ 52.- C.8-21.

4.Rogankov O.V., Shvets M.V., Rogankov V.B. Alternate basic l/b-model of effective porosity created for hydrophilic (l) and/or hydrophobic (b) moist textile materials. Fibres & Textiles in Eastern Europe 2016; 24, 3(117): 51-57.

5.Rogankov.V.B., Shvets M.V., Rogankov O.V. New non-stationary gradient model of heat-mass-electric charge transfer in thin porous media. Refrigeration Engineering and Technology.- 2017.-№ 53(5).- C. 33-46.

6.Rogankov O.V. Shvets M.V., Kalinchak V.V., Sergeeva A.E., Rogankov V.B. and Levchenko V.I. Elongate coexistence curve and its curvilinear diameter as factors of global fluid asymmetry. Physics of Aerodisperse Systems. – 2017. – \mathbb{N}° 54, C. 8-29. 7.Rogankov O.V., Mazur V.A., Shvets M.V., Rogankov V.B. Reestablished congruent vapor-liquid diagram of alkali fluid metals as alternative to crossover VLE-interpretation. Fluid Phase Equilibria.-2018.- 466.-P.79-88.

8.Rogankov V.B., Shvets M.V., Rogankov O.V. Re-established congruent vaporliquid diagram and fluctuation aspects of isotope theory-I (H2O-D2O-T2O). Fluid Phase Equilibria.-2019.- 485-P.101 -110.

9.Rogankov V.B., Shvets M.V., Rogankov O.V., Chikunkova T.A. Supercritical heterogeneous nanostructure of fluids 1. Diagram of fluctuation transitions in non-gibbsian phases. Physics of Aerodisperse Systems.-2019.- №56. - C. 14-29

10.Rogankov V.B., Shvets M.V., Rogankov O.V., Chikunkova T.A. Supercritical heterogeneous nanostructure of fluids 2. Its potential impact on creation of coupled stirlings with intermediate regeneration of heat. Physics of Aerodisperse Systems. -2019.- No 56. - C. 30-48.

11.Швець М.В. «Концепція спряжених на критичній ізохорі циклів Стірлінга, працюючих на двоокису вуглецю. Холодильна техніка та технологія. - 2019. № 55(2). - С. 121-131.

ABSTRACT

Shvets M.V. Thermophysical modeling of the moist vapour transport through the thin porous structures and semi-permeable membranes - The manuscript. The theses for Candidate of the technical science degree by speciality 05.14.06 - Technical Thermophysics and Industrial Thermoenergetics. - Odessa National Academy of Food technologies. MESYS of Ukraine, Odessa, 2019.

The work is devoted to the creation of adequate models and the methodology of advanced thermoenergetic calculations and estimates at the study of perspective, from both the ecologic and energetic viewpoints, closed cycles of thermal engines. The singe phase idealized scheme proposed by Stirling in the region of supercritical fluid (SCF) states was chosen as a prothotype of such cycles with the internal regeneration of heat. There are some reasons to constrain its more extensive usage and, first of all, those concerning the conventional superfluously light gases (hydrogen and/or helium) as a working SCF as well as the inadequate description of the regeneration nodes. On the base of the performed in Dissertation analysis it was concluded that the conventional thermoenergetic approach to the description of any cycles should be essentially modified. The standard usage for this aim of the unrealistic and inaccurate ideal-gas model has to be rejected in favour of the more appropriate thermophysical model such as the well-known van der Waals EOS, for example. Thus, it was recommended to take into account the real impact of density on the main caloric functions of a closed stirlings (working between two given thermostats) such as enthalpy, internal energy, entropy and, even, the heat capacity in the small vicinity of the critical point (CP). The Horstmann's alternative formation of Second Law has been used to argue the combined necessity of the thermophysical (i.e. presumably equilibrium) and thermoenergetic (i.e. mainly, dynamical and irreversible) considerations in any problem concerning the heat-mass-transfer at the convective motion of a working fluid in the closed space of a cycle. The developed in Dissertation model is based on the electromagnetic-thermal analogy supposed between the respective closed contours. This approach looks promising since the further calculations of the velocity field (with its longitudinal and transversal components) can be occurred in the framework of the generalized Bernoulli equation. The new concept of the coupled Stirling-Rallis type of heat engine localized in the near-critical fluctuation range of SCF\carbon dioxide is proposed in Dissertation. Its specific feature is the presence of the additional internal regeneration process occurred alongside the critical isochore of CO₂. To support the promising ability of such concept the new, additional to the standard estimate of thermodynamic efficiency, criterium of the thermophysical efficiency has been introduced. It is also based on the differential form of thermodynamic EOS following from the Horstmann's formulation of Second Law combined with the First law for a closed system. The detailed recommendations and description of the new coupled cycle are represented in Dissertation and can be applied in the heat engineering for the, further, its optimization. One may expect the significant increase of the indicative cycle's power due to the realization of the proposed approach in practice. The basic theoretical model of the thin porous media including the solid and, even, fluid structures has been proposed in Dissertation to distinct the crucial factors of their hydrophobicity or hydrophilicity.

Key words: single-phase heat engines of Stirling, thin porous media, sub- and supercritical regions, hydrophilic and hydrophobic properties.

3MICT

ВСТУП11				
РОЗДІЛ 1. НЕСТАЦІОНАРНА ВЗАЄМНО-УЗГОДЖЕНА МОДЕЛЬ				
ПЕРЕНОСУ ТЕПЛА І МАСИ В ПОРИСТИХ СЕРЕДОВИЩАХ				
ЗАМКНУТИХ ЦИКЛІВ. 16				
1.1. Роль пористих середовищ (ПС) в підвищенні ефективністі циклів				
Стірлінга16				
1.1.1. Класифікаціяпоставлених в роботі задач16				
1.1.2. Моделювання пористих вузлів-середовищ в замкнутих циклах				
1.2. Принципи теплофізичного моделювання нестаціонарного і стаціонарного режимів роботи				
1.2.1.3міни калоричних властивостей реальних флюїдів в ідеальному циклі Стірлінга				
1.2.2 Аналогія нестаціонарних змін механичних, єлектричніх і термодинамичних узагальнених координат в замкнутих контурах- циклах				
1.2.3. Потенційний вплив густини і пористості флюїда на зміну ключових параметрів ціклу Стірлінга				
1.3. Основні співвідношення для нестаціонарного потоку ідеальної теплопровідної, але не в'язкої рідини в пористих регенераторах стірлінгів				
1.3.1. Влив необоротністі дроселлювання флюиду скрізь пористи середовища				
1.3.2. Узагальнена форма ефекту Джоуля-Томсона для ПС				
РОЗДІЛ 2. БАЗОВА МОДЕЛЬ ТОНКИХ ПОРИСТИХ МАТРИЦЬ І				
методологія експериментальної оцінки їх				
ГІДРОФІЛЬНИХ І/АБО ГІДРОФОБНИХ ВЛАСТИВОС-				
ТЕЙ42				
2.1. Градіентна модель флюїду, який рухаеться в пористому середовищі				
регенератора теплоти				

2.1.1. Необхідне розширення поняття пористості для двофазного 2.2. Порівняння нестаціонарної градієнтної моделі з існуючими теоріями 2.2.1. Обмеження понять нестисливості флюїду і залежної від пористості 2.2.2. Сучасні теорії і методи дослідження капілярно-пористих матеріалів в контексті опису регульованих транспортних процесів54 2.3. Формулювання проблемі проникності вологої пари скрізь тонки пористи 2.3.1.Співвідношення між конвекціей та видами дифузії в вологої пари. 2.4. Перехресний вплив термодифузії (ефект Соре), термоелектричної дифузії (ефект Пельт'є) і електричної дифузії (ефект Нернста) на рухомий в тонких пористих середовищах флюїд.61 2.4.2. Перехресні ефекти взаємовпливу змінень полів електричного потенціалу, температури та тиску в моделі рухомої ідеальної рідини з 2.5. Методологія оцінки мезоскопічної пористості тонких проникних РОЗДІЛ З. ПРОЦЕСИ РЕГЕНЕРАЦІЇ ТЕПЛОТИ, ЯК КОМПРОМІС ЕФЕКТИВНІСТЮ ТЕПЛООБМІНУ І ГІДРАВЛІЧНИМИ МІЖ 3.1. Постановка задачі дослідження регенераторів......75

3.2 Фактори сбільшення середнього тиску ціклу та ізохорично- узгодженного
перепуску робочого флюїду82
3.2.1. Вплив ангармонійнисті на роботу двигуна Стірлінга
3.2.2 Розрахунок безрозмірного фактору тертя в каналі регенератора стірлінга
до лобового перерізу пористої насадки
3.2.3 Врахування впливу пористості на регенерацію теплоти в задачі
Нусельта
3.3. Пропонована модель ефективної регенерації теплоти в надкритичній
флюїдній області робочого тіла93
3.3.1. Необхідні умови побудування моделі
3.3.2. Постановка задачі оптимізації регенератора в надкритично-флюїдному
режимі його роботи95
3.3.3.Бародифузійна лінійна модель внутрішньої регенерації теплоти98
РОЗДІЛ 4. РОЗРОБКА АЛЬТЕРНАТИВНОГО СПРЯЖЕНОГО
СТІРЛІНГА, ПРАЦЮЮЧОГО НА ДІОКСИДУ ВУГЛЕЦЮ102
4.1. Опис схеми двух спряжених стірлінгів, яка пропонується102
4.1.1. Обгрунтування перспектив локалізації нового в розширеної
надкритичної області102
4.1.2.Порівняння з альтернативними циклами Стірлінга на рідинах або
сумішах газ-рідина105
4.2. Нова концепція застосування ступеня теплофізичної досконалості в
проектуванні замкнутих циклів112
4.2.1. Термодинамічні передумови для введення поняття теплофізичної
досконалості
4.2.2. Ступінь термодинамічної досконалості і ефективність реальних
4.2.2. Ступінь термодинамічної досконалості і ефективність реальних циклів
 4.2.2. Ступінь термодинамічної досконалості і ефективність реальних циклів
 4.2.2. Ступінь термодинамічної досконалості і ефективність реальних циклів
 4.2.2. Ступінь термодинамічної досконалості і ефективність реальних циклів

4.3.1.Діаграма вибору робочого флюїду в області надкритичних
станів121
4.3.2. Опис нового циклу і його основних проекцій на діаграмі вибору
флюїду126
4.3.3. Пропонована схема і переваги проміжної додаткової регенерації
теплоти
4.4. Метод побудування ефективних калоричних діаграм циклів в НКФ-
області з врахуванням запропонованої діаграми вибору флюїду137
4.4.1. Про обмеження інформації про реальні НКФ, одержуваної при
ідеально-газовій інтерпретації типової ентропійної -діаграми137
4.4.2. Критерій ефективного перетворення енергії для окремих вузлів (нод)-
стадій (ізоліній) реальних циклів146
ВИСНОВКИ150
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ152
ДОДАТОК А 160
ДОДАТОК Б 166
ДОДАТОК В 168
ДОДАТОК Г 171
ДОДАТОК Д 180

ВСТУП

Дослідження самих різних пористих середовищ (ПС), створення для них адекватних моделей, які враховують реальну структуру відповідних матриць, однією з пріоритетних проблем сучасної технічної теплофізики і € Ϊï промислової теплоенергетики. рішення тісно переплітаються 3 перспективним розвитком таких екологічно-безпечних замкнутих схем одержання корисної роботи як цикли Стірлінга. Їх важливими вузловими елементами є ПС, використовувані для внутрішньої регенерації теплоти. Можна стверджувати, що створення нових і удосконалення існуючих методів аналізу, розрахунку і інтенсифікації процесів тепломасообміну в одно- і багатофазних середовищах, сформульовані як п.1 в пріоритетних напрямках досліджень в Паспорті спеціальності 05.14.06, а також розгляд зв'язаних з ним п.п. 2,3,10,14 вимагають побудування ясних моделюючих уявлень. Відповідні моделі повинні забезпечувати адекватну інформацію про фізичний механізм здійснення всього складного комплексу процесів, стосовно врахування ролі і впливу використовуваних ПС на проблеми енергетичної інтенсифікації.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота виконувалась на кафедрі фізики та матеріалознавства Одеської Національної Академії Харчових Технологій в рамках кафедральної держбюджетної теми МК № 17/02 «Дослідження гетерогенної структури флуктуацій концентрації бінарних систем іонна рідина-вода в об'ємних фазах і пористих матрицях» № держреєстрації 0117U000364. Робота виконана відповідно до пріоритетних напрямів розвитку науки і техніки України – «3. Енергетика та енергоефективність. Технології використання нових видів палива, скидних енергоресурсів, відновлюваних та альтернативних джерел енергії. Теплонасосні технології» та «7. Науково-технічні проблеми технічної теплофізики та промислової теплоенергетики. 7.1. Створення нових, удосконалення наявних методів аналізу, розрахунку й інтенсифікації тепломасообміну в одно- та багатофазних середовищах, у теплових і гідродинамічних процесах в установках».

Мета і завдання досліджень. *Метою дисертаційної роботи* є розробка багатофункціональної термодинамічної моделі тепломасообмінних процесів, які протікають в пористих регенераторах стірлінгів з врахуванням реальних теплофізичних властивостей і структури теплоносіїв.

Основні задачі наукового дослідження:

 Аналіз застосовності і ступеня адекватності стандартної системи диференціальних рівнянь балансу маси, імпульсу, внутрішньої енергії в суцільних середовищах при описі процесів переносу в гетерогенних середовищах, утворених пористими структурами і, як правило, нестаціонарними пара-рідинними флюїдними фазами;

 Розробка стратегії послідовної заміни в термодинамимічному аналізі теплових замкнутих циклів найпростішої, але неадекватної ідеально-газової моделі робочих речовин на реалістичну модель ван-дер-Ваальсівського (вдВ) флюїду, яка суттєво уточнює теплофізичні характеристики складних нерівноважних процесів;

- Використання системи критеріїв Прандтля, Нуссельта і Стантона як необхідного і достатнього базису для оптимізування коефіцієнтів тепломассообміну при рішенні сформульованого в роботі диференціального рівняння моделі нестаціонарного осціллюючого температурного поля в циклі Стірлінга;

 Використання аналітичного рішення запропонованого рівняння для базових моделей ідеальної рідини і ідеальної (нев'язкої) рідини з теплопровідністю на базі аналогії вузлів теплових циклів з відомими єлементами електромагнітних контурів.

- Дослідження потенціальної можливості створення нових ефективних схем оцінки *menлофізичної досконалості* теплових двигунів на підставі циклу Стірлінга, які передбачають в якості робочого тіла надкритичного діоксиду вуглецю або водяної надкритичної пари; - Розробка базової моделі *тонких пористих середовиц* (ТПС) і системи мінімально необхідних для її визначення вимірюваних параметрів, які дозволяють не тільки відрізняти *гідрофільні* або *гідрофобні* властивості, але й враховувати їх прямий вплив на процеси переносу вологої пари в кожному з можливих типів ТПС;

- Дослідження динамічної взаємодії гетерогенних пара-рідинних елементів рухомого флюїду і нерухомої (гідрофільної або гідрофобної) матриці ТПС з метою побудування узагальненого *флуктуаційно-термодинамічного рівняння стану* для даного композитного середовища.

Об'єктом дослідження є ТПС, один з розмірів якого (товщина, вибрана в напрямку потоку флюїду) суттєво менша двох інших (довжини і ширини, характерізуючих площу перерізу), що складає специфіку і використання ТПС в регенераторах стірлінгів.

Предметом дослідження є теплообмінні процеси, які протікають в ПС (ТПС) і надають суттєвого впливу на етапи нестаціонарної (запуска теплового двигуна) і стаціонарної (його стійкого функціонування) роботи в замкнутих екологічно-безпечних схемах.

Методи дослідження. Розробка нового підходу до теплоенергетичного моделювання теплових циклів з регенерацією, включаючи їх елементи, ПС/ТПС, який дозволяє вийти за рамки прийнятого використання моделі ідеального газу і розповсюдженого надмірно-спрощеного аналізу роботи регенеративних вузлів.

Наукові результати, які автор захищає, та їх новизна.

Вперше запропоновані:1) модель і її аналітичнє рішення для періодичних змін температурного поля в окремих вузлах циклу Стірлінга, які базуються на постульованій аналогії теплових і електромагнітних процесів в стаціонарному і нестаціонарному режимах; 2) запропонований новий критерій оцінки ступеня *теплофізичної* досконалості циклу, який доповнює стандартне поняття *термодинамічної* досконалості; 3) обгрунтована концепція відмови при проектуванні нових типів стірлінгів від обов'язкового використання в якості робочого тіла надкритичних, дуже легких газів (водню, гелію) і запропонована нова схема спряженого циклу, яка базується на застосуванні надкритичного двоокису вуглецю; 4) сформульований новий підхід до дослідження структурних особливостей звичайних і тонких пористих середовищ який дозволяє відрізняти їх *гідрофільність* або *гідрофобність* відносно робочих флюїдних середовищ на підставі дуже обмеженого і досить простого експерименту по їх проникності; 5) встановлені матеріальні співвідношення для перехресних коефіцієнтів переносу рухомого флюїдного середовища імпульсу, маси, заряду і теплоти скрізь ТПС, що узагальнює відомі закони для твердих металевих і аморфних структур.

Практичне одержаних результатів. Нова методологія значення аналізу, розроблена теплоенергетичного детально В дисертації, дає можливості: a) уникнути трудомісткого математично складного i вузлового енерговитратного методу спроб та помилок, традиційно використовуваного при проектуванні нових типів теплових циклів; б) теплофізично-обґрунтоване i об'єктивне одержати уявлення про потенціальну придатність будь-якого пропонованого флюїду в робочому інтервалі параметрів циклу;

- Запропонована модель тепломасообмінних процесів в тонких і звичайних пористих конструкціях регенераторів теплоти, яка розрізняє гідрофобні і гідрофільні властивості металевих і інших сіток, дозволяє розвинути новий підхід до оптимізації їх функціонування;

- Співвідношення, одержані для опису перехресних процесів переносу в складних комбінованих (включаючи пористі) середовища, має велике значення для проектування будь-яких циклів з флюїдними теплоносіями;

- Схема запропонованого в роботі циклу Стірлінга, який використовує діоксид вуглецю в надкритичній області, містить чисельний аналіз параметрів і властивостей всіх вузлових точок, що дозволяє провести безпосереднє натурне тестування; - Практичні рекомендації по розташуванню спряженого циклу на фазовій діаграмі СО2, який включає надкритичну область і введений в роботі новий критерії теплофізичної досконалості, прямо вказує потенціально-можливої, заміни стандартних робочих флюїдів (Н2, Не) на більш прийнятни СО2 або Н2О.

Особистий внесок здобувача. Під керівництвом наукового керівника сформульована мета і задачі дослідження. Внесок автора полягає в аналізі і розвитку існуючих методик, а також розробці нових перспективних підходів до досліджень процесів переносу вологої пари в пористих середовищах і напівпроникних мембранах, з допомогою теоретичних моделей, в плануванні

і проведенні численних експериментів по функціонуванню та аналізі одержаних результатів. Пояснення і підсумок одержаних результатів, а також формулювання висновків і рекомендацій роботи проведені спільно з науковим керівником.

Апробація результатів. Результати роботи доповідались і обговорювались на:

1) 7th International Conference "Physics of liquid matter: modern problems", 27-30 May, 2016, Kyiv, Ukraine.

2) 6th Rostocker International Conference «Thermophysical Properties for Technical Thermodynamics» 17–18 July 2017, Rostock, Germany.

3) 77 Наукова конференція науково-педагогічного складу ОНАХТ. Одеса, 18 – 21 квітня 2017 р. «Модифікована модель потенціалу Юкави і її роль для опису конденсованої фази фулеренів».

4) 78 Конференція науково-педагогічного складу ОНАХТ 23 – 27 квітня 2018 р, Одеса. «Дослідження процесів переносу тепла і вологи в тонких пористих середовищах».

Публикаціі. Основний зміст дисертації представлено у 11 публікаціях (одна без співавторів) в наукових журналах (з яких 3 включено до міжнародної наукометричної бази Scopus), а також у тезах доповідей і збірниках праць міжнародних та регіональних конференцій.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел, додатків. Загальний обсяг становить 184 сторінок машинописного тексту і містить 34 рисунків, 19 таблиць.

РОЗДІЛ 1.

НЕСТАЦІОНАРНА ВЗАЄМНО–УЗГОДЖЕНА МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСУ ТЕПЛА І МАСИ В ПОРИСТИХ СЕРЕДОВИЩАХ ЗАМКНУТИХ ЦИК-ЛІВ.

1.1. Роль пористих середовищ (ПС) в підвищенні ефективності циклів Стірлінга.

1.1.1. Класифікація поставлених в роботі задач.

Сама формула спеціальності 05.14.06 і її назва: *технічна теплофізика і промислова теплоенергетика* вказують на внутрішній зв'язок цих напрямків прикладних досліджень і на необхідність їх комплексного застосування до вирішення будь-якої актуальної проблеми. На жаль, ця вимога не завжди виконана у великій кількості дисертаційних робіт, які є, переважно, або промислово-теплоенергетичними (тобто суто-прикладними), або такими, що присвячені проблемам (в основному, експериментального характеру) вивчення рівноважних теплофізичних властивостей. Така однобічність підходів, багато в чому, випливає з традиційної схеми аналізу, використаної ще в роботах Карно і інших класиків термодинаміки. Її особливістю є розгляд прямих і зворотних, т.зв. *ідеальних циклів* на основі дуже обмеженої моделі ідеального газу і його рівняння стану (*iг*-PC):

$$P = \frac{m}{M} \cdot \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M} = \tilde{\rho} RT = nk_{B}T, \qquad (1.1)$$

де нами представлені всі звичайні варіанти використовуваних далі позначень густини маси ρ [кг/м³], густини числа молей $\tilde{\rho}$ [моль/м³] і концентрації числа частинок n = N / V, де $k_{\overline{b}} = R / N_A$ – стала Больцмана.

Повне ігнорування, таким чином, реальних теплофізичних властивостей речовини, описуваних, наприклад, простим, але адекватним для газів РС ван дер Ваальса (вдВ) з відомою інтерпретацією його сталих коефіцієнтів (*a*, *b*):

$$P = \frac{\tilde{\rho}RT}{1 - \tilde{b}\tilde{\rho}} - a\tilde{\rho}^2, \qquad (1.2)$$

треба вважати однією з причин вкрай-небажаного для теплоенергетики наслідку. Коефіцієнт корисної дії (ККД) реальних необоротних циклів (званий також ефективним ККД η_{ed} відповідає відносному ступеню термодинамічної досконалості). Він виявляється не лише набагато меншим ідеального термічного ККД циклу Карно $\eta_{e\phi} << \eta_T = 1 - T_x / T_H$ (x – охолодження, H – нагрівання, для простоти позначень). На практиці для чисто-газових циклів, типу ідеальних схем, запропонованих Еріксоном і Стірлінгом [1,2], він відповідає в (*P*, *ρ*)- (або *P*, *v* = 1 / *ρ*)-діаграмі наближено-визначуваній овальній, т.зв. індикаторній формі. Вона повинна бути розташованою повністю всередині ідеального графіка циклу, який випливає з *i*г-PC (1.1) і може лише торкатись в двох точках його мінімальної, тобто нижньої T_x і максимальної верхньої Т_н ізотерм. Ця особливість, зрозуміло, не вирівнює реальний термічний ККД будь-якого відповідного псевдо-ідеального циклу з його ідеальним термічним ККД *η*_T. Для такої рівності згідно з теоремою Карно є необхідним збіг кінцевих сегментів вказаних ізотерм в двох порівнюваних циклах, чому, формально, і відповідають цикли Еріксона і Стірлінга.

Другий з цих однофазних теплових двигунів, реальний варіант якого називатимемо далі просто *стірлінгом*, має працювати в заданих межах двох термостатів $T_{max} - T_{min}$ повністю відповідає поняттю замкнутого циклу (тобто такого, що зберігає в будь-який момент часу повну масу т робочого флюїду в його повному об'ємі V_{ϕ}) якщо відмовитись від забезпечення зовнішніх ізотермічних процесів нагріву (розширення Е) та охолодження (стискання С). Цей підхід був обраний нами для ілюстрації тих змін, які, зокрема, можуть бути внесені до традиційного аналізу [1,2] шляхом заміни іг-РС (1.1) на просте, але реальне вдВ-РС (1.2) при описі робочої флюїдної (ϕ)речовини. Очевидно, що така схема замкнутості стірлінгів, тобто забезпечення відсутності прямого контакту ϕ -теплоносія з навколишнім середовищем, вигідно відрізняє їх, в цьому наближенні, від будь-яких варіантів двигунів внутрішнього згоряння, забруднюючих атмосферу. Така сама вигідна відмінність від останніх притаманна і тепловим трубам [3], які не відносяться, проте, до пристроїв, що виробляють корисну роботу. З тепловими двигунами, типу циклу Ренкіна, їх зближує робота в заданому інтервалі підкритичних температур $T_{\mu} - T_{x}$. Їх призначенням є максимально-ефективна передача теплоти від високотемпературного T_{μ} -термостату до низькотемпературного T_{x} термостату за рахунок взаємно-оборотних (як то вважається в суто термодинамічному аналізі їх функціонування) процесів кипіння і конденсації.

Нагадаємо у цьому зв'язку, що фазовий перехід газ (г)-рідина (р) не описується адекватно з допомогою *іг*-моделі, але може бути якісно передбачений в рамках вдВ-РС і розробленої ван дер Ваальсом, Максвеллом і Гіббсом моделі середнього поля [4,5]. Його особливістю є фундаментальне уявлення про дві співіснуючі в кожній *тиску* насиченої пари $P_{\nu}(T)$ переходу однорідні гомогенні гіббсівські г- і р-фази різної густини, але однакового хімічного потенціалу $\mu_{r}(T) = \mu_{p}(T)$. Остання умова постулюється згадано класичною моделлю, але не може бути перевірена або підтверджена i сам хімічний потенціал експериментом. Справа В тому, ЩО $\mu(P,T) = h(P,s) - T \cdot s$, і його основний параметр – питома *s* [Дж/(кг·К)] або мольна *š* [Дж/(моль·К)] ентропія не відносяться до числа вимірюваних в теплофізиці величин. Проте, всі припущення теорії середнього поля використовуються без будь-яких змін як в теорії парових двигунів [1,2] (не зважаючи на явну гетерогенність, тобто негіббсивість робочих станів парової (п) фази, так і при аналізі функціонування теплових труб [3]. Можливо передбачити, що ідеальна термодинамічна оборотність процесів кипіння і конденсації [4,5], навряд чи, виконується в суттєво нерівноважних умовах реалізації замкнутого циклу.

Перелічені вище проблеми опису як однофазних надкритичних флюїдів $(HK\Phi)$, так і двофазних підкритичних станів флюїду були детально розглянуті нами в недавніх роботах [6-9]. Вони розвивають ідеї *моделі* ФТ (флуктуаційної термодинаміки), запропонованої порівняно давно в роботах Роганкова і співавторів [10-18]. Однією з основних відмінностей ФТ-моделі, яка складає фізичний базис теоретичного аналізу в цій дисертації, стало прагнення уникнути згаданих вище експериментальних невизначеностей. Вони, на жаль виникають при традиційному використанні т.зв. *вільних енергій* Гіббса $\mu(T, P)$ і Гельмгольца f(T,v). Обидві ці послідовно введені гіббсівською статистичною механікою [4,5] функції, як вже відзначалось, ентропією (невимірюваною в дослідах) s. Також і самі вони не відносяться до числа вимірюваних досвідним шляхом величин. Звідси, їх мінімальне значення при заданих незалежних параметрах (T, P) або (T, ρ) , відповідно, відносяться, виключно, до рівноважного стану всього об'єму (N, V)-системи. Завдяки обмеженню глобальної рівноваги вони не застосовні до опису нерівноважних процесів в цьому об'ємі, викликаних, наприклад, конвекцією, без додаткової гіпотези [5] ЛР (тобто локальної рівноваги). Саме з цієї причини в моделі ФТ було детально розроблене альтернативне застосування для процесів, які необоротно протікають за скінченний час Δt і в скінченних об'ємах V, наступної системи рівнянь Першого і Другого Законів. Вони виражені в термінах скінченних змін питомої ентальпії h(P,T) і питомої внутрішньої енергії e(v,T):

$$\rho h(P,T) = \rho e(v,T) + P(v,T)$$
(1.3)

$$\Delta h = C_P \left(P, T \right) \Delta_P T \tag{1.4}$$

$$\Delta e = C_{v} \left(v, T \right) \Delta_{v} T \tag{1.5}$$

де теплоємності C_P, C_v відносяться до реальної речовини, а не до *іг*-моделі, в якій вони приймаються постійними. Важливо відзначити, що така комбінація взаємозв'язаних т.зв *калоричних* РС {h(P,T), e(v,T)} і термічного РС, вираженого в одній з допустимих форм $\{v(P,T), P(v,T)\}$ повністю відповідає варіаційному формулюванню Другого Закону, (1.6а) давно запропонованому Хорстманном [19] в термінах δ -варіацій питомої теплоти і питомого об`єму:

$$\delta q = T \frac{dP}{dT} \delta v$$
 (a) $\Delta s = \int \frac{dq}{T}$ (6). (1.6)

Вона є точно еквівалентною, але альтернативною більш розповсюдженому формулюванню Клаузіуса (1.6б), яке містить, проте, ентропію *s* (її скінченне змінення).

Тут доречно підкреслити наявність важливої різниці, яка постулюється ФТ-моделлю і такої, що реально існує між *тільки псевдооборотними* [4] *адіабатичними* зміненнями реальної *функції процесу* ентальпії Δh і дійсної *функції стану*, якою є внутрішня енергія Δe :

$$\delta q \approx \Delta h(P,s)$$
 (a) $\delta q - \delta w = \Delta e(v,s)$ (6). (1.7)

Очевидно, що використане в (1.76) визначення механічної роботи, як функції процесу: $\delta w \approx P \delta v$ не тільки узагальнює тотожність (1.3) на опис однофазних δ -флуктуацій. Воно забезпечує, фактично, узгоджене з двофазним описом узагальнення Другого Закону (1.6а) за допомогою, відомого як рівняння Клаузіуса-Клапейрона співвідношення:

$$\gamma_{\nu} = \frac{T}{P_{\nu}} \cdot \frac{dP_{\nu}}{dT} = \frac{\Delta h}{P_{\nu} \Delta \nu} \approx \frac{\delta q}{P \,\delta \nu} \,. \tag{1.8}$$

де індекс *v* вказує на насичену пару речовини.

Важливо вказати, що в уявно здійсненому циклічному процесі узагальнений параметр Ріделя γ_v з моделі ФТ формально відповідає т.зв. опалювальному ККД для віртуального «теплового насосу». Його зворотна величина дорівнює, природно, термічному ККД η_T такого самого віртуального «теплового

двигуна»:
$$\frac{1}{\gamma_{v}} = \frac{P_{v}}{T} \left(\frac{dT}{dP_{v}} \right) = \frac{P_{v} \Delta v}{\Delta h} \approx \frac{\delta w}{\delta q}.$$
 (1.9)

Ці формальні відповідності, помічені раніше з допомогою моделі ФТ [10-18],

мають далеко не формальні наслідки, як було показано нами [6-9] для практичного удосконалення принципу роботи реальних замкнутих циклів..

1.1.2. Моделювання пористих вузлів-середовищ в замкнутих циклах.

В певному сенсі, ПС-вузли є обов'язковими елементами як стірлінгів, так і теплових труб, хоча малоефективна реалізація обох циклів без них, у принципі, можлива. В стірлінгах ПС-вузол здійснює внутрішню регенерацію теплоти і, з цієї точки зору, його слід відрізняти від звичайних рекуператорів і економайзерів, призначених для зовнішньої регенерації в незамкнутих циклах. В останніх для попереднього підігріву робочої речовини перед надходженням до двигуна використовується тепло продуктів згоряння, яке йде в атмосферу. Аналогічно, зовнішній охолоджувальний (як правило, водяний) контур призначений для відведення зайвої теплоти робочої речовини перед його попаданням в конденсатор. Проблеми зовнішньої регенерації теплоти не обговорюються в цій роботі, де нами не розглядаються також типи контакту зі стірлінгом джерела теплової енергії і його стоку. Ними можуть бути, наприклад, дві теплові труби – одна з нижньою температурою її підкритичного робочого флюїду (конденсації) $T_{min} = T_H$ і друга з верхньою температурою *другого* робочого флюїду (кипіння) $T_{max} = T_x$. Іншими словами, ми завжди будемо припускати, що подібна система двох зовнішніх по відношенню до циклу термостатів забезпечує наближено-ізотермічні процеси нагріваннярозширення при T_E (E – від expansion) і охолодження-стискання при T_C (C – від compression) при заданому номінальному перепаді робочих температур: $\Delta T = T_H - T_X \approx T_E - T_C$. Таким чином, головну увагу в роботі передбачається приділити детальному дослідженню роботи пористого середовища (ПС) вузла регенератора (РГ) на двох ізохорах розширення і стискання. Спочатку, він акумулює теплоту потоку флюїду, який швидко розширився, що відбувається при найменшій густині циклу і температурі, яка знижується $\rho_{min}(T,P)$. Потім, він віддає частину цієї теплоти флюїду, який стискається, при найбільшій густині циклу і температурі, яка підвищується $\rho_{max}(T, P)$.

Введемо ще декілька важливих класифікувальних ознак, які дозволяють уточнити область передбачуваних в дисертації досліджень і відокремити їх напрямок від величезної кількості робіт інших авторів, спрямованих на підвищення ефективності стірлінгів. На відміну від більшості таких робіт, в яких робочим тілом є щільно-стиснутий і сильно-нагрітий газоподібний водень Н₂ (іноді, газоподібний гелій), однією з наших ключових цілей буде обгрунтування альтернативної можливості вибору. Вона полягає у спробі суттєво понизити максимальне значення температури за рахунок вибору НКФ (надкритичного флюїду)-робочого тіла та шляхом контрольованого збільшення середнього тиску циклу. Така стратегія, при всій схематичності її опису в даному розділі, повинна значно підвищити питому потужність двигуна за умови оптимального функціонування РГ, тобто ПС-вузла. Одним з заходів, що нами для цього пропонуються, буде рекомендація застосування регенеративного ізохорного циклу з т.зв. перепуском робочого тіла безпосередньо з порожнин розширення і стискання в РГ, обминаючи холодильник і нагрівач [1]. Такий результат може бути досягнутий, на перший погляд, при використанні давно запропонованого Мелоуном двох-циліндрового поршневого двигуна. В ньому поршень-витискувач має ПС-структуру великої кількості порожнистих паралельних каналів для руху і ефективного теплообміну з такою насадкою вибраного НКФ (води, строго кажучи, у рідинному стані). Але відомі недоліки цього підходу (див. далі) потребують подальшого пошуку у цьому напрямі.

Безліч самих різних типів ПС змушує дослідника моделювати, за потреби, їх структуру, виходячи з певних припущень. В даній роботі нас будуть цікавити два основних типи ПС, показаних на Рис.1.1 і 1.2. Вони відповідать або стохастичному (випадковому) розподілу елементів утворюючої пористої матриці (М), або регулярному, тобто заздалегідь програмованому їх розподілу.

З Рис. 1.1б очевидно, що жорстка зв'язність між сусідніми сферами або циліндрами, імітуючими, наприклад, атоми або молекули, а також, наприклад, окремі піщинки або вуглецеві нано-трубки, *не є визначальним фактором* саме для *стохастичних матриць* в підході до опису складних ПС, який нами розвивається. Всі описувані вище елементи таких матриць (і будь-які інші) заповнюють випадковим чином деякий повний об'єм V [м³]. Звідси мо-



Рис. 1.1. Види об'ємних регулярної (а) і стохастичної (б) структури пористих середовищ, використовуваних в насадках регенераторів стірлінгів і гнотах теплових труб.

жливість оцінки їх сумарного повного об'єму V_M безперечно, задання вільного об'єму $(V - V_M)$ і звичайної пористості ε :

$$\varepsilon = \frac{V_d}{V} = 1 - \frac{V_M}{V} \tag{1.10}$$

де нижній індекс *d* відповідає усередненому характерному розміру *d* [м] для повного вільного об'єму V_d . Існують дві основні теорії [20,21], які називаються *теорією гальмування потоку* в ПС і *теорією гідравлічного радіусу* r_h . Для визначення останнього треба знати т.зв *внутрішню поверхню матриці* A_M [м²], що знаходиться в контакті із зовнішньою поверхнею $A_d = A_M$ вільного внутрішнього простору ПС. Тоді виконується:

$$r_h = \frac{V_d}{A_M} = \frac{V_d}{A_d} = r_h(d).$$
 (1.11)

Друга наведена тут рівність корисна при розрахунках, якщо геометрична форма *d*-залежних величин наближено відома для РГ. Справа в тому, що більшість оцінок тепло-масо-обмінних характеристик в реальних стірлінгах були виконані і опубліковані в рамках теорії гідравлічного радіусу, де він апріорі передбачається відомим.

Другий тип структурно-регулярних матриць, приклад яких показаний на Рис. 1.1а, буде нами називатись далі стовпчиками *ТПС*. Це означає, що *тонкі пористі структури* формують загальну ПС/РГ. Їх визначальною властивістю ми вважаємо, як раз, *жорстку зв'язність* елементів матриці в напрямку, перпендикулярному (\perp) потоку робочого флюїду, зокрема, при роботі РГ. В інших напрямках така зв'язність відсутня, як і для стохастичних



Рис. 1.2. Кільцевий елемент регулярної ПС (а) з відповідними геометричними параметрами крізних капілярів (Додаток А); Стохастична структура нанотрубок (б).

матриць на Рис. 1.16. Звідси варіант структури РГ, в цілому, показаний на Рис. 1.1а і обговорюваний в роботі детально, представляє собою просто капілярно-пористу структуру або стопку щільно-притиснутих один до одного ТПС-елементів. Цими елементами в реальних РГ є дрібно-ніздрюваті сітки, виготовлені з фосфористої бронзи (ФБ), теплофізичні властивості якої добре

відомі.

Зазначимо ще на одну принципово-важливу особливість підходу до моделювання ПС, прийнятого в роботі. Її можна умовно визначити як *масштабованість* (можливість такого, що передбачає перетворення, *скейлінгу– scaling*) будь-яких знайдених для окремих регулярних матриць (тобто ТПС) результатів *в напрямку потоку* (||) *робочого флюїду*. Це означає, що характерною товщиною ТПС в ||-напрямку може бути як розмір атому вуглецю, наприклад, в надміцній сітці графена, так і величина товщини (діаметру) дротинки, виготовленої з ФБ, порядку $30 \cdot 10^{-6}$ м = 30 мкм. Оскільки перша (дуже наближено) оцінюється як: $0,15 \cdot 10^{-9}$ м = 0,15 нм, то масштаби їх товщин відрізняються в $2 \cdot 10^5$ разів. Проте, *скейлінг в* ||*-напрямку для них безсумнівно існує* (!), як буде показано в роботі. Цей результат відкриває, на наш погляд, велику перспективи для розробки серії мініатюрних і, навіть, *нано-стірлінгів* в найближчому майбутньому. Їх *згинальність*, при цьому, може бути у графена, як і в звичайних тканинах, які відносяться нами, також, до ТПС, важливим фактором проектування.

Ще раз нагадаємо, що головним об'єктом вивчення в цій і наступних главах нами вибрані ПС-вузли стірлінгів, для яких на цей час відсутній адекватний опис нерівноважних процесів. Досить вказати, що, крім припущень *ig*-моделі для РС, в традиційному аналізі, процеси розширення і стискання припускаються строго ізотермічними [1,2], вся маса робочого газу *відно-ситься* або до порожнини стискання, або до порожнини розширення, внутрішній, т.зв. *мертвий* об'єм РГ дорівнює нулю (*пористість відсутня*, бо застосується РГ-модель суцільного середовища), рух поршнів переривчастий (безінерційний), процес регенерації – ідеальний і термодинамічно-оборотний, як наслідок, гідравлічні, механічні і теплові втрати в ідеальному циклі припускаються відсутніми.

В реальних двигунах Стірлінга, як показує попереднє обговорення, по-

тік робочого тіла залежить від параметрів (T, P, ρ) , що змінюються, для вузлових точок циклу. Процес тепло- і-масообміну є *виражено-нестаціонарним*. Його моделювання в реальних умовах експлуатації стірлінгів з допомогою моделі *усталеного режиму течії*, як це робиться в прийнятій методології теплоенергетичного аналізу [1,2], не може забезпечити, на наш погляд, повністю узгоджених результатів і передбачень.

1.2. Принципи теплофізичного моделювання нестаціонарного і стаціонарного режимів роботи.

1.2.1. Зміни калоричних властивостей реальних флюїдів в ідеальному циклі Стірлінга.

Відмова в даній роботі від використання в термодинамічному аналізі надспрощеної *іг*-моделі дозволяє одержати на основі вдВ-РС (1.2) такі змінення калоричних функцій:

$$s_2 - s_1 = C_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \frac{R}{M} \ln\left(\frac{\varepsilon_2 \cdot \rho_1}{\varepsilon_1 \cdot \rho_2}\right)$$
(1.12)

$$e_2 - e_1 = C_v \left(T_2 - T_1 \right) - a \left(\rho_2 - \rho_1 \right)$$
(1.13)

$$h_2 - h_1 = C_{\nu} \left(T_2 - T_1 \right) - 2a \left(\rho_2 - \rho_1 \right) + \frac{RT_2}{M \varepsilon_2} - \frac{RT_1}{M \varepsilon_1}$$
(1.14)

де використані питомі величини $\{s, e, h\}$ і густина маси: $\rho = 1/v$. Індекси 1 і 2 взяті по напрямку реалізації циклу і нами введене поняття *нестаціонарної мікроскопічної пористості вдВ-флюїду* (див. підрозділ 2.1):

$$\varepsilon_{\phi}(P,T) = \frac{v-b}{v} = 1 - b\rho. \qquad (1.15)$$

Ця характеристика суттєво відрізняється в рівноважних станах рідини (де вона дуже мала) і газу (де в підкритичних його станах вона близька до одиниці). Усі питомі функції із (1.12-1.15) змінюються з плином часу t, при зміненні *динамічних* функцій температури T(t) і тиску P(t), а ці термодинамічні поля *безперервно* залежать одне від другого, згідно з фундаментальним формулюванням Другого Закону (1.6а).

Нагадаємо, що в газо- і гідродинаміці, об'єднуваних поняттям флюїдної (ϕ -) динаміки, а також в рівняннях балансу нерівноважної термодинаміки, в цілому [22,23], використовується термінологія і поняття ейлерових змінних, типу a(x, y, z; t), де усі чотири змінні є незалежні (наприклад, похідна dx/dtне існує). Максвелл, як відомо, сформулював теорію електромагнетизму, включивши до неї, зокрема, дві теореми Остроградського-Гаусса для силових ліній поля, записані на підставі тієї самої теореми для потоку струминок рідини, яка рухається. Однак, набагато менш відомо, що той же Максвелл надавав великого значення т.зв. електромеханічній аналогії, в якій зіставлялася рухома маса і рухомий заряд. В дисертації запропановано розширити цю аналогію на опис температурних змін T(t).

1.2.2 Аналогія нестаціонарних змін механічних, електричних і термодинамічних узагальнених координат в замкнутих контурах-циклах.

Власне, об'єктами зіставлення, вказаними Максвеллом, були узагальнена координата (наприклад, декартова) x(t) механічного руху зі швидкістю u(t) = dx / dt зрозуміло, що в класичній механікі ця похідна існує і електричний заряд q(t), який рухається в металевих провідниках у вигляді постійного або змінного струму: I(t) = dq / dt. Можливість запису всіх основних *емпіричних* рівнянь, утворюючих основу електромагнетизму (для електричної ємності C [Ф], опору провідника R [Ом] і індуктивності котушки соленоїда L[Гн] за відсутності феромагнетиків) в термінах законів класичної механіки привело до *фундаментальної аналогії* двох формалізмів. Вона описує відповідні замкнуті схеми:

$$-L\frac{d^2q}{dt^2} = \frac{q}{C} + R\frac{dq}{dt} - \varepsilon_0 \cos\omega_A t \tag{1.16}$$

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - l\frac{dx}{dt} + f_0 \cos\omega_A t \,. \tag{1.17}$$

Тут використані позначення книги [24], в якій можна знайти детальне викладення аналітичних ізоморфних рішень для даних неоднорідних диференціальних рівнянь з правою частиною. Гармонічні функції моделюють в обох випадках т.зв. вимушуючу силу, яка осцилює з активною (А) циклічною частотою ω_A . Аналогії коефіцієнта жорсткості пружини k [н/м=кг/с²] і зворотної ємності 1/C, коефіцієнта опору механічному рухові l [н·с/м=кг/с] і опору струму R, а також маси m [кг] і індуктивності L очевидні.(див. також Додаток В). Згідно з однією з основних гіпотез даної дисертації, детально обґрунтоване, дослідження замкнутого теплового циклу Стірлінга може набути нового важливого теоретичного сенсу, якщо поряд з аналогією узагальнених координат x(t) і q(t) в рівняннях (1.16,1.17) ввести їх аналогію із ще однією узагальненою траєкторією часових змін в циклі – температурою T(t). Її роль і вплив на будь-які фізичні процеси, що протікають в оточуючому нас світі, настільки ж всеохоплюючі, як вплив маси і електричного заряду. Тепловий ефект, супроводжуючий будь-які зміни (переміщення) цих фундаментальних характеристик у часі і просторі свідчать про дисипацію частини енергії активних сил, що викликають рух. Він не включений, безпосередньо, до рівнянь (1.16,1.17), але добре вивчений і називається, наприклад, тепло*тою* Джоуля-Ленца (ДЛ) в теорії електричного струму (L [м] – довжина, A [м²] – поперечний переріз провідника):

$$Q_{\Pi\Pi} = UI \Delta t = RI^2 \Delta t \qquad (a) \qquad \qquad R = \rho_q(T) \cdot L / A_\perp \qquad (b). \qquad (1.18)$$

Тут т.зв. *питомий електричний опір*, зворотний за величиною *електропровідності* матеріалу провідника: ρ_q [Ом·м] = $1/\sigma_q$, прямо залежить від *T*. Індекс *q* означає у рівнянні (1.18б) провідність решіткової *матриці* металупровідника, яку можна віднести по нашій класифікації (підрозділ 1.1.2) до типу *регулярних стаціонарних* (тобто таких, що явно не залежать від часу *t*) *мікроскопічних ПС*. Закон Ома може бути записаний для густини потоку електричного заряду (яка називається, часто, *вектором густини струму*), включаючи *T*(*t*)-залежний *функціонал* електропровідності:

$$j_q = -\sigma_q \Big[T(t) \Big] \nabla \varphi \equiv \frac{\Delta q}{A_\perp \Delta t} \quad [K_{\Pi}/(M^2 \cdot c)], \tag{1.19}$$

де $(-\nabla \varphi)$ відповідає антиградієнту електростатичного потенціалу або його різниці, тобто напрузі на клемах джерела. Навіть для постійного струму густина теплоти Джоуля-Ленца $Q_{Д\Pi} / V$ [Дж/м³=н/м²] визначається рівністю (де $V = L \cdot A_{\perp}$), прямо залежною від t:

$$\frac{Q_{\mathcal{I}\mathcal{I}}}{V} = \rho_q \left[T(t) \right] j_q^2 \Delta t \,. \tag{1.20}$$

Розглянутий приклад з електродинаміки добре ілюструє як концепцію *градієнтних систем*, прийняту в наступних розділах, так і поняття *нестаціонарності*, використане нами при описі циклу двигуна Стірлінга. В якості перших з вищеназваних будуть обговорюватись, крім закону електропровідності (1.19), закони *самодифузії*, *теплопровідності* і *бародифузії* для будь-якого поперечного перерізу A_{\perp} [м²]:

$$j_m = -\gamma_m \Big[T(t) \Big] \nabla \mu \equiv \frac{\Delta m}{A_\perp \Delta t} \left[\frac{\kappa_2}{m^2 c} \right], \qquad (1.21)$$

$$j_{Q} = -\lambda_{Q} \Big[T(t) \Big] \nabla T \equiv \frac{Q}{A_{\perp} \Delta t} \bigg[\frac{\mathcal{A} \mathcal{H}}{\mathcal{M}^{2} c} \bigg], \qquad (1.22)$$

$$j_{M} = -\tau_{m} \left[T(t) \right] \nabla P \equiv \rho \cdot u \left[\frac{\kappa^{2}}{m^{2}c} \right].$$
(1.23)

Зміст і розмірність коефіцієнтів переносу { γ_m [кг·с/м³], λ_Q [Дж/(м·с·К)], τ_m [c]} потребують врахування пористості ε , якщо розглядається переріз ПС/РГ. Вони (їх значення, перш за все) дуже важливі для формулювання такого, що рекомендується в роботі, рівняння *нестаціонарного циклу Стірлінга*, типу рівнянь (1.16,1.17):

$$\tau_m^2 \frac{d^2 T}{dt^2} = -Pr^{-1} \cdot T - Nu^{-1} \cdot \tau_m \frac{dT}{dt} + St \cdot \left(T_E - T_C\right) cos(\omega_A t).$$
(1.24)

Співвідношення між коефіцієнтами (Додаток В) цих рівнянь є суто гіпотетичними і мають бути тестовані на базі подальшого аналізу. Безрозмірні критерії тепломасообміну, введені Прандтлем (Pr), Нуссельтом (Nu) і Стантоном (St) мають в рівнянні (1.24) звичайний вигляд і такі характерні параметри циклу як: $u [m/c], L [m], \alpha [Bm/(m^2K)]$ потребують визначення:

$$Pr = \frac{v}{\chi} = \frac{\eta C_P}{\lambda}, \qquad (1.25)$$

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}, \qquad (1.26)$$

$$St = \frac{\alpha}{\rho C_P u}.$$
(1.27)

Тут v [м²/с] означає *кінематичну* в'язкість, зв'язану з *динамічною* в'язкістю η [Па·с=кг/(м·с)] з допомогою густини флюїду:

$$\eta = \rho v$$
 (a) $\chi = \lambda / (\rho C_P)$ (6). (1.28)

Аналогічну розмірність молекулярно-кінетичного процесу дифузії енергії має коефіцієнт температуропровідності χ [м²/c] з (1.25) і (1.286). Залежні від часу величини з рівнянь (1.26,1.27) коефіцієнта тепловіддачі α [Вт/(м²K)] і лінійної швидкості потоку u [м/c], введеної нами з допомогою узагальненого закону Д'Арсі (1.23) для стиснюваного флюїду змінної густини $\rho(t)$, <u>треба</u> вважати основними динамічними об'єктами подальшого вивчення. Вони необхідні для апробації та імплементації гіпотетичного рівняння циклу (1.24). Його відоме аналітичне рішення [24] обумовлює значну перевагу запропонованої нової методології опису нестаціонарності теплових циклів.

1.2.3. Потенційний вплив густини і пористості флюїду на зміну ключових параметрів циклу Стірлінга.

Введена нами з допомогою визначення (1.15) функціональна залежність

пористості флюїдної системи частинок $\varepsilon_{\phi}[P(t),T(t)]$ (нижній індекс ϕ , який означає ϕ люїд, в цьому розділі для простоти опущений) пропорційна її нестаціонарній густині $\rho(t)$. Лінійна залежність постульована в вдВ-РС (1.2) між двома визначальними параметрами локального стану флюїду, (якими є тиск і температура), роблять зручним продовження обговорення ролі ε -функціоналу в термінах коефіцієнта стисливості $Z = PM / (R\rho T)$:

$$Z^{e\partial B} - 1 = \frac{b\rho}{1 - b\upsilon} - \frac{ab\rho}{bRT} = (1 - \varepsilon) \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{T_B^{e\partial B}}{T} \right), \tag{1.29}$$

де введений параметр *характеристичної температури Бойля*: $T_{E} = a / (bR)$ є специфічним для кожного флюїду [18,25]. Оскільки ліва частина (1.29) визначає в рамках вдВ-моделі (1.2) відхилення властивостей реальної речовини від *ig*-моделі (1.1), де $Z^{ig} = 1$, тут корисно ввести також характеристичну густину Бойля: $\rho_{E} = 1/b = RT_{E} / a$. Вона недосяжна в реальних системах *N*частинок, укладених в скінченний об'єм *V*, оскільки вимагає, згідно (1.15), відсутності пористості $\varepsilon = 0$ і, одночасно, порушення Третього Закону, тобто T = 0, згідно (1.29).

Друга *ig*-асимптотика, яка приводить до значення $\varepsilon_{ig} \to 1$, також фізично нездійсненна, оскільки вимагає, згідно (1.15), одного з нереальних трендів ($\rho \to 0$ або $b \to 0$), а також $a \to 0$ для досягнення кінцевої температури Бойля T_{E} , згідно (1.29). Таким чином, мікроскопічна ε -пористість флюїдної (N,V)-системи, яка належить інтервалу $\varepsilon \in (0,1)$ без його граничних значень є важливим фактором теплофізичної реальності, *відсутньої в іg-моделі*.

Цю принципову відмінність природно використати на практиці для визначення нового поняття *mennoфізичного удосконалення* проектованих циклів. Застосуємо його, спочатку, до ідеального циклу Стірлінга, термічний ККД якого (і таким чином його *mepmoduнaмічна ефективність*) збігається з термічним ККД ідеального циклу Карно (прямого –для теплового двигуна (а) і зворотного – для теплового насосу (б), або для холодильної машини (в)):

$$\eta_T = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} \quad (a) \qquad \eta_{TH} = \frac{T_{max}}{T_{max} - T_{min}} \quad (b) \eta_{XM} = \frac{T_{min}}{T_{max} - T_{min}} (b) (1.30)$$

Порівняння ідеальних прямих циклів Карно і Стірлінга представлене на Рис. За,б в звичайних (*P*, *V*) і (*T*,*s*)-проекціях. Домножуючи термічні ККД на відносне змінення тиску, відповідно: $\eta_T (P_{max} / \Delta P)$, $\eta_{TH} \Delta P / P_{max}$, $\eta_{XM} \Delta P / P_{min}$, ми отримуємо нове поняття ступеня <u>теплофізичної</u> досконалості циклу.

Неважко бачити, що максимально наближуючи конфігурацію реального стірлінга до тієї, яка показана на Рис. 1.3а, ми прагнемо зберегти його основну перевагу перед циклом Карно, яка полягає в суттєвому прирості корисної роботи. Пріоритет цього фактора змушує нас далі розглядати (T,s)діаграму на Рис. 1.36) з врахуванням дещо невизначеного кількісного змісту s-параметра в рівняннях (1.7а,б). Фактично, він використовується в методології т.зв. рівноважних термодинамічних потенціалів, розробленій Гіббсом [4], оскільки до них відносяться не тільки e(v,s) і h(P,s), але й дві вільні енергії Гіббса $\mu(T,P) = h(P,s) - T \cdot s$ і Гельмгольца $f(T,v) = e(v,s) - T \cdot s$ Дві останні застосовні, виключно, до повністю рівноважних станів макросистем і не будуть з цієї причини прямо використовуватись в даній роботі. Як відомо з термодинаміки [5], аналіз циклів з допомогою вільних енергій складає базис т.зв. ексергетичного і ентропійного методів. Вони засновані, як раз, на формулюванні Другого Закону (1.6б), запропонованому Клаузіусом в термінах ентропії. Як вже відзначалось в підрозділі 1.1.1, ми розглядаємо формулювання (1.6а), запропоноване Хорстманном у сукупності з системою експериментально-вимірюваних калоричних функцій (1.3-1.5) в якості альтернативного і більш реалістичого базису для метода циклів.

Такий підхід повністю узгоджений із запропонованою в рівнянні (1.24) методологією нестаціонарного циклу Стірлінга, оскільки пошук рішення цього диференціального рівняння у вигляді T(t)-функції вимагає саме інфор



Рис. 1.3 (а) — Заштриховані площини (P,v)-діаграми показують збільшення питомої корисної роботи в ідеальному циклі Стірлінга 1-2-3-4-1 порівняно з ідеальним циклом Карно 1-2'-3-3'-1; (б) аналогічно показано збільшення кількості питомої теплоти на (T,s)-діаграмі.

мації, забезпечуваної граничними і початковими умовами рівнянь (1.3-1.5 і 1.6а), але не (1.6б і 1.7), відповідно. В цьому сенсі, порівняння реальної теплофізичної vdW (вдВ)-моделі поведінки флюїду з ідеально-газовою *ig*моделлю, представлене в Таблиці 1, має велике практичне значення для реалізації кожної з окремих стадій – ізоліній циклу Стірлінга, показаних на Рис.1.3.а,б. Очевидно, що керуючись фактором змінення тиску $\Delta P/P$ для ступеня їх *теплофізичного удосконалення* нам треба врахувати, згідно з рівняннями (1.12-1.14), зміну густини робочого флюїду і, зв'язану з нею лінійно, згідно з рівнянням (1.15), його *мікроскопічну пористість* є. Вона враховує дискретність (N,V)-системи в нано-масштабах.

Ми відзначили в Таблиці 1 знаком *) особливі умови, які виникають *тільки для ентальпії* $\Delta h(P,T)$ (див. обговорення такої гіпотетичної можливості в підрозділі 1.1.1) при врахуванні реальності робочого флюїду і необоротності процесів стискання-розширення в ньому. Для двох ізотермічних процесів це приводить до важливої умови їх одночасної *ізоентальпійності ig*-типу якщо виконується обмежуюча рівність:

$$2T_{E}/T_{min} = 1/(\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}) \quad (a) \qquad 2T_{E}/T_{max} = 1/(\varepsilon_{3}\varepsilon_{4}) \quad (b). \qquad (1.31)$$

Таблиця 1. Порівняння реальної (vdW) і ідеально-газової (*ig*) моделей основних ізоліній циклу Стірлінга.

N⁰	vdW-модель PC (2)	Стискан- ня (С)	<i>ig</i> -модель (1)	Стискан- ня (С)	
	Ізотермічне стискання 1—2 з віддачею теплоти при T_{min} [$P_2 > P_1$;				
	$ \rho_2 > \rho_1; (q_x = \omega_c)^0 < 0] $				
	$(s_2 - s_1)$	Зміни	$(s_2 - s_1)^0$	Зміни	
(a)	$(R / M) ln(\varepsilon_2 \rho_1 / \varepsilon_1 \rho_2)$	Зменшення	$(R / M) ln(\rho_1 / \rho_2)$	Зменшення	
	$(e_2 - e_1)$		$(e_2 - e_1)^0$		
(б)	$-a(\rho_2 - \rho_1)$	Зменшення	$e_2^0 = e_1^0 \left(T_{min} \right)$	Постійно	
	$(h_2 - h_1)$	*)	$(h_2 - h_1)^0$		
	$-2a(\rho_2 - \rho_1) +$		0.0		
(B)	$+\left(\frac{RT_{min}}{M}\right)\left(\varepsilon_2^{-1}-\varepsilon_1^{-1}\right)$	$h_2 = h_1$	$h_2^0 = h_1^0(T_{min})$	Постійно	
	Регенеративна тепловіддача від РГ до флюїду 2 \rightarrow 3 при ρ_{max}				
	$[P_3 > P_2; T_3 > T_2; (q_{TR} = \Delta e)^0 > 0]$				
	$(s_3 - s_2)$	Зміни	$(s_3 - s_2)^0$	Зміни	
(a)	$C_{v} ln(T_{3} / T_{2})$	Збільшення	$C_v^0 \ln(T_3 / T_2)^0$	Збільшення	
	$(e_3 - e_2)$		$(e_3-e_2)^0$		
(б)	$C_{\nu}(T_3 - T_2)$	Збільшення	$C_{v}^{0}(T_{3}-T_{2})^{0}$	Збільшення	
	$(h_3 - h_2)$	*)	$\left(h_3 - h_2\right)^0$		
(в)	$C_{\nu} (T_3 - T_2) + \left(\frac{R}{M\varepsilon}\right) (T_3 - T_2)$	Збільшення	$\left(C_v^0 + R / M\right) \left(T_3 - T_2\right)^0$	Збільшення	
продовження гаолиці г. (b) стадії розширення					

(А) – стадії	і стискання
--------------	-------------

N⁰	vdW-модель PC (2)	Розширен- ня (Е)	<i>ig</i> -модель (1)	Розширен- ня (Е)	
	Ізотермічне розширення $3 \rightarrow 4$ з підведенням теплоти при T_{max}				

	і виконанням роботи [$P_4 < P_3; \ ho_4 < ho_3; \ (q_T = \omega_E)^0 > 0$]			
	$(s_4 - s_3)$	Зміни	$(s_4 - s_3)^0$	Зміни
(a)	$(R/M)ln(\varepsilon_4\rho_3/\varepsilon_3\rho_4)$	Збільшення	$(R / M) ln(\rho_3 / \rho_4)$	Збільшення
	$(e_4 - e_3)$		$\left(e_4 - e_3\right)^0$	
(б)	$-a(\rho_4-\rho_3)$	Збільшення	$e_4^0 = e_3^0 \left(T_{max} \right)$	Постійно
	$(h_4 - h_3)$	*)	$(h_4 - h_3)^0$	
(B)	$-2a(\rho_4 - \rho_3) + \left(\frac{RT_{max}}{M}\right) \left(\varepsilon_4^{-1} - \varepsilon_3^{-1}\right)$		$h_4^0 = h_3^0(T_{max})$	Постійно
	Регенеративна тепловіддача від флюїду до РГ 4 \rightarrow 1 при ρ_{min}			
	$[P_1 < P_4; T_1 < T_4; (q_{XP} = \Delta e)^0 < 0]$			
	$(s_1 - s_4)$	Зміни	$\left(s_1 - s_4\right)^0$	Зміни
(a)	$C_{v} \ln(T_{1} / T_{4})$	Зменшення	$C_v^0 \ln (T_1 / T_4)^0$	Зменшення
	$(e_1 - e_4)$		$(e_1 - e_4)^0$	
(б)	$C_{v}(T_{1}-T_{4})$	Зменшення	$C_{v}^{0}(T_{1}-T_{4})^{0}$	Зменшення
	$(h_1 - h_4)$	*)	$(h_1 - h_4)^0$	
(B)	$C_{v}\overline{\left(T_{1}-T_{4}\right)}+\left(\frac{R}{M\varepsilon}\right)\left(T_{1}-T_{4}\right)$	Зменшення	$\left(C_{\nu}^{0}+R \neq M\right)\left(T_{1}-T_{4}\right)^{0}$	Зменшення

Таким чином, для двох ізохорних процесів у нас з'являється суттєва можливість інтенсифікувати теплообмінні процеси в РГ за рахунок ефективного збільшення C_P , яке досягається шляхом зменшення ε -пористості:

$$C_P = C_v + \frac{R}{M\varepsilon} \quad (a) \qquad C_P^0 = C_v^0 + \frac{R}{M} \quad (b). \tag{1.32}$$

1.3. Основні співвідношення для нестаціонарного потоку ідеальної теплопровідної, але не в'язкої рідини в пористих регенераторах стірлінгів.

1.3.1. Влив необоротності дроселювання флюїду скрізь пористі середовища. З попереднього розгляду очевидно, що реальна, а не формально визначена, подібно швидкості u_D в законі Д`арсі (розділ 2), одномірна швидкість потоку в циліндричних каналах-капілярах ПС $u = u_x$ може чинити суттєвий вплив на інтенсивність теплопередачі. Такий процес супроводжується збільшенням критерію Нуссельта Nu(Re) в залежності від збільшення і більш реалістичної оцінки критерію Рейнольдса порівняно з дуже розповсюдженою оцінкою $Re^{\Pi C}$ за допомогою u_{Di} :

$$Re^{T\Pi C} = \frac{r_h(d)\rho u}{\eta} = \frac{r_h(d)u}{v}$$
(1.33)

де нами використані рівняння (1.11, 1.23 і 1.28а). Збільшення $Nu^{T\Pi C}$ починається з його найнижчого значення $Nu^{min} = 1$ для стійкого режиму «чистої» теплопровідності:

$$Nu^{min} = \frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{j_Q \cdot L}{(T_1 - T_2)\lambda} = 1$$
(1.34)

де враховані вирази для відповідного напрямку потоку тепла і градієнта температури.

Вибираючи, тепер, умови ТПС ($\delta \ll L$) для двох градієнтів $\nabla P = \Delta P / \delta \gg \Delta P / L$ і $\nabla T = \Delta T / \delta \gg \Delta T / L$ в одній з стопки однакових сіток-матриць, утворюючих, у сукупності, ПС/РГ, можна прийти до важливого висновку. Для виконання умови (1.34) при різкому збільшенні його знаменника – градієнта температури в ТПС потрібне таке ж різке збільшення його чисельника. Воно може бути досягнуте або, формально, в т.зв. моделі ідеальної рідини, де допускається ($\lambda \rightarrow 0, \eta \rightarrow 0$), або в моделі ідеальної рідини з теплопровідністю за рахунок вибору сильної асиметрії теплопровідностей: $\lambda_f \ll \lambda_M$, тобто флюїду та металевої матриці. Але, в такому випадку, (де діє припущення відсутності в'язкості $\eta \rightarrow 0$) при описі нестаціонарних процесів теплопередачі в ПС/РГ треба врахувати їх суттєву фізичну різницю при розширенні флюїду 4 \rightarrow 1 і при його стисканні 2 \rightarrow 3. В першому з цих процесів
теплопровідність здійснюється, переважно, в *металі матриці-сітки* за рахунок підведення теплоти від гарячого робочого флюїду.

Для даної стадії циклу Стірлінга *гранично-необоротним* є процес, відомий в технічній термодинаміці [5], як *ізотермічне дроселювання*, схема якого показана на Рис. 1.4а. Більш реалістичний процес дроселювання і збільшення питомої ентропії при деякому зменшенні в ТПС температури за рахунок необо-



Рис. 1.4(а) – Наближено-ізотермічне дроселювання флюїду через ТПС-сітку в ПС/РГ стірлінга; (б) – Співвідношення між роботою зміни об'єму *w* і корисною роботою *w*' двох *оборотних* ізоліній циклу Карно ($w' = (C_P / C_v)w$ для *ig*-моделі); (в) – втрата корисної роботи (площа точок) і роботоздатності (штрихова площа) за рахунок необоротності розширення.

ротності, зображений на Рис. 1.46,в. Ці рисунки приведені з ілюстративною метою, щоб пояснити, шо гранично-необоротне ізотермічне розширення флюїду від більшого тиску P_4 до меншого P'_1 (Рис. 1.4а) або, навіть, мінімального тиску P_{min} (Рис. 1.4в) завжди супроводжується зростанням ентроniї від $s_4 = s_{max}$ (Рис. 1.4в) до більшого s'_1 -значення. Хоча в ТПС внаслідок сильного зменшення прохідного перерізу швидкість і втрати на тертя повинні зрости, на практиці ця тенденція обмежена дуже малою товщиною δ і інерційністю потоку. Тому початкова теплота флюїду, який різко розширився в процесі 3-4 при T_{max} буде, головним чином, змінювати його ентальпію а також, частково, виконувати *роботу проштовхування* флюїду, згідно Першому Закону і його узагальненню в (1.7):

$$\delta q = \Delta h \left(P, T_4 = const \right) \quad (a) \qquad \delta w = \delta q - \left(P_1 \dot{v}_1 - P_4 v_4 \right) \quad (b). \tag{1.35}$$

Визначити в (1.35б) при проектуванні роботи ПС/РГ ці передбачувані зміни в ТПС-сітках ентальпії, внутрішньої енергії і густини без формул, типу (1.12-1.14) для реальної речовини вдВ-типу, а не ідеального газу, неможливо.

Проведене вище обговорення процесу розширення 4→1 і його реальної необоротності не можна, строго кажучи, повністю поширити на зворотний, також необоротний процес стискання $2 \rightarrow 3$. Тут необоротне локальне розширення флюїду в ТПС від більшого тиску в початковому перерізі такої «дросельної пробки» до меншого тиску в її вихідному перерізі відбувається, ймовірно, адіабатично, тобто із збереженням локальної ентальпії. Ця тенденція протилежна загальному процесу стискання флюїду, який відбувається за рахунок частини механічної роботи поршня, запасеної на попередніх стадіях циклу. Таким чином, в процесі 2-3 тепло підводиться до флюїду лише за рахунок регенерації, а зовнішня корисна робота не виконується. Звідси, дуже мала різниця локальних ентальпій для функціонування ТПС не вимагає значної додаткової роботи поршня. Регенеративний нагрів флюїду збільшує його внутрішню енергію і інтенсифікується при збільшенні тепловіддачі до нього від нагрітої раніше в процесі 4→1 насадки ПС/РГ. Тут, знову, зазначимо, що швидкість потоку на цій стадії циклу є оптимальним регулюючим фактором для ефективного теплообміну між флюїдом і насадкою.

Сформульовані вище припущення про основні джерела термодинамічної необоротності при періодичній зміні процесів ізохорного розширення і стискання в окремих ТПС-сітках треба не тільки підтвердити практичними розрахунками, але й підсумувати його результати для опису дії ПС/РГ, в цілому. З цією метою нами був послідовно використаний метод моделі ФТ [6-9], який дозволив одержати ряд основних співвідношень для описуваних динамічних процесів. Було знайдено, що кореляція двох *механічних* змінних ρ і *P*, як в *ізотермічному*, так і в *ізоентропному теплових* процесах відображається експоненціальним функціями вигляду:

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left[\beta_{T,s} \Delta P_{T,s}(t)\right] \tag{1.36}$$

$$\Delta \rho / \rho_0 = \exp\left[\beta_{T,s} \Delta P_{T,s}(t)\right] - 1 \tag{1.37}$$

$$\beta_{T,s} = (1/\rho) (\partial \rho / \partial P)_{T,s} \quad (a) \qquad \alpha_P / \beta_{T,s} = (\partial P / \partial T)_{\rho} \quad (b) \qquad (1.38)$$

де $\beta_{T,s}$ означає ізотермічну або ізоентропну стисливість. Вона зв'язана як з стандартною ізобаричною розширюваністю α_P , так і з безрозмірним ізохорним нахилом ізоліній в (*P*,*T*)-площині γ_v . Цей нахил, в свою чергу, входить в альтернативне формулювання Хорстманном Другого Закону, використовуване нами для нової концепцій аналізу циклу Стрілінга.

Можна відзначити, що наведені формули виходять суттєво за рамки відомого лінійного наближення Буссінеска, яке описує зв'язок змін густини і температури в ейлеровому представленні. В результаті такого розширення підходу нам вдалося послідовно виключити з системи рівнянь балансу маси, імпульсу, внутрішньої енергії і ентропії *дві дивергенції* $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ і $\vec{\nabla} \cdot \vec{j}$, а *не знехтувати ними*, як це звичайно робиться для одержання співвідношення Буссінеска. Прямим наслідком цього в дисертації є *поширення фундаментального закону Бернуллі на опис нестаціонарних і взаємозв'язаних змінень* всіх теплофізичних характеристик потоку:

$$\rho(t)\left\{\frac{u^2(t)}{2} + h\left(P_{T,s}\left[\rho(t), T(t)\right]\right)\right\} = \rho_0 h_0 \ [\text{Д}\text{ж/M}^3] \tag{1.39}$$

де праворуч записана т.зв. ентальпія гальмування [5]. Вона зберігається для заданого об'єму V і маси робочого флюїду m в замкнутому циклі. Рівняння (1.39) можна порівняти з набагато більш обмежуючим, але розповсюдженим у гідродинаміці формулюванням цього закону без врахування теплових властивостей. Ми не користувались, згідно з моделлю ФТ, припущеннями нестисливості, ламінарності і стаціонарності потоку, а також його зникаюче малої в'язкості. Тільки остання умова (тобто $\eta \to 0$) обмежує область застосовності отриманого таким чином рівняння Бернуллі (1.39). Воно відіграє роль нестаціонарних граничних умов при розрахунках швидкості u(t) у будь-яких перерізах ПС/РГ.

1.3.2. Узагальнена форма ефекту Джоуля-Томсона для ПС.

Послідовна заміна *ig*-моделі потоку флюїду на *вдВ*-модель потоку, яка пропонується в роботі, а також відмова від використання *ig*-PC і прийняття більш реалістичного *вдВ*-PC дає додаткову аргументацію на користь теплоелектромеханічної аналогії, яка нами розвивається. Вона веде до основного рівняння (1.24) для нестаціонарного замкнутого циклу, яка має відоме аналітичне рішення. Повертаючись до вже обговорюваної в розділі 1.1 різниці між ентальпією h(P,T) і внутрішньою енергією e(v,T), запишемо рівняння (1.3) для двох послідовних по моментах часу t_1 і t_2 локальних станів циклу 1 і 2 в кінцево-різницевій формі:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = e_2 - e_1 + (P_2 v_2 - P_1 v_1).$$
(1.40)

Згідно виведеному за допомогою в моделі ФТ рівнянню Бернуллі (1.39), збільшення Δh не обов'язково повинне приводити до зменшення швидкості u, якщо густина $\rho(t)$ також передбачається функцією часу. В цьому факті полягає важлива відмінність від звичайної для гідро- і газодинаміки форми рівняння Бернуллі для *нестисливого* ($\rho_0 = const$) і *стаціонарного* потоку [5], типу рівняння, в якому застосується швидкість u_D з закону Д'Арсі. Можливість впливати з допомогою варіювання теплофізичних властивостей на абсолютне значення реальної швидкості потоку u(t) і, таким чином, на величину *гідравлічного опору цьому потоку* є принципово важливим фактором для практичного проектування, як циклу, в цілому, так і його ПС/РГ-функціонування. З цієї точки зору, додаткову можливість контролювати протікання динамічних процесів в окремих вузлах стірлінгів забезпечує добре

відома концепція [4] *необоротних адіабатичних процесів*. До них відносяться процеси Гей-Люссака, який протікає при постійній внутрішній енергії, і Джоуля-Томсона, який протікає при постійній ентальпії, відповідно:

$$e_1(v_1, T_1) = e_2(v_2, T_2) \quad (a) \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_e = \frac{T}{C_v} \left\lfloor \frac{P}{T} - \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \right\rfloor \quad (b), \quad (1.41)$$

$$h_1(P_1, T_1) = h_2(P_2, T_2) \quad (a) \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h = \frac{T\left(\alpha_P - \alpha_P^{ig}\right)}{\rho C_P} \quad (b), \qquad (1.42)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{s} = \frac{T\alpha_{P}}{\rho C_{P}} \quad (a) \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{h} \rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{s} npu \frac{1}{\rho C_{P}} \rightarrow 0 \quad (\delta). \tag{1.43}$$

В *ig*-моделі, де виконуються рівності $\alpha_P^{ig} = 1/T$, $\beta_T^{ig} = 1/P$, $(\partial P / \partial T)_v^{ig} = P / T$ обидва ефекти відсутні. Цей відомий результат зайвий раз свідчить про її неадекватність при описі теплоенергетичних циклів. Для вдВ-РС, прийнятого в роботі, неважко одержати співвідношення [4]:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_{e} = -\frac{\alpha \rho^{2}}{C_{v}} \quad (a) \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{h} = \pm \frac{k \cdot \beta_{T}}{\rho C_{P}} \quad (b) \tag{1.44}$$

де знакозмінна функція $\pm k$ особливо важлива при аналізі роботи ПС/РГ. Якщо вона від'ємна, то флюїд, який протікає через ПС, нагрівається, в протилежному випадку – він охолоджується.

Особливо корисно порівняти рівняння (1.42) і (1.43). Згідно першому з них відмінність ізоентальпи, яка описує необоротний процес, від ізоентропи, яка описує в термодинаміці *оборотні адіабати* «нескінченно-швидких» про цесів, полягає в наявності внеску $(\rho C_P)^{-1}$, що і відображено другим з цих двох рівнянням.

РОЗДІЛ 2.

БАЗОВА МОДЕЛЬ ТОНКИХ ПОРИСТИХ МАТРИЦЬ І МЕТОДОЛОГІЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ОЦІНКИ ЇХ ГІДРОФІЛЬНИХ І/АБО ГІДРОФОБНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ.

2.1. Градієнтна модель флюїду, яка рухається в пористому середовищі регенератора теплоти.

2.1.1. Необхідне розширення поняття пористості для двофазного потоку.

Поняття тонкого пористого середовища (тобто ТПС в нашому позначенні) дозволяє, в певному сенсі, поєднати поняття гетерогенної пористої матриці і її характеристики внутрішнього вільного об'єму V_d (тобто пористості ε_d з середнім розміром пор d[M] з поняттям маси флюїду m_{ϕ} , який знаходиться в цьому об'ємі). Він має як середню густину $\rho_{\phi} = m_{\phi} / V_d$, так і гіпотетичну внутрішню мікроскопічну пористість $\varepsilon \equiv \varepsilon_{\phi}$

$$\rho_{\Pi C} = \rho_M \left(1 - \varepsilon_d \right) + \varepsilon_d \cdot \rho_{\phi}. \tag{2.1}$$

При виводі цієї формули, придатної для будь-якого ПС, а не обов'язково ТПС, ми припустили відсутність об'ємної частки у вільному об'ємі V_d , тобто наявність деякої його частини, не заповненої флюїдом. Даний простір, вільний від речовини (рідини або щільного НКФ, наприклад), може заповнюватись або однофазним газом, або насиченою парою, які знаходяться у рівновазі з рідиною. Обидва варіанти такого уточнення можуть тільки незначно змінювати загальний висновок про теплопровідність ТПС із розподілом маси в рівнянні (2.1). Він справедливий у тому випадку, коли рідина присутня всередині ПС у достатній кількості для здійснення ефективної теплопровідності λ у будь-якому довільно вибраному напрямку. Цей звичайно рівноважній коефіцієнт переносу середньої кінетичної енергії молекулярного руху частинок за наявності градієнта температури ∇T , в

дисертації описується узагальненим законом Фур'є, в якому ми ввели коефіцієнта λ , як динамічний *функціонал* температури $\lambda_Q[T(t)]$. Зрозуміло, що прямий зв'язок величини теплопровідності λ з густиною будь-якого агрегатного стану молекулярної (N,V)-системи повинен також враховуватись в такому підході. Більш того, при дослідженні циклу Стірлінга є додатковий аргумент, щоб приділити цій залежності підвищену увагу.

В перших 5-ті стовпчиках Таблиці 2 нами представлені незаперечні, на перший погляд, переваги НКФ-водню і НКФ-гелію в якості робочого флюїду порівняно з іншими, також газоподібними «кандидатами» на цю роль. Тим не менш аналіз значень внутрішнього тертя і, особливо критерія Прандтля, використанням формули (2.1) для ПС примушує поставитися з певною обережністю до даної парадигми існуючої теорії стірлінгів [1]. При роботі РГ на стадії стискання 2—3 теплота повинна передаватись теплопровідністю λ_{\perp} в напрямку, перпендикулярному флюїдному потоку. Це відбувається від металевої насадки-матриці з дуже великою густиною ρ_M до флюїду-газу з порівняно малою густиною ідеально-газового типу $\rho_{ig} \rightarrow 0$ (Таблиця 2).

Таблиця 2. Порівняння теплофізичних властивостей газоподібних робочих флюїдів для стірлінгів [1] при *P* = 0,1 МПа і *T* = 500 К.

Газ	М,	ρ,	C_P ,	$MC_P^{3/2}$	$\lambda \cdot 10^3$,	$\eta \cdot 10^6$,	$Pr = \frac{\eta C_P}{\lambda}$
	г/моль	К Г/М ³	кДж∕кг∙К		W/(m·K)	Па∙с	
H ₂	2	0,0491	14,51	110,5	271,8	12,64	0,675
He	4	0,0970	5,19	47,3	202,6	29,30	0,751
H ₂ O	18	0,2805	1,954	49,2	35,7	17,30	0,947
Повітря	29	0,7060	1,029	30,3	40,41	26,70	0,680
CO_2	44	1,0730	1,014	44,9	32,74	23,67	0,733

Згідно нашому рівнянню (2.1), заміна ρ_{ϕ} на таку малу величину ρ_{ig} буде

давати тільки тривіальну оцінку $\rho_{\Pi C} = \rho_M$ для всієї ПС.

На стадії розширення 4—1 флюїд (розріджений газ, в даному випадку) повинен, навпаки, нагрівати насадку-матрицю за рахунок протилежноспрямованого λ_{\perp} -переносу. Процеси в обох напрямках є необоротними.

Велика відмінність між коефіцієнтами теплопровідності λ_M і λ_{ig} повинна безсумнівно перешкоджати однаково ефективному здійсненню обох напрямків теплопередачі при буд-якій пористості ε_d з (2.1). Ця проблема давно була сформульована Нусельтом, але її кінцевого вирішення не існує, навіть, на сьогодення.

Інша асимптотика дуже великої пористості $\varepsilon_d \to 1$, вибраної для РГнасадки, але вже для щільного флюїду, буде невиправдано зменшувати її внесок в λ_{\perp} -процес і, асимптотично, приводити до оцінки $\rho_{\Pi C} = \rho_{\phi}$. Такий тренд враховується в конструкціях сучасних стірлінгів, які передбачають великий ступінь стискання водню при дуже високих тисках. Нарешті, враховуючи сенс мікроскопічної пористості ε_{ϕ} в рівнянні (2.1) його можна представити у вигляді приймаючи далі вдВ -рівняння ($\rho_E = 1/b$):

$$\rho_{\Pi C} = \rho_M \left(1 - \varepsilon_d \right) + \rho_{\phi} \varepsilon_d \left(1 - \varepsilon_{\phi} \right), \tag{2.2}$$

який містить обидві обговорювані пористості ε_d , ε_{ϕ} . Внесок їх взаємодії описується другим членом з правої частини (2.2). Його, безумовно, слід доповнити врахуванням принципіальної можливості для флюїду знаходитись в порах РГ-насадки в двофазному стані. Зокрема, вона виникає, наприклад, у пористому гноті теплових труб за рахунок дії змочувані стінок матриці і капілярних сил ($\varepsilon_{\phi} = 1 - \epsilon \rho_{\phi}$):

$$\rho_{\phi} = \rho_l \left(1 - \varepsilon_d \right) + \varepsilon_d \rho_g = \rho_E \left(1 - \varepsilon_{\phi} \right) (a) \qquad \varepsilon_{P\Gamma} = \varepsilon_{\Pi\Gamma} \varepsilon_{\phi} (b) \qquad (2.3)$$

де нижні індекси (*l*,*g*) відповідають насиченим локально-рівноважним фазам рідини і газу, відповідно. Друга, введена нами рівність дуже корисна для пра-

ктичного застосування при аналізі ПС.

2.1.2. Градієнтна модель.

Аналогія, з одного боку, цього правила важеля (2.3), звичайного для опису пара-рідинних станів фазового (l,g)-переходу і, з другого боку, виведеного вище рівняння (2.1) для ПС очевидна. Ми використали цю аналогію щоб ввести відповідну градієнтну модель транспорту флюїду. Припустимо, що він рухається тут вгору зі швидкістю $u \equiv u_x(t)$ через горизонтально-розташовану пористу середу-регенератор (ПС/РГ). Вона передбачається утвореною *п*-числом ТПС-шарів регулярної і однакової для δ металевої сітки-матриці товщиною кожного 3 них 3 (тобто виконується $L_{\Pi C} = n \cdot \delta_{T\Pi C}$) (див. Додаток А детальніше). Проведений в дисертації аналіз великої кількості вітчизняних і зарубіжних робіт по ПС [20,26-47] показав, що за досить рідкісними винятками [22,26,32,41,47] автори, переважно, не розглядають складну термоконвекцію всередині ПС-матриць і обмежуються дослідженнями бародифузійних процесів для моделі нестисливої рідини, типу знаменитого закону Д'Арсі [20], який розглядається нами в наступному підрозділі. Разом з тим, конвективний рух неоднорідного по температурі флюїду відносно ПСматриці або рух самої матриці відносно стратифікованого по тиску і температурі середовища, схематично показаної на Рис. 2.1, представляють великий інтерес для розвитку теорії ПС і її практичних застосувань. зворотно-поступальний рух поршня-витискувача Наприклад, В двохциліндровому варіанті альтернативного стірлінга, запропонованого Мелоуном для будь-якого рідкого робочого тіла [1] прямо зв'язаний з вивченням даної проблеми. Такий поршень, який являє собою циліндричну стопку сіток дуже малої товщини δ [м] відносно до загальної довжини L [м]>> $\delta \epsilon$, одночасно, *рухомим РГ-пристроєм* відносно витиснюваного ним



Рис.2.1 – Тут показані для двох моментів часу t = 0 і t ідеалізовані і узгоджені схеми градієнтної моделі в ПС з (а)(T,x)- і (б)(P,x)- стратифікаціями відповідні стадії *розширення* 4—1 і нагріву РГ-насадки потоком флюїду в ізохорній течії із *зростаючою* швидкістю u_x .

флюїдного середовища. Ефективність регенерації теплоти даного ПС/РГ визначається як швидкістю його відносного руху $u_x(t)$, так і температурним полем T(x,t), показаним на Рис. 2.1 для двох (початкового і проміжного) моментів часу. Ізоморфність змін тиску P(x,t) та температури T(x,t) є суттєвою для подальшого використання моделі ФТ.

Повна узгодженість фізичних концепцій моделі ФТ [10-18] з термодинамічною природою функціонування ідеальних циклів дає можливість її застосування до найбільш складних і, до сих пір, невирішених проблем теплоенергетики [5]. До них, зокрема, відноситься задача оптимізації роботи РГ, який представляє собою один з варіантів ПС. Величезна кількість виконаних в цьому напрямку досліджень [1,2] були, як вже значилося, ініційовані давніми роботами Нуссельта. Він вчав вплив на функціонування РГ теплопровідності флюїду λ і двох її взаємно-перпендикулярних складових (λ_{\perp} і λ_{\perp}) по відношенню до напрямку

конвективної швидкості потоку u(t) уздовж всій *х*. Був зроблений висновок, що для успішної роботи РГ бажане поєднання двох важко об`єднуваних тенденцій: $\lambda_{||} \rightarrow 0$ і $\lambda_{\perp} \rightarrow \lambda_{max}$.

Для розгляду цього складного питання, доречно звернутись до результатів моделі ФТ, в якій був одержаний ряд строгих співвідношень, спочатку, для базової моделі *il* (*ideaльної рідини*, тобто нетеплопровідної і нев`язкої *ideal liquid*) а, потім, для цієї самої моделі, але із збуренням у вигляді внеску теплопровідності *ilt* (*ideaльна рідина з теплопровідністю, але без в'язкості, ideal liquid with thermal conductivity*) [10,11]. Зокрема, було точно найдене фундаментальне для нерівноважної термодинаміки [22,23] визначення виробництва ентропії, виражене для обох моделей течії флюїду, в термінах, обговорюваних вище параметрів порядку і безпорядку:

$$Z_{s}^{il}(t) = \rho \frac{Ds}{Dt} \equiv \rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u_{i} \cdot \frac{\partial s}{\partial x_{i}} \right) = 0, \qquad i = 1, 2.3$$
(2.4)

$$Z_{s}^{ilt}(t) = Z_{s}^{0} \exp\left[-\frac{2t}{\tau}\right] \ge 0$$
(2.5)

де τ – час релаксації конкретної (N,V)-системи частинок до стану вихідного виробництва ентропії Z_s^0 для *ilt*-моделі в момент часу t = 0.

Хоча в рівнянні (2.4) був використаний оператор ейлерової похідної: $D/Dt = \partial/\partial + u_i \partial/\partial x_i$, обидві величини Z_s^{il} і Z_s^{ilt} залежать тільки від часу t, будучи, в цьому сенсі, змінними, типовими для класичної механіки [24]. Такий висновок, у принципі, може бути узгоджений з підходом, запропонованим нами в розділі 1.2 для введення гіпотетичного рівняння циклу Стірлінга (1.24). Згідно рівнянню (2.4), *термодинамічно-оборотна* ізоентропа s = const (типу тих, з яких утворені дві ізолінії циклу Карно на Рис. 1.4), відповідає довільній $\rho(t)$ -залежності. У цьому ж рівнянні (2.4) виконання часто застосовуваного припущення *нестисливості рідини*: $\rho_0 = const$ (типу тих, з яких утворені дві ізолінії циклу Стірлінга на Рис. 1.3) завжди повинне супроводжуватись зростанням з часом ентропії *s* і убуванням виробництва ентропії, згідно моделі ФТ і рівнянню (2.5). Цей результат вкрай важливий для розвитку теорії протікання флюїду (газу, рідини або НКФ) *через будь-які ПС*. Він прямо вказує на те, що, принаймні, на стадії розширення Б *ізохора* ρ_{min} в будь-якому РГ-пристрої *не може бути реалізована на практиці*, оскільки питома ентропія *s* в процесі 4-1 зменшується.

Розглянемо регенеративний процес, застосувавши до нього, послідовно, спочатку *il*-модель конвекції (2.4), а потім *ilt*-модель конвекції (2.5) з переносом в *x*-напрямку вже такого потоку, що проводить тепло, однак, не в'язкого (по передбаченню цієї моделі) рідкого середовища. Такий підхід показує, хоча б в загальних рисах, як може бути вирішена на практиці задача, поставлена Нуссельтом і така, що вимагає [1] сполучення і і $\lambda_{\perp} = \lambda_{max}$ коефіцієнтів *неізотропної* теплопровідності в РГ. Сама наявність двох, таких, що відрізняються між собою по термодинамічній природі (оборотній і необоротній) моделей (2.4,2.5) вказує на формальну неможливість вирішення задачі Нуссельта у звичайному, без ПС-обмежень потоці флюїду.

Дійсно, для першої з них, тобто *il*-моделі з припущеннями $\lambda = \eta = 0$ виконується у самому загальному випадку при наявності зовнішніх гравітаційного \vec{g} і електромагнітних \vec{E}, \vec{B} полів рівняння руху флюїду:

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla P + \frac{1}{V} \left[m\vec{g} + q \left(\vec{E} + \vec{u}_q \times \vec{B} \right) \right].$$
(2.6)

Прямуючи за ідеєю електромеханічної аналогії, яка дозволила нам записати в попередньому розділі 1.2 рівняння нестаціонарного циклу Стірлінга у вигляді (1.24), припустимо, тепер, аналогію (2.6) з основним рівнянням руху класичної механіки. Розглянемо одномірну проекцію закону Ньютона для такої, що змінюється з часом, маси m(t) в заданому об'ємі тіла V:

$$\frac{1}{V} \cdot \frac{d\left[m(t) \cdot u_x(t)\right]}{dt} = \rho(t) \frac{du_x(t)}{dt} + u_x \frac{d\rho(t)}{dt} = f_x, \qquad (2.7)$$

де рівнодіюча проекцій сил з (2.6) на вісь руху має вигляд:

$$f_x = -\nabla P + \rho(t) \cdot q + \rho_q(t) \Big[\vec{E} + \vec{u}_q \times \vec{B} \Big].$$
(2.8)

Перший з внесків сил в праву частину (2.8) підкреслює потенціальність і, як наслідок, консервативність [24] поля *ізотропного скалярного тиску* P(x,t).

Нехтуючи для простоти подальшого розгляду двома іншими компонентами проекції сили f_x в рівнянні (2.8), відзначимо, прискорений рух, викликаний активною силою $(-\nabla P)$. Він має прямий вплив на виникнення внеску прискореного змінення температурного поля (d^2T / dt^2) в рівнянні (1.24). Цей зв'язок вказує, в певному сенсі, на ту центральну роль, яку функціонал нерівноважного тиску $P[\rho(t)]$ має посідати в будь-якій моделі нестаціонарних процесів.

Порівняння рівняння (2.6) для *il*-моделі і рівняння класичної механіки при наявності *реактивної сили* (2.7) дозволяє нам віднести дію цієї сили до правої частини рівняння (2.8):

$$f_{x} = \rho(t)g - u_{x}\frac{d\rho(t)}{dt} - \nabla P. \qquad (2.9)$$

Вигляд цієї функції часу дає можливість безпосередньо зіставити її з правою частиною рівняння (1.24), яке нами пропонується, для *нестаціонарного температурного поля* T(t). Їх очевидна ізоморфність приводить нас до висновку про те, що ідентичність фізичної і математичної природи двох розглядуваних полів дозволяє, повною мірою, використовувати в подальшому дослідженні встановлену тут фундаментальну аналогію профілів теплової T(t) і механічної $\rho(t)$ змінних при описі ПС і ТПС.

Покажемо, що підхід, який розвивається нами, знаходиться в повному узгодженні зі стандартним розглядом рушійної сили градієнта температури [21]: 1) в *нерухомій* стратифікованій по температурі рідині; 2) в *рухомій* з малою швидкістю *u_x* стратифікованій по температурі і густині рідині. Для першого з цих випадків прийнято припускати [21] сталість густини по товщині L шару середовища і розглядати рішення задачі стаціонарної теплопровідності (див. Рис. 2.1а, де $T_2 < T_1$) у лінійному вигляді при $\lambda = const$:

$$T(x) = T_1 - (T_1 - T_2) \cdot x / L.$$
(2.10)

Вкажемо, що саме при сталості градієнта температури і коефіцієнта теплопровідності прийнято розглядати роботу ПС/РГ в типових стірлінгах з газоподібним стиснутим воднем [1]. Подібним же чином записується, але з протилежним знаком градієнта, рівняння лінійної самодифузії, яка виникає при наявності стаціонарного градієнта густини ($\rho_2 > \rho_1$):

$$\rho(x) = \rho_1 + (\rho_2 - \rho_1) \cdot x / L.$$
(2.11)

Знак «мінус», який стоїть в рівнянні (1.24) перед лінійним внеском $(Pr^{-1} \cdot T)$, відрізняє його від знаку «плюс», який стоїть перед внеском $(g \cdot \rho)$ з рівняння (2.9). Іншим підтвердженням зіставлення, яке проводиться нами, стаціонарних полів температури і густини, є відома апроксимація їх лінійного взаємозв'язку, вперше запропонована [21] Буссінеском:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_P \left(T - T_0\right) = \alpha_P \Delta T.$$
(2.12)

Тут індексом «нуль» відзначені середні значення, а похідна α_P є позитивною величиною (за рідкісними винятками, типу води при $T \leq 277$ K) і називається *ізобаричною розширюваністю*. В *ig*-моделі [1], від використання якої ми відмовились при побудуванні моделі реальних стірлінгів, виконується рівність: $\alpha_P^{ig} = 1/T_0$. Це обмеження приводить апроксимацію Буссінеска (2.12), широко використовувану в гідро- і газодинаміці замість PC реального флюїду, типу (1.2), до тривіальної заміни *малих відхилень густини газу* також *малими відхиленнями температури газу* в рівнянні (2.12). Такий підхід застосовується для інтерпретації поля масових сил, які припадають на одиницю об'єму в рівнянні (2.9): $(g\rho - \nabla P)$. Обчислюючи цей внесок при постійних значеннях динамічної в'язкості η [Па·с] і теплопровідності λ [Вт/(м·К)], можна прийти [21] до припущення нестисливої рідини $\rho = \rho_0$, доповненому оберненням в нуль дивергенції поля швидкості флюїду: $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_{\rho} = 0$.

2.2. Порівняння нестаціонарної градієнтної моделі з існуючими теоріями проникності стохастичних пористих середовищ.

2.2.1. Обмеження понять нестисливості флюїду і залежної від пористості швидкості в законі Д'Арсі.

Найбільш суттєвою фізичною рисою моделі, розвинутої у попередніх розділах, є врахування гетерогенності або, навіть, двофазністі потоку скрізь регулярні ПС. Властивості будь-якого флюїду (тобто газу, рідини або їх суміши-вологої пари) стискатися та розширюватися при зміні зовнішніх умов тиску ΔP і температури ΔT є цілком природньою. Але моделювання спрощенно-нестисливих потоків рідини або дуже щільного потоку НКФ також широко використовується в гідродинаміці. Яскравим прикладом цього спрощення є відомий закон Д'Арсі [20], який вперше, було введено для опису просочування води скрізь пісок (тобто скрізь стохастичне ПС) при наявності градієнта тиску ∇P .

Саме два обговорюваних припущення ($\rho_0 = const, \varepsilon = const$) приводять до поняття лінійної швидкості нестисливого потоку флюїду в ПС u_D [м/с], який підкоряється емпіричному закону Д'Арсі [20]:

$$u_D = \frac{\Delta V}{\varepsilon A_\perp \Delta t} = -(K / \eta) \nabla P, \qquad (2.13)$$

внесок зовнішнього поля *g* враховується в такому наближенні гідростатичною формулою (*z* – вертикальна вісь) для тиску флюїду (ф):

$$P = P_{\phi} + \rho_{\phi} gz, \qquad (2.14)$$

то варіант рівняння Бернуллі, узагальнений для ПС введенням u_D , може бути записаний у вигляді:

$$\rho_0 \left(\frac{u_D^2}{2} + gz \right) + P_{\phi} = P_0 \ [\text{Дж/м}^3] \tag{2.15}$$

де постійна величина P_0 в правій частині має розмірність тиску і, таким чином, розмірність густини енергії для потоку Д'Арсі. Якщо припустити в ньому також градієнт густини $\rho_0 \neq \rho_0$, то перепад густини флюїду, який виникає згідно (2.14, 2.15) $(\rho_0 - \rho_\phi)_z$ по товщині ПС *L*, треба враховувати *тільки у випадку збігу напрямку* потоку, тобто координати *x* на Рис. 1.4а,б з вертикальною віссю *z*. В цьому випадку, який розглядається в теорії вільної конвекції і нестійко стратифікованих шарів рідини [21], гранично-спрощений градієнтний опис з допомогою наближення Буссінеска і рівнянь (2.10-2.12) є застосовним.

Для циклу Стірлінга, в якому здатність флюїду стискатись і розширюватись під впливом змінення зовнішніх умов (ΔP , ΔT) стає визначним фактором, описаний вище формалізм незастосовний. Цей висновок відноситься і до двох детально розроблених напівемпіричних теорій гальмування потоку і гідравлічного радіусу в ПС з їх підсумковими формулами для густини потоку маси в законі Д'Арсі: $j_m^D = \rho_0 u_D$ [20], відповідно:

$$\rho_0 u_D = \left[\frac{3d^2}{16\nu(1-\varepsilon)} \cdot \frac{\left(2 - \ln Re^{\Pi C}\right)}{\left(4 - \ln Re^{\Pi C}\right)} \right] \cdot \frac{\Delta P}{L}, \qquad (2.16)$$

$$\rho_0 u_D = \left[\left(\frac{O}{S} \right)^{\Pi C} \frac{r_h}{v} \cdot \frac{1}{\left(1 - \varepsilon \right)^2} \right] \cdot \frac{\Delta P}{L}.$$
(2.17)

Зауважимо, що зіставлення (2.16,2.17) із загальною формулою (2.13) дає відповідні проникності $k(\varepsilon)$. В них входить узагальнене визначення критерія Рейнольдса для ПС:

$$Re^{\Pi C} = \frac{d \cdot u_D \cdot \rho_0}{\eta} \tag{2.18}$$

а також включені різні, на наш погляд, не цілком визначені геометричні (див. Рис. 1.1,1.2) характеристики ізотропного ПС як елементів його матриці d [м], так його елементів її порового простору r_h [м], $(O \land S)^{\Pi C}$)-підчинний Ібералу [20] розмір *d* можна «мезоскопічно» коефіцієнт. Згілно інтерпретувати або як діаметр «гранул» (щільно-укладених сфер), або як діаметр «волокон» (циліндричних ниток в сітці металевої РГ-матриці). В результаті докладного розгляду цім автором був зроблений висновок, що теорія гальмування і формула (2.16) більш прийнятна в області великих пористостей з інтервалу *ε* ∈ [0,7 ÷ 0,9]. Навпаки, теорія Козені-Нуссельта, який використовує поняття гідравлічного радіусу r_h і формулу (2.7) придатна для порівняно малих пористостей з інтервалу є∈[0,05÷0,03]. Спроби інтерполяційних оцінок в проміжному інтервалі мезоскопічних пористостей $\varepsilon \in [0,3 \div 0,7]$ по ціх формулах були, на жаль, не завжди успішними. З цього випливає, що важливою оптимізованою для ПС-РГ, зокрема, і циклу Стірлінга, в цілому, стає кінематична характеристика швидкості потоку u(t,x) в прямих каналах регулярної ПС. Вона, у загальному випадку, нестаціонарна і має значення, яке підпорядковується узагальненому, а не гідродинамічному рівнянню Бернуллі.

Проведений в підрозділі 2.1.2 аналіз проблеми побудування градієнтної моделі рухомого в ПС флюїду, прямо вказує на необхідність супроводжуючого врахування транспорту теплових властивостей флюїду, які переносяться потоком.

2.2.2. Сучасні теорії і методи дослідження капілярно-пористих матеріалів в контексті опису регульованих транспортних процесів.

Опублікований на цей час об'єм спеціальних і оглядових досліджень по звичайним ПС є дуже великим. Специфічне обговорювання їх ролі у стірлінгів потребує прийняття регенераторах одразу найбільш інформативного висновку для обговорюваної проблеми. Він полягає а тому, що широко-використовуване [26] припущення моделі однорідної і ізотропної ПС без виділення в ній деякого асиметричного напрямку (товщини δ [м] в нашому позначенні) не цілком адекватне, як вже відзначалось. Раніше було показано [1], що дуже спрощене наближення суцільної (тобто непроникної для флюїду в одному із напрямів) твердої металевої сітки-матриці може з деяким успіхом використовуватись при моделюванні регенеративних пристроїв, якщо окремі регулярні сітки укладені в також регулярну структуру проникної «пробки» з сіток (Додаток А). Однак, в цьому розділі будуть розглянуті також окремі сітки, зроблені з самих різних стисливих і неметалевих матеріалів. Їх основною характерною рисою треба вважати нерегулярність (стохастичність) просторової конфігурації елементів, що її утворюють. Навіть для текстильних матеріалів різного, більш або менш регулярного плетіння такий опис є виправданим, з врахуванням звивистості траєкторій протікання через них крапель або бульбашок флюїдного потоку. Такий вид транспорту маси і теплоти вологої пари, яка переноситься, супроводжується, звичайно, додатковим ефектом гальмування потоку. Разом треба не менш важливим вважати наявність фазових 3 тим, внутрішньопорових перетворень, зв'язаних значною мірою з гідрофільністю або гідрофобністю матриці ТПС.



Рис. 2.2. В верхній частині рисунку показаний збоку *репрезентативний* елементарний об'єм (РЕО). Різниця тисків ΔP приводить до комбінованого об'ємного потоку: $Q = Q_w + Q_n$ (тут і далі позначення авторів [61]), де w – зволожений і n – незволожений його компоненти. Уявний поперечний переріз ПС-пробки представлений у збільшеному вигляді нижньої частини. Треба розрізняти сірі і чорні, випадковорозташовані по перерізу циліндричні канали, заповнені w- або n-складовими потоку. Вони, в цілому, утворюють поверхні A_w і A_n , відповідно, з їх загальною сумарною площею $A_n = A_w + A_n$.

Зупинимось, коротко, на досягненнях сучасних підходів до вирішення цієї складної проблеми. В нещодавно опублікованому дослідженні авторів Hansen, Bedeaux et al [61], які давно і успішно працюють в області гідро- і газодинаміки, запропонували схему протікання, показану на Рис. 2.2. Оскільки прийнята таким чином стандартна модель репрезентативного елементарного об'єму (РЕО) мало відрізняється від регулярної моделі ТПС, зображеної на Рис.1.1, яка обговорювалась при описі ПС/РГ (Додаток А), вкажемо тільки принципові відмінності підходів. Автори припускають першому етапі моделювання ізотропного блоку, введення на який називається РЕО, з малою кількістю параметрів, що його визначають. Потім вони передбачають можливою заміну диференціального оператора ейлерова представлення суцільного середовища (D/Dt) (див. (2.4,2.5) на звичайний диференціал *d* функції, яка залежить лише від однієї змінної. Такий прийом "стягування" РЕО до нуля далеко не завжди є фізично коректним. Це було

показано Роганковим з допомогою моделі ФТ [10,11] при розгляді робіт по теорії ідеальної рідини, написаних одним з обговорюваних тут авторів (D. Bedeaux).

Потім вводиться пористість: $\phi = V_P / (A_\perp L)$ (нагадаємо, що нами використовуються оригінальні позначення розглядуваної роботи [61]) з допомогою *ефективного порожнього* об'єму пор V_P , який за припущенням заповнюється двома компонентами *об'ємного потоку*: $V_P = V_w + V_n$. Головна відмінність від нашого підходу дисертації полягає в тому, що кожний з компонентів вважається далі *нестисливим*, (див.2.2.1) тобто абсолютно твердим зі сталою густиною $\rho_{0w} = \frac{m_w}{V_P}$ і $\rho_{0n} = \frac{m_n}{V_P}$. В результаті цього необґрунтованого, на наш погляд, припущення виконуються адитивні правила для порової поверхні і вводяться з допомогою (не зовсім вдалого в даному контексті) терміну двох *«насичень»*: $S_w = V_w / V_P$, $S_n = V_n / V_P$; де виконуються тривіальні умови балансу: $S_w + S_n = 1$; $A_w = S_w A_P$; $A_h = S_n A_p$; $A_P = A_w + A_n$ т.зв. швидкості *«просочування»* через РЕО двох незмішуваних флюїдів: $u_w = Q_w / A_w$, $u_n = Q_n / A_n$. Нарешті, з врахуванням попереднього, визначається загальна локальна швидкість потоку флюїду через РЕО:

$$u = S_w u_w + S_n u_n \,. \tag{2.19}$$

Авторами робиться обґрунтований висновок, що таке визначення, на жаль, не єдине з можливих. Щоб виправити ситуацію в роботі [61] і інших подібних роботах [67,69,71-75], передбачається можливість підстановки замість невідомих, строго кажучи, швидкостей u_w і u_n їх *середніх* по РЕО значень $\bar{u}_w \bar{u}_n$, які характеризують вже *дисипативну функцію D* суцільного середовища. Вона виведена з фундаментального виразу Першого Закону, запропонованого Гіббсом в диференціальній формі, що зв'язує *об'ємні* калоричні та механічні густини флюїду в порах: S / V_P , E / V_P ; m_w / V_P , m_n / V_P :

$$T\frac{D}{Dt}\left(\frac{S}{V}\right) = \frac{D}{Dt}\left(\frac{E}{V}\right) - \mu_{w}\frac{D}{Dt}\left(\frac{m_{w}}{V}\right) - \mu_{n}\frac{D}{Dt}\left(\frac{m_{n}}{V}\right).$$
(2.20)

Потім, після ряду досить нестрогих з точки зору моделі ФТ [11] перетворень, здійснюється *інтегрування виробництва ентропії* (його слід порівняти з результатом моделі ФТ, вираженим рівнянням (2.5)) по всьому поровому об'єму V_P і одержують для дисипативної функції:

$$D = A_P \left\{ \frac{m_w}{V_P} \left[\mu_w(0) - \mu_n(L) \right] \overline{u}_w + \frac{m_n}{V_P} \left[\mu_n(0) - \mu_w(L) \right] \overline{u}_n \right\}.$$
 (2.21)

Цей вираз містить низку дуже формально визначених, таких, наприклад, як різниці хімічних потенціалів $\Delta \mu_{w,n}$ на вході і виході з РЕО. Тому воно, навряд чи, придатне для проведення практичних розрахунків, як і спроба авторів [61] зв'язати дисипацію D (без врахування теплових властивостей флюїду) тільки з роботою проти сил гальмування в РЕО:

$$Q\Delta P = A_P \cdot u \cdot \Delta P = D = A_P \left(S_w \overline{u}_w + S_n \overline{u}_n \right) \Delta P.$$
(2.22)

Помічаючи, що швидкості просочування через РЕО просто зв'язані зі швидкістю u_D з закону Д'Арсі (2.13), а саме $u_{D_w} = u_w / \phi$ і $u_{D_n} = u_n / \phi$, можна прийти до диференційного співвідношення:

$$S_{W}\frac{du_{W}}{dS_{W}} + \left(1 - S_{W}\right)\frac{du_{n}}{dS_{W}} = 0, \qquad (2.23)$$

в якому похідні від швидкостей по «насиченню» вологого компонента S_w визначені, знов-таки, занадто формально. Автори [61], чомусь, називають його неявною диференціальною формою Гіббса-Дюгема. Більш того, далі вони вводять (в загальному вигляді) залежність загальної швидкості *и* від вказаного «насичення» S_w і заданого градієнта тиску $\Delta P / L$, зіставляючи її чомусь *рівнянню стану* (PC)(?) в рівноважній термодинаміці:

$$u = u \left(S_{W} = V_{W} / V_{P}, \Delta P / L \right)$$
(2.24)

Зауважимо, що формально закон Д'Арсі (2.13) дає рішення цієї задачі якщо

відомі пористість, проникність і динамічна в'язкість. Штучний зміст такого зіставлення з рівноважним РС випливає вже з порівняння рівняння руху в формі Ейлера для суцільного середовища (2.6). В дисертації пропонується його рішення в рамках або звичайного гідродинамічного рівняння Бернуллі (2.15), або, що найбільш точно, його узагальненої форми. Швидкість конвекції в останній можна записати для кожного моменту часу *t* в термодинамічній локально-рівноважній формі для будь-якої структури потоку вологої пари:

$$u^{FT} = u \{ h(P,T); \rho, \rho_0, h_0 \}.$$
(2.25)

Ми розглянули в цьому підрозділі настільки докладно та з критичної точки зору досить складну і не позбавлену очевидних недоліків роботу Hansen et al [61]. Метою було представити в наступних розділах альтернативне, досить просте і термодинамічно-узгоджене рішення проблеми удосконалення будьяких циклів.

2.3. Формулювання проблеми проникності вологої пари крізь тонкі пористі середовища в термінах польових змінних.

2.3.1. Співвідношення між конвекцією та видами дифузії у вологій парі.

Функціонування різноманітних типів ТПС від текстильних тканин, полімерних плівок різного призначення, аж до стін будівель, перекрить і т.ін. вимагає ясного розуміння фізичних механізмів переносу у виділеному *х*напрямку їх відносно дуже малої товщини ТПС δ [м]. Як правило, такі одномірні задачі розглядаються [35-46] при допущенні стаціонарного градієнта ізотропного тиску: $\nabla P \equiv (\partial P / \partial x)_t \approx \Delta P / L$. Його величина по модулю стає, формально, в ТПС (де виконується сильна нерівність $\delta \ll L$) дуже гнучким параметром керування швидкістю конвективного потоку *и*. Більш обгрунтований фізично підхід повинен включати у використовуваний опис потоку додаткове врахування впливу температурного поля і його «силиградієнта» $\nabla T \approx \Delta T / L$. Бажано брати до уваги, крім того, вплив градієнтів зовнішніх (гравітаційного і електромагнітного) полів: $\nabla \mu \approx \Delta \mu / L$, $\nabla \phi \approx \Delta \phi / L$, згідно рівнянню руху у формі Ейлера. Тут воно буде екстрапольоване на опис окремих ТПС з $\delta \ll L$ з врахуванням можливостей взаємозалежності перелічених вище «градієнтів-сил» і «потоків-реакцій» на дію цих сил.

В моделі ФТ гіпотеза ЛР-стану [10,11] в кожному з шарів-об'ємів ТПМ $V = \delta \cdot a \cdot b$ [м³] записується в узагальненій диференціальній формі *Гіббса- Дюгема*:

$$\frac{1}{\rho}\frac{DP}{Dt} = s\frac{DT}{Dt} + \frac{D\mu}{Dt} + e_q\frac{D\varphi}{Dt}\left[\frac{Bm}{\kappa^2}\right],$$
(2.26)

де введені: питома ентропія: $s = S / m \Big[\mathcal{A} \mathcal{K} / (\kappa_{\mathcal{E}} \cdot K) \Big]$ і питомий електричний заряд: $e_q = Q / m \big[K_{\mathcal{I}} / \kappa_{\mathcal{E}} \big]$ для одиниці маси флюїду, що займає питомий об'єм $v = V / m = 1 / \rho$. Перевагою визначення термодинамічного потенціалу – тиску $P(T; \mu, \phi)$ з (2.26) є стійка *просторова безперервність* полів порівняно з профілями питомих змінних (s, v, e_q) або густин $(\rho s, \rho v = 1, \rho e_q)$ в будь-яких як однорідних, так і неоднорідних станах. Ще однією перевагою форми Гіббса-Дюгема треба вважати можливість чіткого поділу між поняттями «сухої» і «вологої» пористості. Зупинимось на цьому питанні більш детально, оскільки метод врахування вологості, який пропонується в дисертації, по-перше, набагато простіший, ніж визначення «насичення» S_w в попередньому розділі а, по-друге, має практичне значення для будь-якого термодинамічного аналізу гетерогенних теплоносіїв.

Пористість сухого повітря при відсутності вологовмісту, тобто при $W = m_{\phi} / m_{da} \rightarrow 1$ будемо позначати як: $V_{da} / V_M < 1$ (da – від терміну сухе повітря, тобто $dry \ air$, ϕ – щільний *fluid*, що загальноприйняте [67,78,85]). Нагадаємо, що дослідження структурних властивостей самої *матриці* M з

допомогою дослідів на різних спеціальних установках, звичайно, не включає це реальне відношення *w*, вважаючи його несуттєвим для матриці фактором.

Крім раніше обговорюваної нами проблеми нестаціонарності (тобто явної залежності від t) умов експлуатації ТПС, є і інша важлива причина, яка ускладнює вирішення задачі. Це можливість здійснення локальних фазових переходів першого роду (до них відносяться конденсація і пароутворення) в порах матриці. Ці процеси, визначувані, звичайно, загальним поняттям «ефекту капілярного тиску» Р_с (с – саріllary) суттєво залежать від таких факторів, як зовнішня вологість середовища, змінення зовнішніх тиску і температури (T_{306H} , P_{306H}), а також гідрофільності або гідрофобності внутрішньопорових стінок матриці. Можна додати до цих факторів, які розглядаються, важливе поняття (особливо при вивченні тканин і плівокмембран) відносної вологості ϕ , яка зазвичай вимірюється у %, тобто ϕ [%]. Звідси, обмежуватись поняттям сухої пористості не цілком об'єктивно і вплив, наприклад, поступово зростаючої з часом вологості $\omega(t)$ на властивості ТПМ треба брати до уваги. Супутні зміни механічних і інших властивостей ПC, викликані переліченими факторами, потребують всебічного вивчення [31-35] і врахування їх впливу при описі процесів переносу.

Використовуючи стандартні для гідро-, газодинаміки математичні перетворення [86,87], можна прийти до двох варіантів диференціального нестаціонарного рівняння балансу маси, яке описує вологовміст $\omega(x,t)$:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \left(D_{\omega} \nabla \omega + D_T \nabla T + D_{\varphi} \nabla \varphi + D_g \nabla Z \right), \tag{2.27}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \left[D_m \left\{ \omega(x, t) \right\} \nabla \omega \right] \left[1 / c \right].$$
(2.28)

Дифузійний коефіцієнт в (2.28) розглядається звичайно як функціонал вологовмісту. Коефіцієнти з нижніми індексами $\{\omega, T, \varphi, g\}$, що ефективно відображають проникність ТПМ, відповідають в рівнянні (2.27)

взаємозалежним видам комбінованого впливу градієнтів полів на перенос маси. Як правило, трьома останніми внесками в правій частині (2.27) нехтують. Ця форма відповідає гіпотезі ЛР з рівняння (2.26), в якому підкреслена особлива роль поля нестаціонарної і неоднорідної густини $\rho(x,t)$, записаного в його лівій частині. Вона є масштабною змінною задачі, що прямо приводить до автомодельному рішенню рівнянь (2.27, 2.28) [26,86,87]. В ньому вологість залежить вже від єдиної дифузійної *масштабної змінної*: $D_m^{1/2} \sim \sqrt{x^2/t}$, яка має молекулярно-кінематичний зміст, з врахуванням (1.28а,б). Нагадаємо, що в розріджених газах малої густини [4,22] коефіцієнт самодифузії в законі Фіка D_m [м²/с], кінематична в'язкість: $v = \eta / \rho$ і температуропровідність: $\chi = \lambda / (\rho C_P)$ мають однакову розмірність [м²/с] і близькі числові значення. В щільних системах при підвищеному вмісті вологості w і, навіть, в рідких дуже щільних середовищах змінюються тільки числові параметри при визначенні цих коефіцієнтів переносу $\{D_m \leftrightarrow v \leftrightarrow \chi\}$, але їх молекулярно-кінетична взаємозалежність зберігається [9,10].

Зауважимо, що багато авторів робіт по різних пористих середовищах [29,30,35-39], обговорюючи автомодельне рішення задачі [9,10] або допускають, одночасно, нестисливість і постійну густину потоку ρ_0 , або не враховують можливості керування цим масштабним параметром $\rho(x,t)$ на практиці з допомогою впливу градієнтів польових змінних з (2.27).

2.4. Перехресний вплив термодифузії (ефект Соре), термоелектричної дифузії (ефект Пельт'є) і електричної дифузії (ефект Нернста) на рухомий в тонких пористих середовищах флюїд.

2.4.1. Дифузійна основа мікрокінетичних процесів переносу. В попередніх розділах був розглянутий вплив часових змін температурного поля T(t) на конвективний рух, який викликається наявністю градієнта тиску $\Delta P/L$. У переважно оглядовому підрозділі 2.2.1 нами з метою подальших порівнянь розглянута модель, запропонована Hansen, Bedeaux et al [61]. В ній градієнт $\Delta P/L$ був виражений в термінах двох взаємозв'язаних змін хімічних потенціалів $\Delta_{\omega} \mu$ (вологої) і $\Delta_n \mu$ (сухої) пари, які визначають на думку авторів дисипативну функцію D. Принциповим недоліком такого підходу з точки зору моделі ФТ [10,11] є спроба виразити *макрокінетику* конвективного руху, зв'язану з $\Delta P/L$, в термінах *мікрокінетичних* характеристик, до яких, безсумнівно, відноситься хімічний потенціал і його можливі зміни-флуктуації $\Delta \mu$ в потоці флюїду. Локальні флуктуації можуть викликати тільки стохастичні дифузійні процеси переносу маси при наявності градієнта густини $\Delta \rho / L$ або, що більш загальне, зв'язаного з нею в майже однорідній стисливій фазі градієнта хімічного потенціалу $\Delta \mu / L$ [24]:

$$j_m = -D_m \left(\frac{\Delta \rho}{L}\right)_T = -\gamma_m \left(\frac{\Delta \mu}{L}\right)_T \quad (a) \qquad \gamma_m = D_m \rho^2 \beta_T \quad (b). \quad (2.29)$$

Використані нами при зіставленні цих двох форм опису густини потоку маси j_m , нижні індекси підкреслюють основне обмеження, прийняте в базових рівняннях лінійної нерівноважної термодинаміки [22,23]. В чистій речовині досліджуються т.зв. «чисті» процеси самодифузії маси частинок, їх імпульсу, кінетичної енергії, електричного заряду *при допущенні відсутності їх взаємовпливу*.

Передбачаючи в узагальненій диференціальній формі Гіббса-Дюгема можливість апроксимації і, додатково, стаціонарність $(\partial / \partial t = 0)$ полів:

$$\Delta P = \rho \left(\Delta \mu + s \Delta T + e_q \Delta \phi \right) \tag{2.30}$$

ми знаходимо, фактично, умову усереднення швидкостей вологого u_w і сухого u_n компонентів потоку. Вона передбачає можливість досягнення ЛР-

стану при додаткових умовах *ізотермічності* ($\Delta T = 0$) і *нейтральності* (тобто відсутності електричного поля) флюїду.

Тут, ще раз, доречно нагадати, що дисипативна функція в нерівноважній термодинаміці D зв'язана з необоротністю механічного руху елементів флюїдного середовища. Для ПС (яка має проникність K [м²]) силу, яка викликає конвекцію, дійсно, завжди можна виразити через змінення тиску ($\Delta P / L$) і зв'язати її з реальною швидкістю u:

$$K\frac{\Delta P}{L} = -\eta \cdot u = -\nu \cdot \rho \cdot u.$$
(2.31)

Однак заміна, яка передбачалась авторами [61], з допомогою ЛР-гіпотези (2.30) цього *конститутивного* рівняння на *фіктивне конститутивне* рівняння для конвекції:

$$K\left(\frac{\Delta\mu}{L}\right)_{T,\varphi} = -v \cdot u \tag{2.32}$$

занадто формальна і мало корисна, на наш погляд, для практичних передбачень. Крім невизначеності в передбаченні ($\Delta \mu / L$)-величини, яку не можна виміряти дослідним шляхом, в правій частині (2.32) «змішані» два види кінематичних характеристик. Це швидкість дифузійної трансляції маси, яка відповідає густині потоку j_m з рівняння (2.39), і конвективна швидкість спрямованого потоку маси (ρu).

Проблема поділу фізичних механізмів здійснення між складовими дифузії і дрейфу по різному вирішується в самих різних областях фізики і нелінійної нерівноважної термодинаміки від теорії електричного струму, електрохімії (де вводиться об'єднаний електрохімічний потенціал ($\mu + e_q \cdot \varphi$) , хімічної термодинаміки до т.зв. *квазікласичного наближення* квантової механіки і хвильової оптики. В моделі ФТ була доведена можливість такого фізично-обґрунтованого і досить простого поділу швидкості, дифузії і дрейфу. Вихідним постулатом є наявність певної *ієрархії* (тобто взаємної підпорядкованості) польових змінних, яка виражається їх послідовністю: $P \rightarrow T \rightarrow (\mu, \varphi) \rightarrow (\vec{g}, \vec{E}, \vec{u}_q \times \vec{B})$. Вона відображає фізичні особливості кожного поля, які приводять до все більш складних типів їх взаємозалежностей в напрямку, протилежному показаному між ними стрілками. Так, зовнішні векторні поля, з напруженостями $\vec{g}, \vec{E}, \vec{u}_q \times \vec{B}$ не можуть залежати від потенціалів системи частинок ($\mu; \varphi$), тоді як останні, навпаки, відчувають вплив перших. Саме градієнти $\nabla \mu, \nabla \varphi$ є термодинамічними силами, які викликають дифузійний перенос. Подальший «рух» по вказаному ланцюжку повинен приводити, по індукції аналізу, до незалежності вже потенціалів (μ, φ) від температури *T*, тоді як остання обов'язково відчувають їх вплив.

Цьому фізично-природному висновку ієрархії полів в моделі ФТ [10,11] створює, однак, альтернативу звичайна практика експериментальних ізотермічних вимірювань, а також прийнята *молекулярно-кінетична* концепція поняття температури, яка витікає з найпростішої ідеально-газової моделі. В ній допускається наявність статистичної ЛР-швидкості частинок $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ і дається статистична оцінка середньої швидкості \overline{u} , які залежать тільки від маси частинок m_0 :

$$\left\langle u^2 \right\rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{3k_BT}{m_0}} \quad (a) \qquad \overline{u} = \sqrt{\frac{8k_BT}{\pi m_0}} \quad (b). \tag{2.33}$$

В такому статистичному розгляді дифузійних явищ в газах, які відбуваються з загальною швидкістю \bar{u} , ігнорується роль основної змінної суцільного середовища, якою є густина маси $\rho = m_0 N / V$. Оцінки (2.33) виявляються дуже наближеними в *щільних газах і рідинах*. Вони також приводять до чисто емпіричних, але часто-обговорюваних в самих різних розділах нерівноважної термодинаміки *T*-залежностей потенціалів { $\mu(T), \phi(T)$ }. Зручність їх використання в статистичних оцінках потенціалів не повинна перешкоджати правильній, з точки зору моделі ФТ, інтерпретації ієрархії полів. В ній допускається, що температура T не може визначатись величиною тиску P, хоча вона, безумовно, потребує уточнення порівняно з (2.33а,б), шляхом врахування реального впливу густини (N,V)-системи на процеси переносу. В теорії сильно-розріджених газів [4,24] з цією метою вводиться статистичне поняття *середнього вільного пробігу* $l(\sigma, N/V)$ сферичних твердих частинок з ефективним діаметром σ [м] за середній масштаб часу $\langle \Delta t \rangle$ між їх послідовними зіткненнями:

$$\langle l \rangle = \frac{V}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 N} \approx \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 P}.$$
 (2.34)

Таким чином одержують оцінку *ізобарично-ізотермічного* коефіцієнта дифузії *D_m* в законі Фіка (2.29):

$$D_m = \frac{2}{3\sigma^2} \sqrt{\left(\frac{k_B T}{\pi}\right)^3} \cdot \frac{1}{m_0 P^2}.$$
(2.35)

Зауважимо, що вплив відносних швидкостей руху частинок на введену нами раніше внутрішню пористість флюїду ε_{ϕ} в такій моделі сферичних частинок неважко оцінити з допомогою добутку $\varepsilon_{\phi} \langle l \rangle$:

$$\varepsilon_{\phi} = 1 - \frac{2\pi\sigma^3 N}{3V}$$
 (a) $\varepsilon_{\phi} \cdot \langle l \rangle = \langle l \rangle - \frac{\sqrt{2}}{3}\sigma$ (6). (2.36)

Це зауваження важливо враховувати при дослідженні руху розріджених газів в щільних матрицях дуже малої пористості ε , коли середній розмір їх пор може бути зіставним з довжиною вільного пробігу частинок флюїду $\langle l \rangle$.

2.4.2. Перехресні ефекти взаємовпливу змінень полів електричного потенціалу, температури та тиску в моделі рухомої ідеальної рідини з теплопровідністю.

Складність задачі моделювання нерівноважних процесів, викликаних

сукупністю як внутрішніх термодинамічних, так і зовнішніх всією гравітаційно-електро-магнітних полів змушує дослідника переходити до набагато більш простих моделей переносу властивостей флюїду. Раніше обговорювані моделі ідеальної рідини (позначена як il – ideal liquid) і ідеальної рідини з теплопровідністю (ilt – ideal liquid with thermal conductivity) але без в'язкості забезпечує важливу перевагу при розгляді дифузійних явищ. Вона полягає в строго доведеній відсутності дисипативної функції D=0 в обох моделях [10,11]. Як результат, використаний при ФТ-моделі. побудуванні теорії дифузії В виникає можливість самоузгодженого виключення за умови D=0 двох *дивергенцій векторних* полів швидкості $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ і теплового потоку $\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{O}$ з основної системи рівнянь балансу [22-24]. Для порівняння вкажемо, що дві дивергенції з метою спрощення, але часто, без достатніх підстав покладаються рівними нулю при числовому інтегруванні рівнянь для балансу імпульсу, ентропії і внутрішньої енергії.

Доведена нами раніше (Розділ 1) експоненціальна залежність змінень густини на ізолініях теплових характеристик (тобто ізотермах і ізоентропах) є в такому підході більш загальною, порівняно з розглядом, наприклад, самодифузії в сильно-розрідженому газі з допомогою (2.29а,б). Вона узагальнює пропонований опис дифузійних процесів і взаємозв'язку між ними для будь-якого щільного (N,V)-середовища. Нарешті, доказом повної термодинамічної узгодженості є рівність двох форм узагальненого рівняння Бернуллі, виражених, спочатку формально, як функції польових змінних, а потім, як функції питомої ентальпії для одиниці маси флюїду [11]:

$$\rho\left(\frac{u^2}{2} + \mu + e_q\varphi + sT\right) = \rho\left[\frac{u^2}{2} + h(P,T,\varphi)\right].$$
(2.37)

Це «розширення» кількості незалежних змінних функції *тепловмісту* (цю стару назву ентальпії варто було б зберегти із-за його важливого інформаційного змісту) на опис електричних явищ дуже суттєве для

результатів, які наводяться далі. Запишемо для їх одержання передбачувану систему двох *квазілінійних* рівнянь дифузії частинок маси *m*₀ і електричного заряду *q*, викликаної градієнтами хімічного і електричного потенціалів, відповідно:

$$j_m = -\gamma_m(T)\nabla\mu \quad (a) \qquad j_q = -\sigma_q(T)\nabla\varphi \quad (\delta). \tag{2.38}$$

Саме вони, з коефіцієнтами дифузії і електропровідності, які залежать від температури: $\gamma_m(T)$ [кг²/(м·с·Дж)], $\sigma_q(T)$ [кг²/(м·с·Дж)], дозволяють вийти за рамки наближення лінійної нерівноважної термодинаміки [22,23]. В той же час, обидва основні коефіцієнти теплопровідності (λ) і характеристичного фактора часу τ_m для потоків тепла і імпульсу, які входять до основного критеріального співвідношення, допускаються, як і раніше, постійними за величиною в описі перехресних ефектів, який розвивається:

$$j_Q = -\lambda \nabla T$$
 (a) $\vec{j}_{mu} = -\tau_m \nabla P$ (6). (2.39)

2.4.2а. Узагальнений ефект Пельт 'є для флюїдів.

Розглянемо, спочатку, явище *термоелектричної дифузії* на підставі стаціонарної ЛР-гіпотези, записаної у вигляді (2.30) і двох *конститутивних співвідношень* (2.38б) і (2.39а). Виключення градієнтів дає нам узагальнене на флюїдну *f*-фазу рівність для *ефекту Пельт* 'є:

$$\left[\frac{\lambda}{\sigma_q(T)}\right]_f = \left(\frac{s}{e_q}\right)^2 \cdot T \,. \tag{2.40}$$

Його цікаво порівняти з відомим емпіричним законом *Відемана-Франца* для твердої теплоелектропровідної *s*-фази:

$$\left[\frac{\lambda}{\sigma_q}\right]_{s} = L_s \cdot T = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e_-}\right)^2 \cdot T.$$
(2.41)

Пояснення фізичного змісту коефіцієнта пропорційності L_s, який називається коефіцієнтом Лоренца, було запропоноване [4] Зоммерфельдом,

що відповідає другій рівності в (2.41). Таке зіставлення підтверджує широку універсальність методики, що розвивається, і одержаного співвідношення (2.40). Зауважимо, тільки, що при його використанні для практичних розрахунків треба враховувати, що питома ентропія s = S / M, де $m = m_0 N$ і питомий заряд: $e_q = N_q e_- / m_q$ в правій частині можуть відноситись до мас, які відрізняються – окремих частинок m_0 і окремих носіїв заряду (m_q / N_q) .

2.4.26. Узагальнений ефект Нернста для флюїдів.

Для дослідження взаємовпливу електричної і механічної компонент загального дифузійного процесу неважко одержати, діючи по аналогії з підрозділом 2.4.2*a*:

$$\left[\frac{\sigma_q(T)}{\gamma_m(T)}\right]_f = \left(e_q\right)^2,\tag{2.42}$$

де, вже, обидва коефіцієнти переносу ефективно залежать від температури. Щоб з'ясувати характер таких залежностей, хоча б в загальних рисах, порівняємо (2.42) з відомим [4] законом *Нернста-Ейнштейна*. В ньому фігурують загальна концентрація електричних частинок: n = N/V, елементарний заряд q_0 , який вони переносять, і коефіцієнт їх самодифузії D_m , що відповідає закону Фіка (2.29а):

$$\left[\frac{\sigma_q}{D_m}\right]_{\phi} = \frac{nq_0^2}{k_B T}.$$
(2.43)

Таке порівняння відразу приводить до співвідношення, яке підтверджує (2.29) для *ig*-моделі електричних частинок, яка тут мається на увазі, якщо врахувати, що в цьому випадку: $\beta_T^0 = 1/(nk_BT)$, $\rho = m_0 N/V$:

$$\gamma_m(T) = \rho^2 D_m / (nk_B T). \tag{2.44}$$

Узагальнений на опис ϕ -фаз вираз для ефекту Нернста набуває в рамках даних припущень такого вигляду:

$$\left[\frac{\sigma_q}{D_m}\right]_{\phi} = \frac{\left(e_q\rho\right)^2}{nk_BT}.$$
(2.45)

Оскільки в таких рамках виконуються всі інші співвідношення і, зокрема, (2.35) для коефіцієнта D_m , одержаний тут результат моделі ФТ дає можливість, певною мірою, контролювати змінення електропровідності ϕ фази при зміненні інших параметрів рівняння (2.45).

2.4.2в. Узагальнений ефект Соре для флюїдів.

Комбінуючи попередні результати для *термоелектричної* і *електромеханічної* компонент загального процесу дифузії, можна одержати два варіанти опису *термодифузії* для *ф*-фази:

$$\left[\frac{\lambda}{\gamma_m(T)}\right]_{\phi} = s^2 \cdot T \quad (a) \qquad \left[\frac{\lambda}{D_m}\right]_{\phi} = \frac{(s\rho)^2}{nk_B} \quad (b). \tag{2.46}$$

Вони містять питому ентропію *s*, яка є інваріантом конвективного переносу імпульсу тільки в *il*-моделі, а в *ilt*-моделі, як вже було показано, залежить від часу і величини виробництва ентропії $Z_s^{ilt}(t)$ в (N,V)-системі. Для підтвердження універсальності одержаних описів перехресних ефектів в ϕ -фазі наведемо відому альтернативну комбінацію обговорюваних вище законів Відемана-Франца і Нернста-Ейнштейна для *mвердої* фази:

$$\left[\lambda / D_m\right]_s = \pi^2 k_B n / 3. \tag{2.47}$$

Вона представляється нам суттєвим обмеженням в порівнянні з розвинутим вище загальним підходом моделі ФТ і його результатами, сформульованими у рівняннях (2.46а,б).

2.5. Методологія оцінки мезоскопічної пористості тонких проникних середовищ.

В цьому розділі викладений новий підхід до передбачення реальної по-

ристості ТПС, який пропонується в роботі. ТПС у вигляді стопок спресованих тонких металевих сіток, використовуваних в регенераторах стірлінгів (див. Додаток В), метало-керамічні пористі структури, різні полімерні і тканинні ТПС, напівпроникні мембрани, а також ТПС, утворені фулеритами або вуглецевими нанотрубками (Рис. 1.1б) можуть бути досліджені в рамках загального, розробленого в дисертації підходу до оцінки їх пористості і проникності для флюїдних потоків. Додатковою принципіальною перевагою пропонованої методології є обґрунтована в роботі можливість проведення чіткої грані між гідрофільними і гідрофобними властивостями ТПС, що полегшує вибір стратегії їх практичного використання.

Ідею методу такого розділення добре ілюструє Рис. 2.3. Представлені на ньому експериментальні точки, зібрані і згруповані нами для великої кількості найрізноманітніших за текстурою тканин з натуральних та/або полімерних волокон, були апроксимовані лінійними залежностями двох типів (їх коефіцієнти та довірчі інтервали також наведені на Рис. 2.3.):

для гідрофільних ТПС:

$$\gamma_{\rho \phi \pi} \left(\delta \right) = \rho^0 \cdot \delta - \gamma^0_{\rho \phi \pi} \quad (a) \qquad \rho_v \left(\delta \right) = - \left(\gamma^0_{\rho \phi \pi} / \delta^2_0 \right) \delta + \rho^0_v \quad (b) \qquad (2.48)$$

для гідрофобних ТПС:

$$\gamma_{c\phi\delta}\left(\delta\right) = \rho_{v}^{0} \cdot \delta + \gamma_{c\phi\delta}^{0} \quad (a) \qquad \rho_{v}\left(\delta\right) = -\left(\gamma_{c\phi\delta}^{0} / \delta_{0}^{2}\right)\delta + \rho^{0} \quad (\delta) \qquad (2.49)$$

Використані тут позначення підкреслюють взаємозв'язок вибраних параметрів і їх розмірностей: δ [мм] – товщина ТПС; $\gamma_{c\phi\pi/c\phi\delta}$ [г/м²] – вага зразка, віднесена до площі його поперечного (для потоку флюїду) перерізу $A_{\perp} (V = \delta \cdot A_{\perp}); \gamma^{0}_{c\phi\pi/c\phi\delta}$ [г/м²] – асимптотична *поверхнева густина*, одержувана в межах: $\delta = 0; \rho_{v}$ [кг/м³] – об'ємна густина ТПС, віднесена до загального об'єму V (див. нижній індекс); $\rho^{0}_{v} (\delta \rightarrow 0)$ [кг/м³] – асимптотична *об'ємна густина* зволоженої ПС із звичайною пористістю \mathcal{E}_{d} ;



Рис. 2.3 – Лінійні тренди для груп гідрофільних (чорні символи – див. текст) і гідрофобних (білі символи – див текст) ПС і ТПС, одержані з використанням експериментальних даних в координатах $\gamma(\delta)$ (a) і $\rho(\delta)$ (б).

 ρ^0 [кг/м³] – густина *сухої матриці базової ПС*; δ_0 [мм] – параметр моделі базової гідрофільної ПС, яка вводиться спільно з $\delta_{\mathcal{H}}(\gamma_{c\phi n} \rightarrow 0)$ [мм] – модельованим параметром товщини рідкої плівки на умовній границі повітря і ТПС:

$$\delta_{\mathcal{H}}\left(\gamma_{\mathcal{Z}\phi\pi} \to 0\right) = \gamma^{0}_{\mathcal{Z}\phi\pi} / \rho^{0} . \qquad (2.50)$$

Він визначений в роботі як мінімально-можлива товщина *рідкого неперервного* мезо-шару, який утворюється на поверхні гідрофільних (але не гідрофобних) ПС, що підтверджується дослідними даними.

Відмінність введеної рівняннями (2.48-2.50) базової моделі двох (гфл і гфб) типів пористості і, звичайно-використовуваного при вимірюваннях ПС, співвідношення: $\rho_v \left[\kappa z / m^3 \right] = \gamma \left[z / m^2 \right] / \delta [mm]$ дуже значна. Остання приводить в межі: $\delta \to 0$ до фізично-безглуздої нескінченної величини об'ємної густини ρ_v при будь-якому скінченному значенні параметра поверхневої густини у (в роботах зарубіжних авторів його часто називають «вагою матеріалу ПС», що не враховує багатьох реальних факторів, які впливають на пористість, і, навіть, «квадратною масою», що виглядає незгідним в понятійному сенсі. Нами доведено на базі обробки обширного масиву дослідних даних, які наводяться у вітчизняних і зарубіжних джерелах, по самих різних групах текстильних матеріалів (детальні таблиці і їх статистичний аналіз наведені у додатку Г), що лінійні функції завжди належать до двох типів і, за дуже рідкісними винятками, не проходять через початок координат при $\delta \rightarrow 0$. Цей факт ставить під сумнів наведену вище і розповсюджену у експериментаторів лінійну залежність, замінюючи її на більш реалістичну: $\gamma(\rho) = \rho_v^0 \delta \pm \gamma^0$.

Виявивши на підставі аналізу великого масиву експериментальних густинних $\rho_v(\delta)$ і поверхневих $\gamma(\delta)$ даних стійке виконання нерівності:
$\rho_{\nu}^{0} < \rho_{\nu}(\delta)$, ми дійшли висновку про існування *мезоскопічної границі* товщини ПС δ_{0} , саме в напрямку потоку флюїду, який протікає через *нормальний* до цієї товщини переріз $A_{\perp}(V = \delta \cdot A_{\perp})$. Нижче цього граничного значення при $\delta < \delta_{0}$ зразок ПС треба вважати ТПС, для неї стандартне поняття *однорідної* мікроскопічної пористості ε_{d} стає вже залишковонаближеним при описі процесів переносу. Використання запропонованої в дисертації методології врахування мезоскопічних факторів взаємодії флюїду і матриці, представлених рівняннями (1.4) і (1.5) і детально обговорюваними в **першому розділі**, відкриває принципово нові можливості визначення ефективних структурно-залежних коефіцієнтів переносу в ТПС (див. далі).

В дисертації значну увагу приділено незалежній оцінці важливого параметра густини сухої матриці ρ_M , яка входить до попередніх формул цього і першого розділів. Припускаючи наявність *ефективної пористості* матеріалу Π_E , яка визначається співвідношенням:

$$\Pi_E = \left(1 - \rho_v / \rho_M\right) / \left(1 - \rho_v^0 / \rho_M\right), \tag{2.51}$$

параметр ρ_M можна розрахувати в рамках введених моделей тільки на підставі експериментальних $\gamma(\delta)$ -даних. Дійсна пористість ε , яка враховує наявність не тільки зовнішніх відносно матриці, але й її внутрішніх мезоскопічних пор, просто зв'язана з ефективною пористістю Π_E виведеною в роботі рівністю:

$$\varepsilon = \Pi_E \left(2 - \Pi_E \right). \tag{2.52}$$

Як показано в Додатку В з допомогою таблиць і малюнків, які їх ілюструють, додаткова можливість оцінки рівня гігроскопічності *W* тканин, плівок і мембран з допомогою формули:

$$W = \varepsilon / \Pi - 1, \qquad (2.53)$$



Рис. 2.4 – Типові відмінності в ефективній поведінці гідрофобних (гфб) і гідрофільних (гфл) ПС, представлені в координатах γ , δ (а) і ρ_V , δ (б) з допомогою лінійної апроксимації даних по п'яти варіантах чистої 100 % вовни (чорні кружки, включаючи вихідний чорно-білий) і чотирьох варіантах 55 % вовни з 45 % віскози (два нижніх білих кружка, включаючи вихідний чорно-білий) і 55 % вовни з 45 % поліестеру (два верхніх білих кружка).

де вимірювана пористість Π завжди трохи менша теоретичної ефективної $\Pi \leq \Pi_E$ у гфб-зразків і, навпаки, $\Pi > \Pi_E -$ у гфл-зразків дуже важлива з практичної точки зору. Точність наших оцінок для перелічених типів вимірюваних в досліді пористостей перевищує точність відомих і прийнятих методологій аналогічних передбачень в наявній літературі.

РОЗДІЛ З.

ПРОЦЕСИ РЕГЕНЕРАЦІЇ ТЕПЛОТИ, ЯК КОМПРОМІС МІЖ ЕФЕКТИВНІСТЮ ТЕПЛООБМІНУ І ГІДРАВЛІЧНИМИ ВТРАТАМИ В ПОРИСТИХ НАСАДКАХ.

3.1. Постановка задачі дослідження регенераторів.

Застосовані в Розділі 1 критерії Прандтля (Рг), Нуссельта (Nu) і Стантона (St) формують базис для опису взаємодії між насадкою регенератора та робочим флюїдом у двох протилежних напрямках течії другого скрізь ПС першої. Як зрозуміло с попереднього обговорення, в дисертації розглядається тип регулярної ПС в якій потік маси флюїду комбінується з регулярної (конвекційної) компоненти ρu та стохастичної його компоненти ~ ρu_D , де він дробиться на залежні від пористості ε малі фрагменти рідини, вологої пари або газу. Ці гетерогенні динамічні фазові стани можуть формуватися, згідно з моделлю ФТ, навіть в області НКФ (див. розділ 4), яка традиційно розглядається у теплофізиці за допомогою припущень однорідності (гомогенності) і відсутності фазових перетворень.

Традиційний аналіз дії регенераторів у циклі Стірлінга [1] вводить, додатково, модель *ідеальної регенерації*. Вона складається з припущень нескінченно-повільного теплообміну, відсутності гідравлічного опору і ін., тобто ця модель, строго кажучи, є цілком нереалістичною. Однак, врахування реального впливу на якість регенерації теплоти дуже значної кількості різноманітних факторів є практично неможливим в нод-методології наближеного інтегрування диференційних рівнянь балансу. Цей об'єктивний висновок, зроблений багатьма авторами теоретичних досліджень, веде до суто експериментального вирішення динамічної проблеми регенерації теплоти у внутрішніх порожнинах стірлінгів. Саме фактори пористості твердої матриці ε і проникності її для флюїду $K(\varepsilon)$ ігноруються в такому підході численних спроб та корегування помилок.

Всупереч цим складнощам, в роботі була поставлена задача розробки



Рис. 2. Залежність температури робочого тіла T_{pm} і температури насадки T_n по довжині регенератора при циклічному режимі роботи для моменту змінення напрямку гарячого потоку робочого тіла на холодний з відповідними температурами на вході в регенератор, які дорівнюють P і Q.

Схема роботи регенератора теплоти в циклі Стірлінга у варіанті протитечії.



Рис. 3. Залежність температур від часу τ: ---- - робочого тіла; — - насадки.





Рис. 3.2а – схема залежності від часу t змінення температури робочого тіла (штрихова лінія) і насадки (суцільна лінія); 2б – те саме в залежності від відстані x, виміряної по довжині РГ. Показані характерні масштаби часу дуття t і довжини L' (Рис. 3.1), *які дозволяють, у принципі, оптимізувати швидкість регенерації теплоти* $u_{P\Gamma} = L' / t$, в показаному тут усталеному режимі.

фізично несуперечливої аналітичної моделі регенерації. Це завдання треба реалізувати виходячи із відомого аналітичного рішення, отриманого в розділах 1,2 для нестаціонарного температурного поля $T(t;\tau_m, Pr, Nu, St; T_E, T_C)$. Воно детально представлено і обговорюється в додатку В. На рис. 3.1, 3.2 показана умовна схема дії регенератора з

протитечією, яка є традиційною [1] для будь-якого подальшого аналізу впливових факторів.

Треба підкреслити, що подібний аналіз, як правило, починається із наступного твердження: «Оптимальним робочим тілом треба вважати таке, чиї теплові властивості (C_n, λ) забезпечують високий коефіцієнт тепловіддачі α , а механічні властивості (ho,η) зменшують гідравлічні втрати, які пропорційні внеску $\rho u^2/2$ » [1]. Зауважимо, що ця суттєво динамічна концепція вибору робочого флюїду не враховує, на жаль, взаємозалежність перелічених вище теплофізичних факторів. Вона відображається відомим і залежним, у свою чергу, від параметрів стану (*T*, *P*) критерієм Прандтля: $Pr = \eta C_p / \lambda$. Згідно з цією невизначеністю його впливу на реальний, дійсно динамічний і термодинамічно необоротний процес регенерації, формулюється відома парадигма [1] аналізу стірлінгів: «При заданому тепловому потоці (j_Q), тиску (Р) та температурі (Т) гідравлічні втрати двигуна, працюючого на водні завжди менше, ніж при використанні гелію або повітря. Аналогічно, при заданих гідравлічних втратах (зауважимо, що їх рівень відповідає значенням ρ, η, u з яких формується відомий критерій Рейнольдса $Re = (\rho u) d / \eta$, а не лише значенню $(\rho u^2 / 2)$ -внеску, тиску (Р) та температурі (Т) двигун на водні може працювати з більшою частотою обертання ($\omega_0 = 2\pi v_0$) і з більшою питомою потужністю (N/m [Bm/кг], ніж на гелії або повітрі».

Ця парадигма теорії і практики стірлінгів піддається в дисертації деякому сумніву з вище вказаних міркувань. Більш того, забезпечити, окремо, фіксовані значення теплового потоку скрізь ПС або рівня гідравлічних втрат в тому ж ПС є надзвичайно складною проблемою, навіть у спеціальному експерименті. Конструктор циклу має шукати оптимальну (компромісну) комбінацію між цими *бажаною* (ефективність теплообміну) і *небажаною* (гідравлічні втрати) тенденціями функціонування регенератора.

В дисертації вперше, наскільки нам відомо, запропонована альтернативна, аналітична модель процесу регенерації, яка обговорюється в

наступних розділах 3.2-3.4. Але, в наступному підрозділі 3.1.2. нам треба викласти аргументацію, згідно з якою звичайні напівемпіричні кореляції між двома критеріями необоротних процесів, типу (*В і в*- емпіричні коефіцієнти):

$$Nu = B R e^{\theta} \tag{3.1}$$

Або між двома рівноважними теплофізичними параметрами (т.зв. *число Халла*) при фіксованих Т і Р:

$$Q/\Delta t \sim \rho C_p^{3/2} \sim M C_p^{3/2}$$
(3.2)

Не можуть бути застосовані в моделі регенерації, яка пропонується.

3.1.1. Аналіз існуючих підходів до моделювання регенерації.

Перевагою відсутності питомої ентропії (s) у динамічних характеристиках потоку, крім їх ясного фізичного змісту, є можливість прямого експериментального вимірювання. Воно може бути виконане для будь-яких, таких, що конструкційно відрізняються, пристроїв внутрішньої регенерації стірлінгів. Дійсно, характерний масштаб часу $\tau_r = (K / v)$ [c], можливо просто ідентифікувати з коефіцієнтом бародифузії нестисливої рідини у відповідному варіанті закону Д'Арсі. Знаючи значення кінематичної в'язкості $v \left[M^2 / c \right]$, з нього можна одержати, додатково, і проникність $K(\varepsilon)$. Існує велика кількість експериментальних методик вимірювання цієї важливої характеристики, наприклад, для тканин або стін при будівництві споруд, різних плівок і т.ін., що було розглянуте в розділі. Проведений нами огляд існуючої літератури по металевим регенераторам двигунів Стірлінга (навіть проникності твердих сітчастих насадок показав, шо саме використовуваних у вигляді щільно-притиснутих *п*-шарів, циліндричної «пробки» РГ) не приділяється належної уваги. Тому багато рекомендацій по устрою РГ зроблені або на приблизному, т.зв ad hoc («з нагоди») рівні, або, іноді, є помилковими, на наш погляд. Щоб підтвердити цей важливий для практики висновок, розглянемо, коротко, спираючись на огляд Волкера (W)

[1], найбільш типові приклади з таких конструкційних рекомендацій. Власне, огляд починається з декількох вражаючих читача *тверджень W1-W3*.

Згідно першому з них (W1): «Конструктор регенератора повинен спробувати вирішити проблему декількох вимог, які суперечать одна одній...необхідно зменшити відхилення температури насадки від її номінального значення; таким чином, підвищується загальний ККД регенератора. Відношення теплоємності насадки до теплоємності газу $M_s C_{P_s} / (M_g C_{P_g})$ повинне бути максимальним; це може бути досягнуто при використанні великої щільної насадки» (виділено автором [1]).

До цього висновку потрібні такі коментарі. Він явно зв'язаний з результатом наближеного співвідношення (3.2) виведене Халлом на базі ідеально-газового РС і не є повністю узгодженим. Для ілюстрації наведені в Таблиці 3.1 відношення *мольних ізобарних теплоємностей* C_p всіх металевих компонентів *фосфористої бронзи* (оптимального сплаву для виготовлення РГ) до *ig*-ізобарної мольної теплоємності 2^{\times} атомного водню: $C_P(H_2) = 7R/2 = 29,1$ J/(моль·К). Це відношення *не є фактором*, який сприяє вибору підходящої РГ-насадки бо всі його значення в Таблиці 3.1. з очевидністю, зіставні.

Фраза про зменшення відхилення температури РГ від її номінального значення, скоріш за все, означає відхилення від середньої температури циклу: $T_{cp} = (T_E + T_C)/2$, показаній на Рис. 3.2а,б. Період нагріву насадки РГ або гарячого dymma (blowing) характеризується гістерезисом запізнювання (стрілка, спрямована вниз). Він змінюється *періодом охолодження* насадки РГ в точці *реверса потоку*, коли запізнювання має протилежний знак напрямку передачі теплоти – від раніше нагрітої насадки до охолодженого попередньо робочого тіла. В точках реверса, тобто змінення напрямку потоку флюїду, температура, як показано на Рис.3.2а, *стрибком збільшується* на початку періоду гарячого дуття і також *стрибком зменшується на початку періоду холодного дуття*.

Таблиця 3.1. Дані по густині ρ , теплоємності C_P , теплопровідності λ , температуропровідності χ і ρC_P -фактора для фтористої бронзи (ФБ) складу (мідь Cu=95,45%, залізо Fe=0,1%, олово Sn=3,8%, цинк Zn=0,3%, свинець Pb=0,05%, фосфор P=0,3%) і її чистим компонентам-металам, а також газу H₂

Речовина	C_P ,	$\tilde{C}_P / \tilde{C}_{P_{ig}}$	<i>ρ</i> , кг/m ³	λ , W/mK	$\chi \cdot 10^6$,	ρC_P ,
	kJ kgK				m ² /s	kJ m ³ K
H ₂ (g)	14,51	1,0	0,0491	0,718	381,5	0,7124
ФБ (s)	0,435	0,9498	8875	81,3	21,06	3860,6
Cu (s)	0,3846	0,8398	8920	401	116,9	3430,6
Fe (s)	0,4502	0,8640	7874	80,4	22,68	3544,9
Sn (s)	0,2284	0,9316	7310	66,8	40,01	1669,6
Zn (s)	0,3885	0,8727	7133	116	41,86	2771,2
Pb (s)	0,1286	0,9156	11342	35,3	24,20	1458,5

Такі миттєві змінення температури відсутні на графіках Рис. 3.26. Це важливе спостереження підтверджує коректність використання нами при градієнтних законів моделюванні молекулярного механізму (тобто дифузного) переносу властивостей . Однак, можна зазначити, що саме теплоємність С_Р як робочого тіла, так і насадки РГ, до сих пір, не брала участі в нашому розгляді. Об'єктивна виправданість такого підходу випливає з його порівняння з фактором *тертя f* або (що еквівалентно) з критерієм Стантона. В нього вже входить С_Р, але зате у визначенні фактора тертя (Фаннінга) *F при конвекції* відсутній власне коефіцієнт тертя *η*. В цьому відношення взаємно-перпендикулярних легко переконатись взявши конвективних потоків тепла $j_O^{(F)} = \alpha \Delta T_{\perp}$ і маси $j_m^{(F)} = \rho u_{\parallel}$ виведених нами для дифузійних потоків:

$$\frac{j_Q^{(F)}}{j_m^{(F)}} = St_{||} \cdot C_P \Delta T_{\perp} \left[\frac{\mathcal{I}\mathcal{H}}{\kappa^2}\right] \quad (a) \qquad St_{||} = \frac{\alpha}{\rho u_{||} C_P} \quad (\delta).$$
(3.3)

Його порівняння з більш загальною формулою для *St* показує, що вимога *великої щільності насадки*, яка завершує *твердження W1*) потребує подальшого аналізу. Вона відповідає іншому *твердженню W2*) і введенню, на *ad hoc* базисі, в традиційний порівняльний аналіз різних схем регенерації [1] поняття *ефективності* РГ.

«Ефективність регенератора залежить від двох безрозмірних параметрів, які називаються (по Хаузену) приведеними довжиною Л і приведеним періодом П.

Приведена довжина (в напрямку потоку):
$$\Lambda = \frac{\alpha A_r L}{u_{\parallel} C_P \cdot m_f}$$
, (3.4)

de a – коефіцієнт теплопередачі між робочим тілом і насадкою на одиницю поверхні; A_r - поверхня насадки на одиницю довжини; L' – довжина насадки; $u_{||}$ – об'ємна швидкість потоку робочого тіла; C_P – питома теплоємність робочого тіла при сталому тиску». Ми були вимушені ввести в цитований знаменник (3.4) масу флюїду, який знаходиться в РГ-порах m_f [кг], оскільки в протилежному випадку параметр довжини Λ не є безрозмірним, що передбачається в W2).

Продовжимо цитування: «Приведений період: $\Pi = \frac{\alpha \cdot A_r t}{C \cdot m_{sm}},$ (3.5)

de t – час дуття; m_{sm} - маса насадки; C – питома теплоємність насадки. Звичайно:

$$\frac{\Pi}{\Lambda} = \left(\frac{u_{\parallel}t}{L'}\right) \left(\frac{m_f}{m_{sm}}\right) \left(\frac{C_P}{C}\right).$$
(3.6)

Таке відношення представляє собою відношення кількості теплоти, сприйнятої робочим тілом при дутті, до кількості теплоти, накопиченої насадкою; його називають фактором використання".

Ми знову знаходимо, що W2) повинен бути підданий, подібно W1), серйозній критиці. Якщо взаємне виключення з виразів (3.4) і (3.5) добутку невизначених в такому підході, але важливих величин ($\alpha \cdot A_r$) можна ще формально прийняти, то неврахування відмінності об'ємів, який займає флюїд (V_f) і металева матриця (V_{sm}) є досить грубою помилкою аналізу. Безсумнівно, що для її виправлення треба скористатись надійними даними по фактору ρC_P , наведеними, наприклад, в Таблиці 3.1. Порядок численного відношення, взятого для газоподібного водню (H₂) до металевої фтористої бронзи (ФБ), наприклад, неважко встановити: $(\rho C_P)_{H_2} / (\rho C_P)_{\phi E} = 1,845 \cdot 10^{-4}$. Він (його малість) робить подальший розгляд модифікованого співвідношення (3.6) мало-інформативною процедурою, якщо значення фіктивної швидкості u_{\parallel} [м/с] всередині РГ також неможливо надійно оцінити.

На закінчення цього підрозділу наведемо ще одне *твердження W3)*, яке стосується рекомендацій по вибору характеристик насадки і таке, що і підбиває невтішний підсумок вирішення всієї РГ-проблеми, в цілому.

«Таким чином, для забезпечення різних параметрів можуть бути рекомендовані такі характеристики насадки регенератора:

- для максимальної теплоємності велика щільна насадка;
- для мінімальних втрат в потоці невелика високопориста насадка;
- для мінімального мертвого об'єму невелика щільна насадка;
- для максимального теплообміну багатошарова насадка;
- для мінімального забруднення насадка без перегородок.

Очевидно, що виконати всі ці вимоги, які суперечать одна одній, неможливо. На сучасному рівні розуміння процесу теплообміну в регенераторі не представляється можливим віддати перевагу якому-небудь виду насадки».

Однією з головних цілей цього і наступних розділів дисертації є доведення можливості принципового прогресу в описуваній РГ-проблемі для стірлінгів.

3.2 Фактори збільшення середнього тиску циклу та ізохорично- узгодженого перепуску робочого флюїду.

3.2.1. Вплив ангармонійності на роботу двигуна Стірлінга.

Розглянемо для подальшого аналізу показану на Рис. 3.3. схему ідеального стірлінга в чотирьох основних положеннях його поршнів – 1,2,3,4, здійснюючих зворотно- поступальний рух між двома *термостатами* $T_E = T_{max}$ I $T_C = T_{min}$.

Верхній поршень, який має безпосередній контакт з гарячим термостатом в початковому положенні 1, називається *поршнем-витискувачем*. В той самий момент часу 1 нижній *робочий поршень* знаходиться в контакті з холодним



Рис. 3.3. Періоди роботи поршня-витискувача (верхня крива в (*x*,*t*)площині) і робочого поршня (нижня крива). Суперпозиція графіків представлена штриховою ламаною.

термостатом. Об'єм флюїду, витіснений в холодний простір, позначений V_C , оскільки пройшовши мертву точку 1, робочий поршень починає в процесі 1-2 стискувати флюїд, поступово збільшуючи його тиск до P_2 . Регенератор РГ, який представляє собою проникну для флюїду наскрізну ПС, нагрівається гарячим флюїдом, який розширився до стану 1 і починає віддавати своє тепло назад флюїду, тільки при ізохорному стисканні 2-3, оскільки процес 1-2, припускається, тут, ідеально-ізотермічним при $T_C = T_{min}$. В також ідеально-ізотермічному процесі спільного робочого ходу поршнів 3-4 при $T_E = T_{max}$ флюїд знову нагріває матрицю ПС тільки в процесі ізохорного розширення 4-1, який завершує цикл. Додаткові точки, позначені нами 0 і 0' відстоять від нижньої точки (T_{min} , P_{min}) ідеального циклу 1 на інтервал часу: $\Delta t_{01} = \Delta t_{01} = \Delta t_{23}$, порівнянний з часом нагріву флюїду в РГ 2-3.

Навіть наведений дуже спрощений розгляд результуючого нестаціонарного процесу (див. штрихову лінію) вказує на явну часову ангармонійність роботи РГ вже в ідеальному циклі $\Delta t_{41} \gg \Delta t_{23}$, як показано на Рис. 3.36, тобто час нагріву насадки суттєво більший, ніж час віддачі цією насадкою запасеної теплоти флюїду, який через неї рухається. Щоб коментувати цю часову асиметрію і наблизити роботу РГ до ідеальнооборотного варіанту регенерації теплоти слід, як мінімум, понизити внутрішній гідравлічний опір в РГ. Механічні втрати від нього дійсно внеску $\rho(t)u(t)^2/2$ зменшенні пропорційно знижуються при В узагальненому рівнянні Бернуллі. Але відгуком (N,V)-системи на цей тренд є збільшення зміни у ентальпії. Таким чином до не завжди виправданим на практиці виглядає прагнення обов язково понизити при проектуванні густину робочого флюїду $\rho(t)$, використовуючи тільки дуже легкі гази (H₂, He).

Інший шлях, який формально зменшує ефективну швидкість флюїду всередині РГ u(t) для забезпечення більш ефективного теплообміну з нагрітою матрицею ПС/РГ в процесі стискання 2-3 виглядає, на перший погляд, не тільки прийнятним, але й таким, що відображає фізичну сутність процесів, що відбуваються в РГ. Дійсно, періодичне попадання флюїду в ПС з об'ємів V_E і V_C при заданих негативних градієнтах тиску повинне приводити до гальмування потоку. Це твердження безумовно справедливе, якщо вважати густину флюїду постійною ρ_0 , а швидкістю потоку – швидкість Д'Арсі u_D . Її досить двозначно характеризують прикметником *superficial* (який означає зовнішній, поверхневий), щоб відрізнити від кінематичної швидкості $u = \Delta V / (A_{\perp} \Delta t)$ реального просочування (seepage) флюїду через ПС. Як вже відзначалось, рівність $u = \varepsilon u_D$ зв'язує тільки усереднені ефективні характеристики. Вона не дає об'єктивної оцінки для мікро-швидкості флюїду в порах ПС, якщо не враховуються взаємні змінення $\rho(t)$ і u(t). Остання безсумнівно зростає при звуженні перерізу пор. Тобто нахил $u = \Delta x / \Delta t$ у всіх ліній, показаних на Рис. 3.3, об'єктивно, не може відобразити нано-деталей цієї динаміки флюїду. Навіть приймаючи для РГ, як це зроблено в даній дисертації, модель великої кількості каналів, *паралельних напрямку потоку*, можна оцінити тільки кінематику потоку в РГ і знайти значення швидкості *u* [м/с], але не описати його динаміку і значення імпульсу *j_m* [кг/(м²/с)] = ρu в кожен момент часу *t* [с].

Існує, однак, інша стратегія впливу на ефективність роботи стірлінга і РГ, зокрема, можливість якої добре ілюструється схематичним графіком змінення тиску і корисної роботи [1], показаним на Рис. 3.4. Якщо використати теплоту, яка виникає при стисканні флюїду, на додаткове збільшення його тиску до Р_{тах} (Рис. 2.2а), то це повинне знизити частку механічної роботи, споживаної від валу двигуна для необхідного стискання в процесі 2-3. На Рис. 3.4в такий виграш у результуючій величині витраченої роботи (незаштрихована частина реального циклу) показаний схематично штриховкою. Ця сама штриховка (її нахил) зображена всередині циклу на Рис. 3.46, щоб ілюструвати прогнозований приріст корисної (індикаторної) роботи. Таким чином, якщо початковий баланс механічної роботи, показаний протилежним нахилом штриховки, рівність можна записати ЯК $W_E - W_C = P(v) \Delta v$, то модифікованому балансу буде відповідати рівність: $W_E - (W_C - v(P)\Delta P) = \Delta(Pv)$, яке відрізняє, зокрема, реальний стірлінг від ідеально-газового. В останньому робота ізохорного розширення робочого тіла передбачається такою, що дорівнює нулю, це фізично нереалізоване в будь-якому реальному процесі регенерації теплоти. Функціонування ПС/РГ, здійснюване в періодичному режимі одержання і віддачі теплоти робочому тілу, характеризується дуже великим тепловим навантаженням і значним перепадом максимальної і мінімальної температур. Припускати в цьому функціонуванні синхронне змінення профілів тиску температури: i $P_{max} / P_{min} = T_{max} / T_{min}$ модель ідеально-газового ЯК того вимагає

ізохорного режиму, можна тільки в дуже грубому наближенні. З цієї точки зору, рішення задачі змінення температури циклу, як функції часу T(t), представлене нами в Додатку В, є необхідним етапом для проектування оптимального профіля зміни тиску P(t) в реальному циклі Стірлінга. З Рис. 3.4а зрозуміло, що значне відхилення в змінах тиску від ідеального циклу, яке виникає за рахунок безперервного (а не переривчастого, як на Рис.3.3б) руху поршнів, навряд чи можна коректно описати, розглядаючи хід витиснювального і робочого поршнів таким, що збігаються по фазі φ , тобто тобто когерентними осциляціями.

Наведемо на закінчення цього підрозділу деякі попередні оцінки проектованої потужності стірлінга N [Вт]. Вони прямо пов'язані в запропонованій схемі аналізу не тільки із середнім тиском циклу \overline{P} (див. його підвищення до P-значення на Рис. 3.4а), але й з власною циклічною частотою ω_0 (Додаток В) періодичних температурних коливань в циклі:

$$N = \bar{P}v_0 V_0 / (2\pi) = \bar{P} \omega_0 d^2 L / (16\pi).$$
(3.7)

Тут ми представили відоме число Біла [1], замінивши в ньому емпіричний коефіцієнт 0,15 на приблизно рівне йому значення $1/(2\pi) \approx 0,16$. Циліндричний об'єм, який витісняється робочим поршнем позначений як $V_0 = \pi d^2 L/4$ і циклічна частота $\omega_0 = 2\pi v_0$ (де v_0 - частота обертання валу двигуна) виражається формулою:

$$\omega_0 = \frac{1}{\tau_m P r^{1/2}} = \frac{16\pi N}{\bar{P} \left(d^2 \cdot L \right)},$$
(3.8)

яка включає характерну сталу часу τ_m і саме критерій Прандтля Pr (Додаток В). Можливість прямо зв'язати ці регульовані параметри як флюїду, так і циклу з проектованою потужністю N відрізняє схему, яка пропонується в дисертації, від багатьох інших спрощених оцінок.

Задаючи ряд реалістичних величин в правій частині другої рівності: N=1 MBт, $\overline{P}=25$ MПа, d=0,2 м; L=d/2, знайдемо значення $v_0=80$ гц (n₀ = 8400 об/хв). Збільшивши довжину циліндра у 5 разів, тобто взявши L = 0,5 м, знайдемо альтернативу: $v_0 = 16$ гц ($n_0 = 960$ об/хв). Вибираючи потім відповідне ряду вимог, обговорюваних далі, значення критерія Прандтля Pr, ми отримуємо можливість задання для проектованого циклу основного регульованого в схемі оптимізації часового фактора τ_m [c]. Ця величина входить до всіх основних співвідношень (Додаток B) нестаціонарної моделі циклу Стірлінга.

3.2.2 Розрахунок безрозмірного фактора тертя в каналі регенератора стірлінга до лобового перерізу пористої насадки.

Врахуємо, що можливим і ефективним засобом ізохоричного перепуску маси робочого флюїду між порожнинами стірлінга є об`єднання функцій поршня-витискувача і ПС/РГ. Схема показана нами на рис.3.5 була давно запропонована Мелоуном для циклу на рідинах (Розділ 4). Введемо основні припущення і позначення геометрії каналу поршня-витискувача, зображеного також на Рис. 3.5

- Незаштрихований об'єм циліндричного каналу:

$$V = L \cdot A_{\perp} = \frac{L\pi d^2}{4}.$$

- Заштрихований об'єм циліндричної насадки *регенератора* (*r*) є еквівалентним так званому *мертвому об'єму* $V' = L' \cdot A_{\perp}$, який в даному розділ не враховується.
- Бічна поверхня теплообміну: $A_{\parallel} = \pi dL$.
- Площа поперечного перерізу: $A_{\perp} = \pi d^2 / 4$.

Визначимо поперечний (⊥) тепловий потік між теплоносієм-флюїдом

(ϕ) і бічною стінкою (w) каналу, який виникає при конвективній (ламінарній) течії за рахунок різниці температур: $\Delta T_{\perp} = T_f - T_w$:

$$\frac{Q}{tA_{\parallel}} = j_Q = \alpha \cdot \Delta T_{\perp} \rightarrow \left(\frac{Q}{t}\right)_{\perp} \left[Bm = \frac{\mathcal{A}\mathcal{H}}{c}\right] = \alpha \cdot \pi \cdot d \cdot L \cdot \Delta T_{\perp}, \quad (3.9)$$



Рис. 3.5 Умовна схема каналу з регенератором.

де $\alpha \left[\frac{Bm}{M^2 K} \right]$ - коефіцієнт тепловіддачі. Зазначимо, що при розширенні теплоносія вздовж ізохори ρ_E (E – expansion) і стисканні його вздовж ізохори ρ_C (C – compression) бажаним є досягнення максимально-можливої швидкості теплопередачі, тобто теплового потоку до стінки (або від стінки) (Q/t). Згідно рівності (3.9), цього можна досягнути максимізуючи коефіцієнт тепловіддачі α , але прагнучи до мінімально-можливої різниці температур ΔT_{\perp} при заданій геометрії каналу (d,L).

Використовуємо добуток постійних характеристик вибраного об'єму флюїду (ρC_P) для опису змінення температури ΔT в формулі для визначення об'ємної густини теплоти, яка приноситься усталеним конвективним

потоком маси
$$j_m^{(C)} = \rho u : \rho C_P \left(T_r - T_{max} \right) = \left(\frac{Q}{t} \right)_{\parallel} \frac{1}{uA_\perp} = \frac{Q}{V},$$
 (3.10)

де u = L/t і різниця температур, позначена далі як ΔT_{\parallel} означає дві температури, які відповідають *входу* флюїду в канал після розширення (T_{max}) і *входу* в регенератор (T_r) (тобто виходу з розглядуваної частини (Рис. 3.5) циліндричного каналу). Підставляючи в (3.10) рівняння (3.9), одержим зв'язок *густини акумульованої теплоти* з двома основними характе ристиками теплоти конвекції (α, u) :

$$\rho C_P \left(T_r - T_{max} \right) = \frac{4\alpha}{u} \cdot \frac{L \cdot \Delta T_\perp}{d} \,. \tag{3.11}$$

Цей результат підкреслює дуже наближений, з фізичної точки зору, зміст критерія Халла (3.2). Дійсно, він не включає в себе такі основні характеристики флюїду, як *теплопровідність* λ [Вт/(м·К)] і *динамічна в'язкість* η [кг/(м·с)=Па·с]. Саме вони входять в знаменник двох фундаментальних критеріїв тепломасообміну, запропонованих Нуссельтом (Nu) і Рейнольдсом (Re):

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$$
 (a) $Re = \frac{\rho u d}{\eta}$ (6), (3.12)

де *d* – позначення характерного розміру об'єму. Неважко бачити, що його виключення з (3.12) приводить до важливої кореляції, вже, між чотирма безрозмірними критеріями, замість емпіричних кореляцій, типу (3.1):

$$\frac{Nu}{Re} = \frac{\eta\alpha}{\lambda\rho u} \equiv Pr \cdot St, \qquad (3.13)$$

$$Pr = \frac{\eta C_P}{\lambda} \equiv \frac{\nu}{\chi} \quad (a) \qquad \nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (b) \qquad \chi = \frac{\lambda}{\rho C_P} \quad (b), \qquad (3.14)$$

$$St = \frac{\alpha}{\rho C_P u} \equiv \frac{f}{2}, \qquad (3.15)$$

Критерій Прандтля (Pr) виражений в (3.14) як відношення *кінематичної* в'язкості v [м²/c] і температуропровідності χ [м²/c]. Критерій Стантона (St) часто виражають також з допомогою пропорційного йому безрозмірного фактора тертя (f – friction) з (3.15), введеного Фаннінгом.

Порівнюючи (3.15) і (3.11), знайдемо *індикативну характеристику теплоносія*, яка зв'язує його динамічні (*d*,*u*) і статичні функції:

$$f = \frac{T_r - T_{max}}{2 \cdot \Delta T_\perp} \left(\frac{d}{L}\right) \equiv \left(\frac{\Delta T_{\parallel}}{L}\right) / \left(\frac{2\Delta T_\perp}{d}\right).$$
(3.16)

Можливо, сам Нуссельт був першим, який помітив, що даний фактор тертя $f \epsilon$, формально, відношенням *поздовжнього градієнта температури* $[T_r - T_{max}] / L$ до *поперечного* (від центру потоку до стінки каналу) *градієнта температури* $[\Delta T_{\perp} / r]$, де r = d / 2 - радіус каналу.

3.2.3 Врахування впливу пористості на регенерацію теплоти в задачі Нуссельта.

На наш погляд, як раз, результат (3.16) або подібне спостереження дозволило Нуссельту, потім, узагальнити обидва критерії Nu і Re із (3.12) на опис пористого середовища (ПС), тобто *насадки регенератора*:

$$Nu_r = \frac{4\alpha r_h}{\lambda \cdot f} \qquad (a) \qquad \qquad Re_r = \frac{4(\rho u)_r r_h}{\eta_r \cdot \varepsilon} \qquad (b). \qquad (3.17)$$

Він ввів два варіанти визначення фіктивної величини гідравлічного радіусу r_h (*h* – *hydraulic*) через фактор тертя *f* і через пористість ε замість розміру *d* з

$$(3.12): d(Nu) = 4r_h / f \quad (a) \qquad d(Re) = 4r_h / \varepsilon \quad (b).$$

$$(3.18)$$

На жаль, занадто загальне і тому неточне визначення обох цих ε -, r_h -величин з допомогою рівностей, що зв'язують геометричні характеристики, які важко піддаються оцінці:

$$\varepsilon = \frac{V_r}{V'} \qquad (a) \qquad \qquad r_h = \frac{V_r}{A_r} \qquad (b), \qquad (3.19)$$

(де нижній індекс *r* і верхній штрих (див. пояснення до Рис.3.5) характеризують *внутрішню, досяжну для потоку флюїду зону регенерації*) трохи знецінюють подальший аналіз сітчастих регенераторів.

Він був проведений, Волкером і Воном [88] в термінах критерія Фаннінга, який включає перепад тисків (ΔP_r), визначений, в даному випадку, для регенератора:

$$F_r = \frac{2(\rho \Delta P)_r \cdot \eta_h \cdot \varepsilon^2}{n \cdot \vec{L} \cdot j_m^2}, \qquad (3.20)$$

де *п* означає кількість щільно-укладених разом тонких шарів пористого середовища (ТПС). Поздовжній градієнт тиску в регенераторі ($\Delta P_r / L'$) відіграє роль термодинамічної сили для переносу імпульсу. В даній дисертації підхід, заснований на наведених вище формулах (3.16-3.20), природньо називати «теорією регенерації Нуссельта-Козені», шоб відрізнити його від теорії гальмування потоку Д'Арсі-Пуазейля (Розділ 2). Він розглядається нами як досить наближений і не завжди коректний в деталях. В роботі пропонується замінити його альтернативним, заснованим формулах (3.12 - 3.15)методі дослідження регенераторів, на який обґрунтовується в наступному розділі. Тут доречно звернутись, ще раз, до виведення відомого критерія вибору флюїду, запропонованому Халлом (3.2) для потоку флюїду в каналі без регенерації довжиною L (див. Рис. 3.5). Основним припущенням є можливість запису рівняння регенерації Нуссельта-Козені (3.20) в спрощеному вигляді тобто з припущеннями $(F = 1; \varepsilon = 1; n = 1; L' = L; 2r_h = d):$

$$j_m^2 = \left(\rho dSt\right) \frac{\Delta P}{L} = \left(\frac{\alpha d}{C_P u}\right) \frac{\Delta P}{L}$$
(3.21)

де у другій рівності використаний вигляд критерія Стантона з (3.15). Подальший аналіз Халла зводиться до визначення потужності насосу N(включаючи його ККД), необхідного для стійкого руху в каналі теплоносія з оптимізованою швидкістю теплопередачі: $Q/t \le N$. Припускаючи їх рівність, можна одержати обговорювані вище результати, включаючи дуже обмежену по своїй дієвості рівність (3.2), яка рекомендована [1] для вибору газового теплоносія.

Проілюструємо його не повну спроможність змістовного вибору флюїду на базі (3.2) з використанням табличних теплофізичних даних по ряду газів [89]. Вони розташовані в Таблиці 3.2 по мірі зростання їх молекулярної маси H₂, He, H₂O, повітря, CO₂ і розглядуваних при *T*=500 K і *P*=0,1 МПа. Дані кожного стовпчика із ряду VII, IX, X цієї таблиці досить красномовно свідчать про необхідність подальшого дослідження проблеми вибору флюїду. Монотонність змінення властивостей, в залежності від збільшення *M*, спостерігається тільки в ряду III (зростання густини) і ряду IV (зменшення теплоємності). В рядах V-VII висновки про перевагу того чи іншого газу можуть бути зроблені тільки суб'єктивно. Наприклад, водень H₂

Таблиця 3.2 Теплофізичні властивості найбільш популярних газоподібних робочих тіл для двигуна Стірлінга [1,89] при *T*=500 К і *P*=0,1 МПа і оцінка їх порівняльної корисності для циклу.

Ι	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	Х
Газ	М, г/моль	ρ, кг/м ³	С _Р , <u>кДж</u> кг · К	$MC_P^{3/2}$	$ ho C_P^{3/2}$	$ ho C_P$	$\frac{\lambda \cdot 10^3}{\frac{Bm}{M \cdot K}}$	η·10 ⁶ , Па·с	Pr
H ₂	2	0,0491	14,51	110,5	2,713	0,712	271,8	12,64	0,675
He	4	0,0970	5,19	47,3	1,147	0,503	202,6	29,30	0,751
H_2O	18	0,2805	1,954	49,2	0,766	0,548	35,7	17,30	0,947
Повітря	29	0,7060	1,029	30,3	0,737	0,726	40,41	26,70	0,680
CO_2	44	1,0730	1,014	44,9	1,096	1,088	32,74	23,67	0,733

(як і вважається) є найкращим теплоносієм з позиції дуже наближеної оцінки рівняння (3.2), але поступається діоксиду вуглецю СО₂, як теплоакумулююче середовище, згідно рівнянням (3.10, 3.11). Далі, навіть дуже велика теплопровідність H₂ з ряду VIII, не робить цей газ (що протирічить парадигмі використовуваних стірлінгів) формально більш переважним вибором, ніж, наприклад, вибір повітря з точки зору критерія Прандтля з ряду Х. Звідси, поєднання оптимальних (найбільших для λ і найменших для η) значень теплопровідності і внутрішнього тертя у водню, об'єктивно, не дозволяє вважати цей газ обов'язково найкращим з можливих теплоносієм в циклах.

Непрямим, але важливим підтвердженням сказаного вище є величезні масогабарити існуючих стірлінгів, за умови їх порівняно високої питомої (на 1 кВт) потужності [1]. Проблеми, які виникають через витік цього газу крізь

будь-які ущільнення, що спостерігаються при великих тисках, також не слід ігнорувати при проектуванні двигунів Стірлінга. Нарешті, проблема *внутрішньої регенерації*, яка враховує вплив властивостей флюїду на динамічну поведінку реальних теплоносіїв (див. наступний розділ 2.3) в ПС регенераторів дуже важлива в контексті розглядуваної проблеми вибору флюїду.

3.3 Пропонована модель ефективної регенерації теплоти в надкритичній флюїдній області робочого тіла.

3.3.1. Необхідні умови побудування моделі.

Відсутність оптимальної стратегії вибору РГ, тобто його геометричних параметрів, пористості, здатності передавати теплоту «в потрібному напрямку» і т.ін. можна пояснити не тільки специфічними недоліками підходів, обговорюваних в підрозділі 3.1.,3.2. Об'єктивними факторами такого неуспіху, на наш погляд, слід вважати: А) – різкі відмінності в значеннях чотирьох визначних теплофізичних властивостей ρ, C_P, λ, η у газів, з одного боку (Табл. 3.2) і у твердих металевих структур РГ Таблиця 3.1), з іншого; Б) – мінімальний, відповідний атмосферному, тиск робочого $P_0 = 0,1$ МПа, який суттєво обмежує питому потужність поршня проектованих стірлінгів. В Таблиці 3.3 нами наведені для порівняння дані: 1) по газоподібному водню при T = 298 К в двох його (розрідженому і щільному) станах при $P_0 = 0,1$ МПа і P = 8 МПа; 2) по рідкій воді (H₂O) при T = 298 К і P = 8 МПа; 3) по типовому НКФ, яким є діоксид вуглецю (СО₂), тут він взяте в рідиноподібному стані при тих самих (P,T)-значеннях; 4) по фосфористій бронзі (ФБ) і міді (Си) з Таблиці 3.1. Наша мета звернути увагу на схожість найважливішого добутку (ρC_P), спостережуваного у *рідин* і *металів*, незважаючи на значні відмінності в їх індивідуальних величинах ρ і C_{P} .

Речовина	М, г/моль	ho, kg/m ³	С _Р , кДж/(кгК)	λ, mBτ/mK	η, m∏a∙c	χ·10 ⁶ , m ² /c	$ ho C_P,$ кДж/м 3 К
Н ₂ (0,1МПа)	2	0,0882	14,14	179,2	0,0089	143,7	1,247
H ₂ (8МПа)	2	6,1256	14,62	190,1	0,0091	2,122	89,56
Н ₂ О (8МПа)	18	1000,4	4,170	617,5	0,8989	0,148	4171,7
СО ₂ (8МПа)	44	754,15	3,930	87,52	0,0651	0,0295	2963,8
ФБ (0,1МПа)	60	8875	0,435	81300		21,06	3860,6
Сu (0.1МПа)	64	8920	0,385	401000		116,9	3430,6

Таблиця 3.3. Порівняння термо-акумулюючого фактора ρC_P для газів, рідин і металів при T = 298 К.

Близькість цього термо-акумулюючого фактора змушує нас переглянути парадигму про перевагу використання легких газів (H₂ i He) в якості робочих тіл стірлінгів. Можливо, що потенційно набагато більш вигідним, в цьому сенсі, може бути використання або рідин, подібних H₂O, або НКФ, подібних СО2. Цю ідею, стосовно до рідкої води, давно спробував реалізувати Мелоун [1] з допомогою дотепної схеми двох паралельних циліндрів з робочим і регенеруючим поршнями, представленої нами в трохи модифікованій формі Рис.3.6. Рух поршня-витискувача, який, одночасно є на пористим (пластинчастим) регенератором, приводить до охолодження робочої рідини. Нижній – т.зв. робочий поршень стискає її при русі вгору, а при русі вниз – розширює. В дуже великому робочому інтервалі тиску: $\Delta P = 20 - 80$ МПа, рекомендованому Мелоуном, потрібно було використати, проте, значний інтервал також температур: $\Delta T = 280 - 700$ К (він тільки імовірний і не був вказаний автором точно), щоб одержати прийнятну (середню) частоту обертання двигуна. Занадто велика густина H₂O і досить високе значення її в'язкості (Таблиця 3.3) є основними причинами цього обмеження. Однак, обидва вказаних вище недоліки А) і Б) стірлінгів, працюючих на газі H₂, усунуті в стірлінгу Мелоуна. Тому слід припустити, що використання набагато менш в'язкого і менш температуропровідного НКФ/СО₂ (Таблиця 3.3), може бути перспективним в подібній схемі. Доречно також, що змішування НКФ/СО₂-розчинника з відносно невеликою кількістю рідкої води повинне покращити теплопровідні властивості такого розчину (і,



Рис.3.6. Схема стірлінга Мелоуна на рідкій воді. В крайніх положеннях верхнього поршня-витискувача забезпечується різниця $\Delta T = T_{max} - T_{min}$, близька до номінальної $\Delta T = T_E - T_C$ для зовнішнього підведення-відведення тепла.

особливо, його TSM-фактор ρC_P , не вплинувши суттево на його в'язкісні характеристики. В цьому контексті підкреслимо, що запропоноване Волкером і Агбі використання т.зв. змішаних робочих тіл [1], що складаються, наприклад, з води (в рідкому або пароподібному стані) і повітря (яке розглядається як ідеальний газ), навряд чи треба вважати настільки ж перспективним вибором. Незважаючи на деякі переваги, обидва недоліки А) і Б) лишаються в такому підході не до кінця подоланими.

3.3.2. Постановка задачі оптимізації регенератора в надкритично-флюїдному режимі його роботи.

В попередніх розділах при виведенні важливих для функціонування РГ співвідношень використовувався загальний прийом. Порівнюючи будь-які два емпіричних закони тепломасообміну ми виключали деяку загальну геометричну, теплофізичну або динамічну характеристику взаємозв'язаних процесів транспорту маси і теплоти в замкнутому циклі Стірлінга. Це означає, що одержані результати мають *локальний* термодинамічний зміст і відносяться як до одиниці масштабу об'єму $V[M^3]$, так і до одиниці масштабу часу t [c], в яких розглядається стан флюїду. В нерівноважній термодинаміці такий підхід означає використання гіпотези ЛР (локальної рівноваги).

Даним чином були встановлені рівняння для критерія Стантона, які доречно записати повторно в формі, об'єднуючій (3.13), (3.15) і (3.16):

$$St = \frac{\alpha}{\rho C_P u} \equiv \frac{Nu}{Re \cdot Pr} = \frac{\Delta T_{\parallel}}{4\Delta T_{\perp}} \cdot \left(\frac{d}{L}\right).$$
(3.22)

Однак, реалізація теорії гальмування Д'Арсі-Пуазейля не є тривіальною для ПС/РГ. Зрозуміло, що пряме використання рівняння (3.22), при всій його важливості для ламінарних потоків, навряд чи доцільне навіть для оптимізації регенеративного вузла циклу, показаного на Рис.3.5.Цей висновок випливає з рівняння (3.3), яке представляє собою відношення конвективних поздовжніх (вздовж осі каналу транспорту маси і теплоти) флюїдних-потоків. Воно враховує поперечний тепловий потік, викликаний наявністю ΔT_{\perp} - фактора:

$$\frac{j_Q}{j_m} = St \cdot C_P \Delta T_\perp = \frac{\alpha \Delta T_\perp}{\rho u_{\parallel}}$$
(3.23)

і, по суті, не залежить від теплоємності, що вже відзначалось вище. Фактично, виключення коефіцієнта теплопередачі α , помноженого на не зовсім визначену внутрішню поверхню насадки A_r з рівнянь теорії *Нуссельта-Козені* є серйозним недоліком стандартного підходу. Він використовується з метою одержання «оптимізуючого» ланцюжка співвідношень (3.6) для РГ, що реалізує ту саму ідею. Вона полягає у спробі *мінімізації тільки різних варіантів критерія Стантона* (або критерія Фаннінга) методом спроб і помилок при виборі геометричних і інших характеристик течії флюїду. Реально-необхідні для конструювання РГ (але виключені з такого аналізу) величини (α , A_r) находять, потім, в експериментах по одномірному дуттю. Зазначимо, що виключення другого, також не зовсім визначеного з допомогою рівняння (3.19б) *гідравлічного радіусу* r_h з системи (3.17а,б) модифікованих критеріїв Нуссельта і Рейнольдса для пористого середовища РГ приводить до дещо незвичайного, але *фізично несуперечливого*(!)результату:

$$St_r \equiv \frac{\varepsilon}{2} = \frac{Nu_r}{Re_r \cdot Pr_r}$$
 (a) $Pr_r = \frac{\eta_r C_P}{\lambda_r}$ (b), (3.24)

де індекс r означає, як прийнято в роботі, термін регенерації теплоти в ПС.

Незвичайність (3.24а) випливає з його порівняння з (3.15). Воно показує, що самє пористість ε , надійно визначена (на відміну від A_r і r_h) з допомогою рівняння (3.19а), тут відіграє формальну роль *безрозмірного фактора тертя f*, введеного Фаннінгом. На жаль, така приваблива інтерпретація пористості ε має асимптотичне обмеження. Якщо асимптотичний тренд: $f \rightarrow 0$ формально означає *ідеалізацію теплопередачі*, то тренд: $\varepsilon \rightarrow 0$ відповідає *нескінченному збільшенню гідравлічного опору*, оскільки при цьому $V' \rightarrow V_{sm} (V_{cp} = V_r \rightarrow 0)$. Саме тому, численні автори аналізували роботу РГ, також ідеалізовано враховуючи його пористість.

Зроблені вище зауваження, які стосуються традиційних методів аналізу РГ-роботи, змушують нас з певною обережністю підійти до оцінки альтернативних можливостей *бародифузійної моделі*, розвинутої нами далі. Її безсумнівною фізичною перевагою є розгляд тільки взаємозв'язку поздовжніх, дифузійного типу *D*-потоків тепла і маси, на відміну від обговорюваних вище співвідношень. Заслуговує також уваги відсутність будь-яких підгінних факторів, типу A_r або r_h , у пропонуємих в наступному підрозділі виразах, хоча вони безумовно вимагають подальшого уточнення і аналізу.

3.3.3. Бародифузійна лінійна модель внутрішньої регенерації теплоти.

Показана на Рис.3.5 попереднього розділу циліндрична «пробка» ПС з тим самим зовнішнім діаметром загального каналу d і лобовим перерізом суцільного флюїду A_{\perp} перед входом в РГ (регенератор, який було позначено малим нижнім індексом r для всіх його характеристик), може, формально, розглядатись як *гальмуюча перешкода, яка виникає на шляху вільного потоку.* В її повному об'ємі буде міститись сумарна маса, яка складається з металевої твердої матриці (m_{sm}), що займає V_{sm} -частину об'єму, і флюїду (m), який знаходиться в її порах $V = V' - V_{sm}$ (з можливими включеннями газових «порожнин»). Вже відзначалось, що стандартне визначення *пористості є* в рівнянні (3.19а) і, особливо, *гідравлічного радіусу r_h* в рівнянні (3.19б) з допомогою дуже наближених характеристик V_r і A_r приводить до невизначеності всіх модельних висновків, одержаних з їх використанням.

Зокрема, квадратична залежність між густиною потоку маси і градієнтом тиску $j_m^2 \sim \Delta P / L$ в рівнянні (3.20) не відповідає фундаментальному лінійному закону Д'Арсі [20] для *бародифузії* нестисливих ($\rho = const$) рідин в ПС-структурах:

$$j_{m}^{(D)} = \frac{4\rho_{0}\Delta V}{\pi d^{2}\Delta t} = \frac{K}{\nu} \cdot \frac{\Delta P_{\parallel}}{L}$$
(3.25)

де K [m²] означає загальну проникність даної ПС, а $j_m^2 \sim \Delta P / L$ - *масу* флюїдного середовища, яке пройшло за час Δt [c] через пористу циліндричну «пробку». Усереднена по об'єму V' швидкість такого потоку u_D [m/c] в законі Д'Арсі відповідає фізично виправданої системі двох рівнянь:

$$P = P_{\phi} + \rho_{\phi} gz, \qquad (3.26)$$

$$u_D = \left\langle u_{\phi} \right\rangle = -(K / \eta) \nabla P. \qquad (3.27)$$

Перше з них враховує вплив зовнішнього гравітаційного поля g [m/s²] на гус-

тину усередненого потоку імпульсу частинок флюїду, яка відповідає ізотропному тиску: $j^{(D)}_{\langle mu \rangle} = P$ [кг/(mc²)]. Для газів внесок ($\rho_{\phi}gz$) несуттєвий через малість їх густин (Табл. 3.2), а для рідин, продавлюваних крізь ПС, його врахування представляється необхідним.

Спрощений варіант другого з рівнянь (3.27), є рівняння (3.25), записане у формі стандартних градієнтних лінійних рівнянь переносу на молекулярному рівні. Вони є рівняннями Фур'є для теплопровідності і Фіка

для самодифузії:
$$j_Q^{(D)} = Q^{(D)} / (A_{\perp} t) = -\lambda \Delta T_{\parallel} / L$$
 (3.28)

$$j_m^{(D)} = m^{(D)} / (A_\perp t) = -D\Delta \rho_{\parallel} / \hat{L}$$
(3.29)

Тут вони також віднесені до порового об'єму РГ. Враховуючи можливість мікроскопічної інтерпретації коефіцієнтів λ (який описує трансляцію *кінетичної енергії неупорядкованого стохастичного руху частинок*) і *D* (який описує їх *дифузію*, викликану градієнтом розподілу густини), встановимо важливі співвідношення для питомої теплоти, яка переноситься $[Q/m]^{(D)}$ [м²/с²] в ПС, яка розглядається:

$$\frac{j_Q^{(D)}}{j_m^{(D)}} = \frac{\lambda}{\rho D \alpha_P} \qquad (a) \qquad \frac{j_Q^{(D)}}{j_m^{(D)}} = \frac{\lambda \beta_T v}{\alpha_P \cdot K(\varepsilon)} \qquad (5)$$

де знову підкреслена залежність проникності *К* від пористості ε . Чим більша кожна з комбінацій величин, записаних праворуч, тим більш ефективно здійснюється транспорт теплоти через РГ, який приходиться на одиницю маси [Дж/кг]. Нарешті, порівнюючи рівності (а) і (б) з (3.30) знайдемо *найважливішу умову для проектованого РГ*. В ньому керована *r*-властивість проникності $K_r(\varepsilon)$ і характерний час для транспорту флюїду $\tau_r(\varepsilon, v)$ залежать безпосередньо від його кінематичної в'язкості та густини:

$$K_r(\varepsilon) = \eta D\beta_T \qquad (a) \qquad \tau_r(\varepsilon, v) = \rho D\beta_T \qquad (b). \qquad (3.31)$$

Незважаючи на крайню малість величини *ізотермічної стисливості* β_T і *ізобаричної розширюваності* α_P в конденсованому стані, ці функції мають зіставні для рідин і твердих тіл (з фіксованим рівнем тієї чи іншої середньої пористості ε значення. Цим вони принципово відрізняються від набагато більших *ig*-значень α_P^{ig} і β_T^{ig} , що випливають з дуже спрощеного але розповсюдженого *ig*-PC:

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \to \beta_T^{ig} = \frac{1}{P}$$
(3.32)

$$\alpha_P = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{P_-} \to \alpha_P^{ig} = \frac{1}{T}.$$
(3.33)

З цієї причини в термодинамічному аналізі дисертації нами було використане більш реалістичне вдВ-РС, застосовне для опису щільних флюїдних станів за виключенням близького околу КТ (критичної точки):

$$P^{vdW} = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - a\rho^2, \qquad (3.34)$$

де тепер використана мольна, а не масова густина як у розділі 1. Для НКФстанів поблизу КТ, наприклад, для CO₂ кращим є застосування безрозмірної форми ФТ-РС, параметризованого *приведеним фактором Ріделя* $Ri = (T_c / P_c)(dP_v / dT)_c (\pi = P / P_c, \tau = T / T_c, \omega = \rho / \rho_c)$:

$$\pi^{FT} = \frac{Ri^2 \tau \omega}{2(Ri-1) - (Ri-2)\omega} - (Ri-1)\omega^2. \qquad (3.35)$$

Воно передбачає реальні значення фактора: $Z_c = P_c M / (\rho_c R T_c)$ і *Ri*-нахилу в КТ-стані, на відміну від універсальних для всіх речовин і, отже, неточних вдВ-значень: $Z_c^0 = 3/8$; $Ri^0 = 4$ для т.зв. *середньо-польової* КТ $(P_c^0; T_c^0; \rho_c^0)$ для вдВ-флюїду. Зазначимо, що підстановка $Ri^0 = 4$ в ФТ-РС (3.35) дає приведену форму РС $\pi = \pi(\tau, \omega)$, яка також відповідає вдВ-РС (3.34):

$$\pi^{\nu dW} = \frac{8\tau\omega}{3-\omega} - 3\omega^2.$$
(3.36)

Зрозуміло, рівність нулю першого ЩО знаменника (T.3B. відштовхувального або ентропійного) внеску в будь-якому з рівнянь (3.34-3.36) веде до формальної нескінченності тиску для вдВ-флюїду. Вона, також формально, відповідає нескінченно-великому гідравлічному опору. Це спостереження привело нас в першій главі дисертації до введення поняття внутрішньої пористості для будь-якого, а не тільки вдВ-типу, флюїду $\varepsilon_f(P,T):\varepsilon_f = 1 - b\rho \equiv (v - b) / v \quad (a) \qquad \varepsilon_{\Pi C} = \varepsilon_f \cdot \varepsilon_{sm} \quad (\delta). \quad (3.37)$ У другій рівності, яка передбачається придатною для опису будь-якого ПС, заповненого (повністю або частково) флюїдом, ми допускаємо сталість густини матеріалу ρ_{sm} пористої матриці при будь-яких (P,T)-значеннях. Отже, допускається і сталість є-пористості в рівнянні (3.37):

$$\rho_{sm} = (1 - \varepsilon) / b_{sm} \quad (a) \qquad b_{sm} = (2 / 3) \pi \sigma_{sm}^3 \quad (b), \qquad (3.38)$$

де ефективні, тобто такі, *які підлягають подальшому визначенню*, об'єми: b_{SM} і σ_{SM}^3 для твердої пористої матриці віднесені, як і відома з Таблиці 3.3 густина ρ_{SM} , до одного моля речовини матриці. Нарешті, припускаючи для *sm* т.зв. *твердосферну* апроксимацію вдВ-РС, ми отримали дуже прості і фізично-узгоджені з *ig*-моделлю з рівнянь (3.32 і 3.33) функції відгуку в залежності від Т:

$$P_{sm} = \frac{\rho_{sm}RT}{\varepsilon}(a) \qquad \qquad \gamma_{\rho}^{sm} = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\rho} = \frac{R\rho_{sm}}{\varepsilon}(\delta) \qquad (3.39)$$

$$\beta_T^{sm} = \frac{\varepsilon^2}{\rho_{sm} RT} (a) \qquad \qquad \alpha_P^{sm} = \frac{\varepsilon}{T} (\delta). \tag{3.40}$$

Такий підхід ФТ-моделі, який поширює її дію на опис ПС-станів має переваги у порівнянні з основними моделями проникності $K(\varepsilon)$ як з теорії гальмування потоку, так і гідравлічного радіусу для розглянутих потоків бародифузії.

РОЗДІЛ 4.

РОЗРОБКА АЛЬТЕРНАТИВНОГО СПРЯЖЕНОГО СТІРЛІНГА, ПРАЦЮЮЧОГО НА ДІОКСИДУ ВУГЛЕЦЮ.

4.1. Опис схеми двох спряжених стірлінгів, яка пропонується.

4.1.1. Обтрунтування перспектив локалізації нового в розширеної надкритичної області.

Навіть термінологія, яка застосується нижче, потребує роз'яснення, щоб відділяти її від більш традиційного опису стірлінгів, працюючих на водні або гелії. Перш за все, останні використовуються в області дуже високих зведених (тобто безрозмірних) тисків $\pi = P / P_c$ та температур $\tau = T / T_c$, суттєво віддалених від положення відповідних критичних точок (КТ): $\pi = 1$; $\tau = 1$. Ця значна різниця між робочими і КТ-параметрами відсутня у запропонованому нижче *спряженому циклі*, який може працювати безпосередньо в навколо критичній області НКФ-станів на більш розповсюджених в теплоенергетиці робочих флюїдах, таких як CO₂ або H₂O.

Розглянемо зображену на Рис. 4.1 схему, яка пропонується. Термін спряжений цикл означає, що він комбінується з двох окремих стірлінгів, які працюють в однаковому температурному інтервалі і мають загальну для обох критичну ізохору $\omega = \rho / \rho_c = 1$ розширення-стискання. Зрозуміло, що таким чином ми не тільки пропонуємо використовувати розширення робочого флюїду у со-циклі-контурі І з більш високими значеннями максимального P_{max}^{I} та середнього \overline{P}^{I} тисків для стадії нагріву своєї насадки РГ. Другою вадливою функцією цієї стадії є паралельний нагрів робочого флюїду, який стискається в той же час у другому циклі-контурі ІІ з меншими значеннями P_{max}^{II} і \overline{P}^{II} . Вони будуть зватися нижче первинним, або І-со-циклом, та вторинним, або ІІ-со-циклом, або контурами загальної схеми теплового двигуна, відповідно.

В зворотному процесі стискання та нагріву робочого флюїду у І-социклі він не тільки охолоджує, таким чином, свою насадку РГ, але і добирає додаткову теплоту за рахунок втрати теплоти флюїдом, який розширюється в II-со-циклі і нагріває свою насадку РГ. Звідси, синхронізація у часі функціонування двох спряжених і когерентних (тобто маючих постійний зсув по фізі коливань) контурів є важливою умовою їх ефективної сумісної роботи. Зауважимо для подальшої розробки схеми, що розгляд лише ідеальних термічних ККД веде до нереалістичного висновку: $\eta_T^I = \eta_T^{II} = \eta_T$. Важливе значення у цьому сенсі має додаткове вивчення впливу змін тиску загальну ефективність спряженого циклу. Це передбачення на буде реалізоване далі за допомогою нового поняття теплофізичної досконалості, яке доповнює поняття ступеня термодинамічної досконалості і також обговорювалося у попередніх розділах 1-3. Вже з Рис. 4.1в зрозуміло, що зменшення значень тиску: P_{max}^{II} і \overline{P}^{II} в порівнянні з P_{max}^{I} і \overline{P}^{I} значеннями тиску веде до зростання питомої ентропії у другому ІІ-социклі. Це важливо з фізичної точки зору і свідчить про збільшення внеску термодинамічної необоротності в ІІ-социклі, оскільки ми розглядаємо в дисертації s(t)- функ-



Рис. 4.1(а)-(в). Пропонована в роботі схема двох спарених стірлінгів (І+ІІ), яка передбачає додаткову *внутрішню регенерацію теплоти* на проміжній ізохорі $\rho_{max/min}$ для (1-2'-3'-4-1) і (2'-2-3-3'-2') підциклів, відповідно. Звичайна регенерація теплоти в кожному з них показана хвилястою лінією.

цію, як функцію реальних необоротних процесів, а не лише як функцію рівноважних станів.

Ця схема зображена на Рис. 4.1 і її деталі будуть детально обговорюватись нижче. Тут зазначимо, що введення двох спряжених стірлінгів дозволяє при проектуванні суттєво збільшити P_{max} сумарного циклу і, таким чином, його питому потужність. Цей результат одержуємо залишаючись в інтервалі прийнятних температур $[T_{min}, T_{max}]$ без їх надмірного збільшення для підвищення ідеального термічного ККД η_T . Особливість, на яку доречно звернути увагу, вивчаючи роботу РГ, символічно зображена хвилястою лінією на кожній з проекцій Рис. 4. Графічно вона спрямована також як ізотерма T_{min} і протилежно до ізотерми T_{max} . Ці взаємні орієнтації не змінюються (залишаються інваріантними) при переході від (T, ρ) -діаграми Рис. 4.16 до (T, s)-діаграми Рис. 4.1в.

Дане спостереження стає особливо значущим в рамках ФТ-моделі [10-18], в якій не тільки підтверджена відома роль *флуктуацій* густини $\Delta \rho$, як *параметра порядку* [4,25], але й однозначно встановлена роль *спряжених флуктуацій* питомої ентропії $\langle \Delta s \rangle$, в якості, параметра безладності. Можна прийти до висновку що вибір ізохор ρ_{min} , ρ_{max} в ідеальному циклі Стірлінга, які замінюють ізоентропи s_{min} , s_{max} в ідеальному циклі Карно дійсно є фізично виправданою мірою для збільшення корисної роботи. Як випливає з Рис. 4, стадія розширення Б, проаналізована в Таблиці 1, знижує густину флюїду при T_{max} в процесі 3-4, зменшуючи, тим самим, упорядкованість його структури (див. 4.1а- і 4.16-проекції). Навпаки, безладність цієї флюїдної структури спряжено зростає із зростанням питомої ентропії *s*, (див. 4.1в-проекцію). Протилежні тенденції, спостережувані при T_{min} і вздовж віртуально-хвилястої траєкторії регенерації теплоти, ведуть, природно, до зворотного ефекту зростання мікроскопічного порядку на стадії стиснення А.

4.1.2. Порівняння з альтернативними циклами Стірлінга на рідинах або сумішах газ-рідина.

Задача, яка розглядається в даному підрозділі, має по своїй постановці багато загального з активно обговорюваною в сучасній теплоенергетичній теорії незамкнутих циклів внутрішнього згоряння [5,48-52] концепцією використання надкритичних флюїдів (НКФ) в якості робочого тіла газових турбін. Тут мова йде, перш за все, про воду і двоокис вуглецю, хоча вибір першої обмежений дуже високими значеннями її критичних параметрів T_c і P_c . Застосування НКФ в замкнутих циклах, типу запропонованих Стірлінгом і Еріксоном, є потенційно набагато більш перспективним підходом, і не тільки з точки зору екологічних вимог. Наш вибір НКФ/СО₂ в якості рекомендованого робочого тіла для двох спряжених стірлінгів, схема якого показана раніше на Рис.4.1(а-в), визначається двома основними факторами.

Першим з них є багаторічний, але не цілком успішний [1,2] пошук т.зв. альтернативних схем циклу Стірлінга, протиставлених їх авторами, в певному сенсі, парадигмі використання, виключно, водню або гелію. Другим і визначним фактором нашого вибору СО2 треба вважати недавно виявлене в моделі ΦT [9,15-18] особливої існування області рамках зміни термодинамічних НКФ-параметрів, яка називається В подальшому викладенні флуктуаційно-термодинамічним фазовим переходом другого *роду* (Φ T2). Він є важливим компонентом діаграми вибору флюїду (ДВ Φ), яка пропонована і обговорюється в розділі 4.3. Вони будуть детально обговорюватись далі і згадані тут з метою порівняння розвинутого нами альтернативного підходу з результатами попередніх досліджень. Таке зіставлення дозволяє виявити (щоб спробувати уникнути їх в подальшому) попередніх варіантів проектування обмеження альтернативних схем стірлінгів і вибору для них відповідних робочих флюїдів.

На жаль, раціональний і економічно зрозумілий вибір робочого флюїду, давно запропонованих альтернативних циклів *Мелоуна*, 1930 (рідка вода) і *Уокера*, 1971 (повітряно-водяна суміш) не вирішив багатьох теоретичних і практичних проблем циклу Стірлінга. Разом з тим, сама постановка задачі дослідження викликала величезний потік подальших робіт, які ведуться по цей час. Суттєві риси, які зближують наш підхід з альтернативними стірлінгами, необхідно відзначити більш детально, як і вказати на відмінності між ними.

Мелоун запропонував зробити замкнутий цикл Стірлінга на рідкій воді. Він працює в діапазоні високих тисків (20-80 МПа) з двома паралельними



циліндрами (див. рис. 3.3) і поєднаним поршнем витискувача-регенератора [1]. Була використана (відома на 1930 рік) фазова діаграма води в координатах (P,v), але стандартний аналіз роботи (розширення, стискання і одержання корисної роботи) був представлений, (як і положення циклу на діаграмі), досить невизначено. Тільки тиск вказаний в розмірних одиницях, тоді як об'єм було подано в умовних (безрозмірних) одиницях, а діапазон температур позначений тільки верхньою температурою зовнішнього джерела $(T \approx 1650 K$ для топкових газів). Уокер справедливо відзначив [1] не тільки загальну неясність схеми Мелоуна, але й імовірний «перехід» верхньої температури нагріву робочого тіла T_H в область надкритичного флюїду (НКФ) (припустимо $T_H \approx 800 K$. Це випливає з нашої дуже наближеної оцінки точки перетину ізобари $P_{max} \approx 70 MPa$ з критичною ізохорою води ($\rho_c = 0.322 \, \mathrm{kr/m^3}$). Якщо, також наближено, прийняти оцінку $T_X \approx 400 \, K$ для циклу Мелоуна з заявленими ним однофазним рідким станом робочого тіла, то термічний ККД буде $\eta_T \approx 0.5$ і ефективний та відносний ККД дорівнювати $\eta^{\partial}_{\mathrm{Відн}} = \eta^{\partial}_{\mathrm{e}\varphi} \approx 0.5$, тобто $\eta^{\partial}_{\mathrm{e}\varphi} \approx 0.25$. Ця наша оцінка є дуже близькою до оцінки індикаторного ККД: ≈0.27 самим Мелоуном. Він виконав величезну експериментальну роботу, досліджуючи в рамках рідинного циклу інші робочі речовини (ртуть, нафту, бензин, спирт, вуглекислоту і т. ін.). Важливим практичним спостереженням (яке підтверджує, фактично, НКФприроду флюїду) є відзначена Мелоуном можливість незмішування т. зв. складених робочих тіл в порожнинах стискання і розширення.

Найбільш важливо, на наш погляд, зазначити, що, історично, стірлінг Мелоуна був, мабуть, першою (хоча і не до кінця усвідомленою і послідовною) спробою використати унікальні можливості НКФ-області. Досить парадоксальним результатом його роботи виглядає те, що саме застосування в циклі *рідкої води* з її високою густиною обумовило такі очевидні недоліки, як низька (досягнута) частота обертання валу двигуна (до 250 об/хв) і його велика маса. Таким чином, повністю підтверджується висловлена нами вище при аналізі формул:

$$D = \frac{ul}{3}$$
 (a) $\chi = \frac{\lambda}{\rho C_P}$ (б) $v = \frac{\mu}{\rho}$ (в) для фундаментальних

співвідношень з загальною розмірністю коефіцієнта *самодифузії D* [M^2/c], темпратуропровідності χ [M^2/c] і кінематичної в'язкості [M^2/c] точка зору, що *збільшення коефіцієнта теплопровідності і теплоємності* (в рідині вони набагато більші, ніж в газі) *не обов'язково покращує роботу стірлінга, в цілому*. Більш важливим фактором представляється необхідність забезпечити *високу плинність робочого флюїду* на всіх стадіях циклу, включаючи регенерацію. Прямий шлях цього – зниження густини і використання НКФ-станів без «заходу» в області рідини або надщільного флюїду при дуже високих тисках. Останнє спостерігається в стірлінгах, працюючих на водні або гелії.

Цикл Уокера в більшій мірі відповідає цій вимогі, але використовує в основному, вже підкритичні властивості води і водяної пари. Детальний опис цього прототипу альтернативного стірлінга міститься в обзорі [1], на який ми неодноразово посилались. Альтернативний стірлінг на т. зв. змішаному робочому тілі, запропонований Уокером, забезпечує велику кількість матеріалу для зіставлення з підходом даної роботи. Вже вибір бінарної складається з ідеального газу $(Z^{ig} = I)$ та суміші, яка пари: $P = \frac{\rho RTZ}{M} \equiv \rho_v RTZ$, де ρ [кг/м³] – однорідна густина маси; R = 8,3144[Дж/моль] – універсальна стала; Т [К] – температура; М [г/моль] – молярна маса газу; v = m / M [моль] – число молів; ρ_v [моль/м³] – однорідна молярна густина; Z – безрозмірний фактор стисливості; P [Па] – тиск, (повітря з його низько-киплячими компонентами: O₂, N₂, CO₂, Ar) викликає сумнів. Водяна пара (яка розглядається як рідина в порожнині стискання при загальній мінімальній температурі: Т_X = 300 К) і ідеальний газ в порожнині розширення при максимальній варійованій температурі: $T_H = 600$ K; 750 K;
1000 К; 1500 К; 3000 К розглядались як суміш. Вона має реалізувати загальну ідею понизити діапазон робочих тисків, збільшивши, одночасно, корисну роботу за цикл. Введено постійне відношення β (нижче використані позначення Уокера) маси пари m_n до маси повітря m_{nob} , яке розглядається як параметр управління площею робочих *P*,*v*-діаграм. Його кореляція з молекулярними масами цих компонентів і їх постійним відношенням $M_{nob} / M_n = 29 / 18 = 1.6$ випливає з закону Дальтона, прийнятого Уокером для парціальних тисків обох порожнин (стискання і розширення):

$$P \simeq P_{nobC} = P_{nobP} + P_{nP}, \quad \left(\rho_{nC} \simeq 0\right), \tag{4.1}$$

$$\beta = \frac{m_n}{m_{no6}} = \frac{M_n}{M_{no6}} \left(\frac{T_X}{T_H} \cdot \frac{V_P}{V_C} - 1 \right). \tag{4.2}$$

Хоча виведений тут нами простий наслідок використання *iг*-моделі (в якій неможливий фазовий перехід пара-рідина) безпосередньо не застосовується в досить громіздкій методології аналізу ізотермічного циклу Шмідта, він повністю описує весь спектр його результатів, стосовно циклу Уокера.

Для зручності його зіставлення з циклом Мелоуна він також приведений на Рис. 4.2. В якості системи Уокер і Агбі [1] використали ідеально-газовий однокомпонентний стірлінг ($\beta = 0$; $M_n = M_{nob}$). В цьому випадку (4.2) приводить, як і слід очікувати для *ізобари* (4.1), до *іг*-закону Шарля. Два других значення: $\beta = 1$ і $\beta = 2$ дозволяють тривіально оцінити в Табл. 4.1 з допомогою (4.2) ще один важливий конструктивний параметр $k = V_C / V_P$ (відношення об'ємів, які витісняються, порожнин стискання і розширення).

Очевидно, що неадекватність *іг*-моделі і розгляд всіх конструктивних параметрів як незалежно варійованих величин (на відміну від (4.2)), приводить до оцінок оптимальності по методології Шмідта, далеких від реальності. Цей висновок стосується, зокрема, і важливої для реальних ПС-

РГ оцінки величини і впливу їх мертвого об'єму на функціонування всього стірлінга. Як відзначалось вище, рідина, всупереч припущенням Уокера і Агбі, залишається в експериментальних реалізаціях циклу в порожнині стискання, *а не переходить в мертвий об'єм для подальшого в ньому* випаровування.

3 Рис. 4.2 можна зробити висновок про те, що обидва прототипи альтернативних стірлінгів не вирішують поставлених їх авторами задач.

Таблиця 4.1. Кореляція згідно (4.1) конструктивних параметрів: $\tau = T_X / T_H$, $\beta = m_n / m_{no6}$; $k = V_C / V_P$ для заданого відношення $M_{no6} / M_n = 1.6$ і за відсутності вільного (мертвого) об'єму ПС-регенератора (тобто $\varepsilon_{\Pi C} = 0$ в $\varepsilon(P,T) = \frac{v-b}{v}$ $\varepsilon_{\Pi C} = \frac{v_{\Pi C} - v_M}{v_{\Pi C}}$).

βτ	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0.3 [1]*)
0	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0.74
1	0.19	0.15	0.12	0.08	0.04	
2	0.12	0.09	0.07	0.05	0.02	0.35

^{*)} – ці значення k довільно вибрані в [1] для малореалістичного і також довільно заданого (надто великого) мертвого об'єму: $V_D = V_P$.

Можливо, що найбільш принципіальною причиною такого неуспіху (про який Уокер пише відкрито, відносячи його тільки до надмірної ідеалізації моделі циклу зі змішаним робочим тілом) є вибраний *екстенсивний* підхід до термодинамічного аналізу. Як нами передбачалось раніше, розрахунок передачі теплоти з допомогою відомих співвідношень для вдВ-флюїду вигідно відрізняє теплофізично обґрунтований підхід від описаних в цьому підрозділі. Уокер справедливо вказує [1], що для змішаного робочого тіла розрахунок змінень ентальпії і ентропії в порожнині стискання по *іг*-моделі *був би помилковим(!)*. Другим очевидним недоліком альтернативного теплоносія у циклі, на наш погляд, слід вважати деяку невизначеність максимізованої роботи за цикл без врахування V_D : $P_{max}(V_C + V_P)$, де максимальний тиск також вибирається довільно. Відзначимо, що ступінь ТФД, приведений на Рис.4.2 для трьох ізохор води (1.5 ρ_c , ρ_c і 0.6 ρ_c) передбачає не тільки реальні значення ККД без будь-якого звернення до величин і відносного ступеня термодинамічної досконалості $\eta_{відн}^{\partial} = \eta_{e\phi}^{\partial} / \eta_T$. Він однозначно вказує на напрямок в (*P*,*T*)-площині, в якому слід розташувати оптимальний стірлінг.

Проведено зіставлення підходу даної роботи, який базується на понятті ТФД (ступеня теплофізичної досконалості, об'єднуючого взаємозв'язані відносні змінення температури і тиску на будь-якій траєкторії процесу) і традиційного в теплоенергетиці підходу до аналізу реальних циклів (в ньому, спочатку, задається явно завищений в іг-моделі термічний ККД, який залежить тільки від відносного змінення температури, потім робиться суттєве зменшення на основі емпіричного співвідношення до більш реалістичної ефективної оцінки $\eta_{e\phi}^{\partial}$ не дуже чіткого *досконалості* $\eta_{вілн}^{\partial}$). Проаналізоване розширення принципових ідей прототипів також ДВОХ важливих альтернативних стірлінгів, запропонованих Мелоуном і Уокером до таких, які допускають існування рідкої фази в окремих вузлах циклу. Показано, що таке протиставлення основної ідеї однофазних газових стірлінгів не обов'язково приводить до успіху при спробах експериментальної реалізації альтернативних стірлінгів Мелоуна і Уокера. Головною причиною цього є не тільки принципова неадекватність іг-моделі, але й значно обмежена стратегія теплоенергетичної оптимізації.

4.2. Нова концепція застосування ступеня теплофізичної досконалості в проектуванні замкнутих циклів.

4.2.1. Термодинамічні передумови для введення поняття теплофізичної досконалості.

Як вже зазначалося в розділі 1, формулювання Другого Закону, запропоноване Хорстманном, вказує на принципову значимість в будь-якому теплоенергетичному аналізі *взаємозв'язаних* змінень температури і тиску (тобто без звичайного допущення сталості одного з них на базових ідеальних ізобарах або ізотермах). Ця обставина була відбита введенням в моделі ФТ узагальненого безрозмірного параметра Ріделя γ і його зворотної величини γ^{-1} . Ці величини мають далі нижній індекс ізолінії і обговорюються як фактори *локального охолодження* або, відповідно, *локального одержання механічної роботи* в даному сегменті загальної траєкторії циклу. Таке узагальнення прийнятне для опису в дисертації як *гомогенних*, так і *гетерогенних* середовищ. Доповнене формулюванням *гіпотези* ЛР в термінах виключно вимірюваних в досліді параметрів (*P*,*T*,*ρ*;*C*_{*P*},*C*_{*v*}), воно приводить до системи двох узгоджених, т.зв. *термодинамічних диференціальних PC* для тиску *P*(*р*,*T*) і питомого об'єму *v*(*P*,*T*) або густини *р* = *v*⁻¹:

$$P = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\rho} + \left(\frac{\partial e}{\partial \rho}\right)_{T} \rho^{2} \equiv T \left(\frac{\alpha_{P}}{\beta_{T}}\right) - \left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_{T}, \qquad (4.3)$$

$$v = \frac{T\alpha_P}{\rho} + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T \equiv -\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_P + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T, \qquad (4.4)$$

$$\rho = -T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T \rho^2, \qquad (4.5)$$

де співвідношення (4.4 ,4.5) — неявно задані функції відносно густиних змінних (v і ρ) на відміну від функції $P(T, \rho)$ (4.3).

Неважко бачити, що вдВ-РС (яке несправедливо розглядається багатьма авторами громіздких емпіричних, але т.зв. *фундаментальних* єдиних РС для вільної енергії f(v,T), як дуже наближена модель опису теплофізичних властивостей) має форму (4.3) і включає в себе математичні

наслідки форм (4.4, 4.5). В моделі ФТ доведено, що кубічна форма вдВ-РС стає необхідною і достатньою для надійного опису окремих фаз тільки у випадку відмови від оригінальної вдВ-ідеї про єдине (тобто загальне для обох рівноважно-співіснуючих фаз пара-рідинного переходу) РС. Дійсним об'єктивним обмеженням вдВ-РС, яке бажано усунути при описі НКФвластивостей, є лінійна (і подібна, в цьому сенсі, ідеально-газовій) залежність тиску від температури на будь-якій з ізохор реального флюїду. Цю властивість важливо враховувати при обговоренні реальних можливостей циклу Стірлінга, в якому ізохори ρ_{max}, ρ_{min} відіграють, поряд з ізотермами T_{max} , T_{min} , ключову роль. Ні ті, ні інші, таким чином, не є реалізовуваними на практиці утворюючими траєкторіями стірлінгів. Для них, також, обов'язкове нерівноважної термодинаміки [4,5] для припущення нескінченної повільності (оборотності) ізотермічних процесів безперервної зміни ЛР-станів і нескінченної швидкості ізоентропних (також оборотних) процесів повинне не братись до уваги при проектуванні, як фактор, який перешкоджає врахуванню реальності циклу.

Природно, він здійсненний на *скінченних ча́сах* протікання всіх стадій циклу і будь-який ЛР-стан реального флюїду завжди відноситься до *скінченного об'єму* (*N*,*V*)- або ($m_0N = m,V$)-замкнутої системи. Наявність двох *необхідних масштабів* фізичного часу (*t*) і термодинамічного «часу» (*t*), використовуваних моделлю ФТ, набуває визначального значення для проведення фізично коректного теплоенергетичного проектування. Припустимо, що об'єм V_0 , який витісняється робочим поршнем, можливо вважати постійним. Тоді, вводячи [10-12] *неперервний масштаб вимірювання* цього об'єму V_{τ} можна записати:

$$\tau = \frac{V_0}{V_\tau} \quad (a) \qquad \qquad \frac{d\tau}{\tau} = -\frac{dV_\tau}{V_\tau} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (6). \tag{4.6}$$

Саме цей диференціальний математичний оператор впливає на змінення основних польових рівноважних параметрів *P* і *T* в рівняннях для похідної

 α_P і β_T з (4.3). Це приводить до виникнення локальних порушень рівноваги, тобто факторів ΔP і ΔT . Малість за величиною таких збурень для термодинамічних полів не робить, однак, їх релаксацію до вихідної рівноваги *оборотним процесом навіть на протязі диференційного проміжку фізичного часу dt*, згідно постулату ФТ-моделі [10].

Враховуючи, що обидва диференціальних РС (4.3) і (4.4) виведені не тільки з записаної в термінах варіацій форми Першого Закону, але й з Другого Закону в формулюванні Хорстманна, можна ввести наступне припущення. Найпростіша іг-модель робочої речовини, використана в циклі Карно і, потім, у величезній кількості [1,2] теплоенергетичних і холодильних іг-модифікацій цього циклу приводить, з врахуванням іг-асимптотик рівняння (3-5) до узгоджених ізотермічних тотожностей: $\left(\partial e^{ig} / \partial \rho\right)_T = 0$ і $\left(\partial h^{ig} / \partial P\right)_T = v$. Припустимо, що будь-яке відхилення реальних систем від цих *ig*-обмежень, виражене в термінах позитивно-визначених $\{\beta_T, C_P, C_v\} \ge 0$ [22]. повинне неминуче супроводжуватись термодинамічною необоротністю (!). При такій інтерпретації механізму виникнення необоротності відпадає необхідність використання в ЛР-гіпотезі саме т.зв «натуральних» змінних для опису змінень вільних енергій, а також ентальпії і внутрішньої енергії [4]. Ще більш важливим практичним наслідком моделі ФТ є необов'язковість проведення традиційних ексергетичного та/або ентропійного теплоенергетичних аналізів для реально-необоротних процесів, які протікають в замкнутих циклах. Вони (ці методології) цілком замінні, таким чином, методом аналізу циклів, що пропонується нижче, який спирається виключно на функції стану.

Виключаючи з (4.3) і (4.4) внесок $(T\alpha_P)$, стандартновикористовуваний в гідро- і газодинаміці при запису наближення Буссінеска для флуктуацій густини, запишемо ізотермічну стисливість ($\beta_T \ge 0$) реального флюїду у вигляді:

$$\beta_T = \frac{1 - (\partial h / \partial P)_T \rho}{P - (\partial e / \partial \rho)_T \rho^2} \ge 0.$$
(4.7)

Представимо, також, диференціальну форму, яка об'єднує Перший і Другий Закони з врахуванням двох форм (ізохоричної та ізобаричної) передачі теплоти (N,V)-системі:

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_{v} dT + \left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_{T} dv = C_{v}\left(T,\rho\right) dT - P\left(1 - \frac{T}{P}\frac{\alpha_{P}}{\beta_{T}}\right) dv, \qquad (4.8)$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP = C_P(T,\rho)dT + v(1 - T\alpha_P)dP.$$
(4.9)

Підкреслимо, що строго доведена тут з допомогою моделі ФТ і рівнянь (4.3можливість виключення ентропії порівняно з еквівалентними 4.9) формулюваннями Гіббса для термодинамічних потенціалів e(v,s) і h(P,s)забезпечує важливі переваги при здійсненні теплоенергетичного аналізу. Це пов'язане з існуючою інтерпретацією реально-необоротних адіабатичних (тобто таких, що швидко протікають за скінченний проміжок часу Δt) процесів Гей-Люссака і Джоуля-Томсона для ПС-пристроїв. В іг-моделі обидва коефіцієнти, які стоять перед диференціалами для механічної роботи (Pdv) в (4.8) і т.зв. корисної роботи (-vdP) [5] в (4.9) обертаються тотожно в нуль (!). Все підведене до ідеального газу тепло йде на змінення функцій стану Δe або Δh , що і передбачалось нами раніше. Отже прямий висновок з проведеного аналізу (без звичайного використання ентропії) є обґрунтована неможливість одержати на практиці будь-яку реальну (а не ідеалізовану) роботу за допомогою ідеального газу, застосованого в якості теплоносія (!).

Можливість аномального переходу коефіцієнта ізобаричного розширення α_P через нуль: $\alpha_P = 0$; $\gamma_{\rho} = 0$ (наприклад, у води при $T \simeq 277$ К [4]) також враховується вказаними коефіцієнтами з (4.8) і (4.9), відповідно:

$$1 - \gamma_{\rho} = 1 - \frac{T}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \quad (a) \qquad 1 - T\alpha_{P} = 1 + \frac{T}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{P} \quad (b). \tag{4.10}$$

До першого співвідношення (4.10а) входить узагальнений фактор Ріделя γ визначений тут для ізохори γ_{ρ} , що дозволяє, в принципі, оптимізуючи його значення «керувати» при проектуванні стірлінга кількістю одержуваної *механічної* роботи, згідно (4.8). Таке «керування» буде термодинамічно, згідно з (4.9), також варіювати наявний запас *корисної* роботи.

4.2.2. Ступінь термодинамічної досконалості і ефективність реальних циклів.

У цьому підрозділі дуже стисло представлені відомі кроки термодинамічного аналізу, традиційно спрямованого на удосконалення будьяких прямих або зворотних циклів [1-3]. Згідно з двома твердженнями теореми Карно, *ступенем термодинамічної (СТД) досконалості* є відношення ефективного (реального) ККД $\eta^{e\phi}$ до його ідеального значення η_T , тобто термічного ККД: СТД= $\eta^{e\phi}/\eta_T (\eta^{e\phi} < \eta_T)$. Останній залежіть, виключно, від відносної зміни температур у заданих межах [T_{max}, T_{min}] і від задачі, на вирішення якої спрямований цикл. Так прямим циклам теплового двигуна (ТД) та зворотним циклам помпи (ТП) і холодильної машині (ХМ) відповідають значення ідеальних ККД:

$$\eta_{T} \equiv \eta_{T \perp} = (T_{max} - T_{min}) / T_{max} \qquad \eta_{T \Pi} = T_{max} / (T_{max} - T_{min}) = 1 / \eta_{T}$$

$$\eta_{XM} = T_{min} / (T_{max} - T_{min}) = (1 - \eta_{T}) / \eta_{T} = \eta_{TH} - 1. \qquad (4.11)$$

Отже, при проектуванні прямих або зворотних циклів потрібно оцінювати усі можливості зростання СТД-значення за рахунок наближення схеми циклу до ідеальної і, таким чином, зменшувати загальний внесок від термодинамічної необоротності окремих стадій процесів. Ці добре відомі факти мають, на наш погляд, практичне обмеження *надспрощеної універсальності* аналізу. В ньому немає критерія для оцінки прийнятих для даного циклу теплофізичних

властивостей того або іншого робочого тіла. Мі будемо далі розглядати важливу проблему вибору флюїду-теплоносія за допомогою спеціальної діаграми. Нагадаємо, також, що при проектуванні стірлінгів звичайно розглядається [1] т.зв. конструктивний безрозмірний параметр Δ , що, визначає ступінь стискання в циклі. Він залежить в реальному двигуні від таких факторів, як відношення максимально-важливих об'ємів порожнин стискання V_c і розширення V_E , т.зв. «мертвого» об'єму V_D , частоті обертів валу двигуна $\omega = 2\pi v$ та інших емпіричних факторів, а також, що важливо для нашого аналізу, від ключового для $\eta^{e\phi}$ і СТД відношення температур: $T_C / T_E = T_{min} / T_{max}$. Результуюча взаємозалежність між середнім тиском стірлінга: \overline{P} і його максимальним тиском P_{max} має вигляд, наприклад, в методі аналізу Шмідта,(якій припускає, апріорі, гармонійний закон для поршнів та ідеальність регенерації) [1]:

$$\overline{P} = P_{max} \left(\frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} \right)^{1/2} = \overline{P} \{ P_{max}; \Delta (V_c / V_E, V_D, \omega, 1 - \eta_T) \}$$
(4.12)

Відоме емпіричне число Біла показує приблизно зв'язок середнього тиску \overline{P} з ефективною проектованою потужністю циклу Стірлінга N [Вт]:

$$N = 0.15 \, P \, \omega V_E \tag{4.13}$$

В нашому подальшому аналізу буде враховано, що від самого початку припущення методу Шмідта [1] $P_{min} / P_{max} = (1 - \Delta) / (1 + \Delta)$, призвело, як раз до (4.12). Ця умова є дуже наближеною для адекватної оцінки потужності циклу N за допомогою такого \overline{P} -значення.

4.2.3. Ступінь теплофізичної досконалості у порівнянні з ентропійно-залежними характеристиками циклів.

Відомо, що на відміну від нерівноважної термодинаміки, яка розглядає реальні необоротні процеси, рівноважна термодинаміка та її гіббсівський базис – рівноважна статистична механіка оперує поняттям умовнооборотних, нескінченно-повільних т.зв. *рівноважних* процесів. Виключення складають, також умовно-оборотні, але нескінченно-швидкі *ізоентропні рівноважні* процеси, які не треба змішувати із реальними *адіабатними* процесами. В останніх (N,V) – система частинок не встигає обмінюватись теплотою q з навколишнім середовищем, за рахунок кінцевої, але дуже великої швидкості необоротного процесу.

Виходячи з цих припущень і постулатів, Гіббс запропонував об'єднання Першого і Другого (в формулюванні Клаузіуса) законів термодинаміки в диференційній формі. Це було зроблено шляхом введення т.зв. *інтегруючих множників* для елементарної кількості теплоти $\delta q = Tds$ та елементарної роботи: $\delta w = Pdv$. В першому з цих рівнянь введене поняття *питомої ентропії s, як функції стану,* подібної змінним *термічного PC* (*P*,*T*,*v*) та *внутрішній енергії е*. Зауважимо, ще раз, що ця фундаментальна, згідно с Першим Законом, функція стану не повинна обов'язково бути залежною від ентропії e(v,s), як то запропоновано в диференційної формі Гіббса: de=Tds - Pdv. Наприклад, більш обґрунтованими з експериментальної точки зору є калорична функція стану e(v,T). Вона потребує використання ізохорної теплоємкості C_v [Дж/(кгК)]= $(\partial e / \partial T)_v$ для записи альтернативної фундаментальної форми: $de = C_v dT - P_{in} dv$, де внутрішній тиск є відоме поняття $P_{in} = -(\partial e / dv)_T$.

Можливості цієї модифікації диференційної форми Першого Закону були послідовно застосовані в ФТ-моделі. Є дуже важливим вказати, що вона повністю узгоджена як з формулюванням Хорстманна Другого Закону, так із використанням в Першому Законі лише одного із гіббсівських інтегруючих множників – тиску: $\delta w = Pdv$ без введення другого, тобто, ентропії s, як функції стану. Дійсно, просте включення *необоротного внеску елементарної теплоти* δq із обох Законів без обговорюваного обмеження ентропії веде до т.зв. *диференційного термодинамічного PC*:

$$P = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{v} - \left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_{T}$$
(4.14)

В ньому замість звичайних похідних функцій стану: dP/dT і de/dvвикористанні часткові похідні, щоб підкреслити відомий фізичний сенс комбінування *теплового*: $P_T = T(\partial P / \partial T)_v$ і *внутрішнього* $P_{in} = -(\partial e / \partial v)_T = \rho^2 (\partial e / \partial \rho)_T$ внесків у загальне значення тиску в диференційне PC (4.3).

Найбільш вражаючим наслідком проведеного аналізу є не тільки дуже бажане з термодинамічної точки зору об'єднання термічних і калоричних властивостей речовин у формі РС. Ця форма відповідає вдВ-РС, що за умовою прийняття двох, фізично-обґрунтованих, наприклад для газової фази коефіцієнтів-обмежень:

$$(\partial P / \partial T)_{v} = \gamma(\rho, e) \quad (a) \qquad (de / dv)_{T} = \alpha(\rho, a) \quad (b) \qquad (4.15)$$

Як раз це і є запропонованим у дисертації для аналізу НКФ-циклів Стірлінга застосування вдВ-рівняння також для будь-яких інших циклів. Воно, незважаючи на відомі обмеження в близькому околі критичної точки і лінійну залежність тиску від температури (що призводить до збігу $C_v(T)^{vdW}$ із C_v^{id} , має значні теоретичні і практичні переваги, порівняно із *ig-PC*. Наприклад, представлення за допомогою диференційної ізохоричної форми γ_ρ із PC (4.14) ступеня *mennoфізичної досконалості* (СТФ), запропонованого (розділ1) в дисертації має просте, але фізично-обґрунтоване пояснення для Іциклів. Застосуємо нижче умовні позначення для двигуна, помпи та холодильної машини: $CT\Phi_I = \gamma_I^{e\phi} / \eta_{TI}$ (де TI =TД, або TП, або XM і $\gamma_I^{e\phi}$ реальний ККД з врахуванням СТФ), у вигляді: $\gamma_\rho = 1 - P_{i\mu} / P$. Внутрішній тиск в *ig*-моделі речовини дорівнює нулю $P_{i\mu} = 0$ і, відповідно, $\gamma_\rho^{ig} = I$, якщо у цьому випадку виконується рівняння: $CT\Phi_I^{ig} = \gamma_{\rho}^{ig} = 1$, окремо, для ізохорного процесу.

Для всього І-циклу будь-якого типу (I = Д, П, М) в роботі пропонується застосування *відповідної* відносної зміни тиску: $(\Delta P/P)_I$ в якості $CT\Phi_I$ фактора для оцінки і можливого регулювання значення *реального ККД* $\gamma_I^{\epsilon\phi}$ цього циклу:

$$\gamma_{T\!\not\square}^{e\phi} = CT\!\not\square_{T\!\not\square} \eta_{T\!\not\square} = \frac{P_{max}}{\Delta P} \frac{\Delta T}{T_{max}}$$
(4.16)

$$\gamma_{T\Pi}^{e\phi} = CT\Phi_{T\Pi} \eta_{T\Pi} = \frac{\Delta P}{P_{max}} \frac{T_{max}}{\Delta T}$$
(4.17)

$$\gamma_{XM}^{e\phi} = CT\Phi_{XM} \ \eta_{XM} = \frac{\Delta P}{P_{min}} \frac{T_{min}}{\Delta T}$$
(4.18)

Використовуючи замість припущення (4.2) просте середньоарифметичне значення $\overline{P} = (P_{min} + P_{max})/2$ в роботі були отримані корисні обмеження, для проектування реальних циклів:

$$\overline{P}_{T\!\underline{\mathcal{I}}}^{e\phi} < P_{max} \left(1 - \eta_T / 2 \right) \tag{4.19}$$

$$\overline{P}_{T\Pi}^{e\phi} > P_{max} \left[1 - 1 / \left(2\eta_{T\Pi} \right) \right] = P_{max} \left(1 - \eta_T / 2 \right)$$
(4.20)

$$\overline{P}_{XM}^{e\phi} > P_{max} \left(1 - \eta_T / 2 \right) \qquad \partial_{\mathcal{I}\mathcal{R}} \gamma \frac{e\phi}{XM} > 1$$
 (4.21)

Ми розглядаємо ці результати, по-перше, як альтернативну оцінку, по відношенню до, складної, але не дуже узгодженої з експериментом оцінкою функціоналу $\overline{P}(P_{max}, \Delta)$ в методі Шмідта (4.12), а по-друге, як термодинамічно-обґрунтований підхід до аналізу циклів, не обмежений врахуванням лише відносної зміни температури.

4.3. Спряжений надкритичний цикл типу Стірлінга-Рейліса з проміжною регенерацією теплоти.

4.3.1. Діаграма вибору робочого флюїду в області надкритичних станів.

Цей підрозділ є дуже скорочений нами, бо більш детальне розглядання ДВФ міститься у Додатку Г. В ньому можливо знайти усі базові співвідношення, які описують особливості поведінки будь-якого робочого флюїду в НКФ – області. Вони були отримані нами з використанням вдВ-РС, яке враховує, згідно з ФТ- моделлю, усі необхідні для теплоенергетиці відмінності реального флюїду від його дуже наближеного ідеально-газового прототипу. З другого боку, більш деталізований опис НКФ, який забезпечують т.зв. *фундаментальні РС*, не потрібен при проектуванні схем нових циклів.

Зауважимо тільки, що окремою рисою ДВФ є виділення в моделі ФТ областей із суттєво-флуктуаційною і гетерогенною фазовою поведінкою, гіпотетично існуючих навіть в надкритичних інтервалах змінень тиску *ДР* і температури ДТ. Щоб відрізняти їх метастабільні ознаки від добре відомих ознак підкритичного фазового переходу першого роду (ФП1) і його флуктуаційного узагальнення (ФТ1), нами застосовані нижче поняття ФП2 і ФТ2, відповідно. Короткий опис особливостей ФТ2 і основні відмінності від відомих [4] *фазових переходів першого* ($\Phi\Pi I$) і *другого* ($\Phi\Pi 2$) родів дане в Додатку Г до цієї дисертації. Наявність специфічної гетерогенної структури, спостережуваної в ФТ2-фазі, яка примикає до критичної точки НКФ, не означає, однак, що розміри області $\Phi T2$ зіставні з інтервалами ΔP і ΔT , в яких прийнято вивчати асимптотичну некласичну поведінку НКФ з допомогою масштабної гіпотези, яку називають скейлінгом [53-55]. Область дії останньої набагато більш обмежена. Проведений в попередніх підрозділах аналіз дозволив нам не тільки виділити частину НКФ-області, найбільш перспективної для пропонованого СН-циклу типу Стірлінга-Рейліса, але й вказати для нього оптимальне по багатьох факторах робоче тіло – діоксид вуглецю. Було встановлено, що напрям подальшого удосконалення умов

потенціальної експлуатації СН-циклу ставить, перш за все, задачу докладного вивчення можливостей ізохорної регенерації (РГ) вздовж ρ_{max} - і ρ_{min} -ліній, об'єднаних проміжним процесом додаткової *внутрішньої регенерації* вздовж ρ_{κ} -критичної ізохори СО₂. Термін *внутрішня* підкреслює відсутність в обговорюваній схемі *додаткових зовнішніх теплообмінників* – підігрівача і охолоджувача.

Реалізація внутрішньої спряженої РГ передбачає, що два потоки – такий, що розширився в І-со-циклі для НКФ, і такий, що стискається у ІІ-социклі для НКФ (див. Рис. 4.1), розділені деякою теплопровідною мембраною. Вона, у принципі, може бути як *суцільною* (тобто перегородкою, непроникною для НКФ), так і *пористою* (повністю проникною або напівпроникною для НКФ). Дослідження функціонування в області FT2 (тобто гетерогенних станів) вимагає надійного знання її теплофізичних властивостей у всіх вказаних варіантах додаткового РГ-процесу.

Іншу важливу задачу при розробці схеми, яка імітує СН-цикл, становить *компромісний вибір* характеристик ПС-насадок для РГ-процесів.

Іншу важливу задачу при розробці схеми, яка імітує СН-цикл, становить компромісний вибір характеристик ПС-насадок для РГ-процесів. Він має враховувати відмінності фазового стану і властивостей НКФ в FT2області (уздовж ρ_c) і поза нею (ρ_{min}, ρ_{max}). З подальшого аналізу буде неважко бачити, що розташовані повністю в районах псевдо-газової (ρ_{min}) і псевдо-рідинної (ρ_{max}) гіббсівської НКФ-частини фази РГ-процеси вимагають таких, що відрізняються між собою, умов змінення тиску.

Для першої з них, яка належить II-со-циклу, розширення і охолодження до $P_{min}(T > T_c)$ вздовж псевдо-газової ізохори ρ_{min} здійснюється без значних гідравлічних втрат.



Рис. 4.3. ДВФ (діаграма вибору флюїду), яка пропонується в роботі, з двома областями фазових переходів ФП1 і ФП2 (при τ≥1 показана умовна декорована решітка наноструктури) в *π*, *ω*-проекції.



Рис. 4.4. ДВФ (π , τ -проекція), яка пропонується в роботі, з двома областями фазових переходів: ФП1 (показані тільки гілки спінодалі, але, згідно ФТ-моделі нижче T_c є дві лінії: точок *кипіння* і точок *роси*, які обмежують *інтерфазу* (interphase)) і ФП2.



Рис. 4.5. ДВФ (τ , ω -проекція), яка пропонується в роботі, з двома областями фазових переходів: ФП1 (звертає на себе увагу геометрична подібність трьох ліній, які його утворюють: *sp* (спінодалі), бінодалі (не показана тут) і флуктуаційного Δ =2-контуру) і ФП2 (див. текст).

Це дозволяє проектувати невелику (тобто тонку для поперечного потоку НКФ), але дуже щільну РГ-насадку з мінімальним вільним («мертвим») об'ємом і пористістю. Такий підхід при заданому перепаді тиску забезпечує максимально можливе відношення найбільшого об'єму робочої порожнини II-со-циклу до мінімального. В той же час, досягнуте таким чином збільшення питомої потужності бажано поєднувати з мінімізацією різниці температур між РГ-насадкою і робочим тілом. Така інтенсифікація тепломасообміну здійсненна при використанні багатошарової структури [1], що складається з тонких малопористих «листів» РГ-насадки. Вони відношенню сприяють збільшенню поперечної по ДО НКФ-потоку *теплопровідності* λ_{\perp} , тоді як в напрямку потоку теплопровідність λ_{II} буде

набагато меншою через шарувату структуру насадки. Ці попередні висновки дуже важливі для практичного вирішення задачі Нуссельта.

Гілка *стискання і нагріву* НКФ-флюїду вздовж ρ_{max} , відповідна Іциклу, повинна бути реалізована в значно більшому (заданому) інтервалі тисків, аж до P_{max} . Досить щільна робоча речовина, в принципі, може викликати небажане збільшення гідравлічних втрат, якщо РГ-насадка буде вибрана, також, як у випадку ІІ-со-циклу, *тонкою* і *малопористою*. Тут вже більш перспективним є вибір більш об'ємних, але з набагато *більшою пористістю РГ-насадки*. Щоб уникнути збільшення різниці температур між нею і НКФ, бажано, щоб відношення їх *мольних* (а не питомих) теплоємностей $C_P^{P\Gamma} / C_P^{HK\Phi} = M^{P\Gamma} \cdot C_P^{P\Gamma} / M^{HK\Phi} \cdot C_P^{HK\Phi}$ було максимальним [1]. Одна з цілей подальшого розгляду цієї задачі (тобто можливості її реалізації) полягає у врахуванні впливу на ефективність регенерації, саме, необоротного-процесу.

З попереднього випливає, що введений нами раніше параметр відносного вільного об'єму дійсно важливий не тільки для робочої речовини, але й для РГ-матриці *пористого середовища* (ПС). Остання завжди повністю або частково заповнена НКФ-потоком, який складається з гетерогенних компонентів, різко відмінних по густині і калоричним властивостям. Вже відзначалось, що поняття реальної *РГ-пористості* $\varepsilon_{P\Gamma}$, визначеної нами у вигляді добутку:

$$\varepsilon_{P\Gamma} = \varepsilon(P, T)\varepsilon_{\Pi C} \tag{4.22}$$

набагато ширше поняття «мертвого» об'єму, відповідного $\varepsilon_{\Pi C}$. Це уточнення означає, що актуальною для теплоенергетики, в цілому, слід вважати задачу побудування адекватного рівняння стану (РС/ПС), як в термічній, так і в калоричній формах, які містять параметр $\varepsilon_{P\Gamma}$ (4.22). Без її вирішення, об'єктивно кажучи, неможливе реалістичне (тобто близьке до

реального динамічного РГ-процесу) моделювання з допомогою рівнянь балансу окремих етапів і вузлів циклу.

4.3.2. Опис нового циклу і його основних проекцій на діаграмі вибору флюїду.

В цьому розділі будуть використані для практичних розрахунків весь формалізм розвинутої теорії реальних циклів і його наслідки, які обговорювались вище. Це буде зроблено в термінах ПВС (принципу відповідних станів) для доказу універсальності підходу.

Мета і призначення СН (спряженого надкритичного)-циклу полягає в розробці максимально-ефективної схеми використання підведеної від зовнішнього джерела теплоти з врахуванням наявності широкої області *гетерогенних* ЛР-станів робочого НКФ-тіла.

Стратегія проектування, яка пропонується. Цей підхід ставить під сумнів розповсюджену умову створення численних варіантів замкнутих ідеальних циклів про обов'язкову газову однофазність робочих флюїдів. Вона приводить, в кращому випадку, до ідеї надкритичної оптимізації відомих циклів Брайтона та/або Ренкіна з допомогою (Т, s)-діаграми. В СН-схемі циклу яка пропонується, розташованій на ДВФ-діаграмі (Додаток Г), виключно, в області т.зв. «м'яких» НКФ-станів, є три різних підобласті Перша відповідає підобласті газоподібних наноструктури флюїду. гіббсівських ЛР-станів, локалізованих «під» *qsp*-лінією на всіх трьох ПВСпроекціях (Рис. 4.6-4.8, які корелюють з Рис. 4.3-4.5, але представлені в більш зручній для аналізу формі) і «над» вибраною в роботі оптимальною по СТФзначенню ізохорою $\omega^{min} = 0.6$. Друга відповідає підобласті рідино-подібних гіббсівських ЛР-станів, локалізованих «над» ml-лінією і «під» оптимальною по СТФ-значенню ізохорою цієї роботи $\omega^{max} = 1.6$. Третя відповідає області негіббсівських ЛР-станів, область обмежена гетерогенних яких

вищеназваними *qsp*- і *ml*-лініями і визначена в роботі, коротко, як ФТ2гетерогенність.

Вибір загального (мінімального) ступеня стискання для робочого флюїду в цій роботі: $\omega^{max} / \omega^{min} = 1 / Z_c^0 = 8 / 3$ може варіюватись для реальних НКФ з їх дійсним значенням $(1/Z_c)$, але не повинен для всього циклу бути меншим, ніж 1 / Z_c⁰. При додержанні цієї умови, нами визнано за доцільне реалізувати загальний СН-цикл у вигляді двох (І і ІІ) спряжених первинного і вторинного со-циклів, розділених на ДВФ-діаграмі критичною ізохорою $\omega_c = 1$. Ця особлива лінія повністю локалізована в гетерогенній внутрішній частині СН-циклу. Вздовж неї $C_P(T, \rho_c)$ -функція теплоємності має виражений максимум для реальних НК Φ -речовин аж до значення $\tau \approx 2.5$, значно перевищує вибрану нами верхню границю відношення яке температур: $\tau^{max} / \tau^{min} = 3 / 2$. Хоча вона і відповідає досить помірному значенню термічного ККД ідеального циклу Карно: $\eta_T = 1/3$, її перевагою є найбільш ефективна регенерація теплоти. Вона здійснюється в умовах ізохорної додаткової ρ_c -регенерації при спряженні первинного (I) і вторинного (II) циклів, «працюючих» при загальному значенні $\eta_T(\tau^{max}, \tau^{min})$, але в діапазонах тиску, які суттєво відрізняються. Прийнятий в теплоенергетичних розрахунках ступінь підвищення тиску становить в первинному циклі величину $\pi(I)^{max}$ / $\pi_2 = 5.76$ / 1.484 = 3.88, а у вторинному циклі, відповідно, $\pi(II)^{min} / \pi_c = 3.0$. Допустиме для обох социклів, окремо, зменшення ступеня стискання до зіставних величин: $\omega(I)^{max} / \omega_c = 8/5$ і $\omega_c / \omega(II)^{min} = 5/3$ передбачається поєднувати зі змішаним ізобарно- ізохорним процесом регенерації теплоти. Це об'єднання ізоліній розширення і стискання подібно тому, як це робиться в циклі Рейліса [1] (який називається дуже часто [5] узагальненим циклом Карно).

В ньому, як відомо, вводиться *ступінь попереднього розширення*, яка відповідає відношенню густин на ізобарі $\pi^{max} = 5.76$, тобто $\omega^{max} / \omega_3(I)$. Узгоджена мінімізація температурного і густиного перепадів параметрів на максимальній для СН-циклу ізобарі π^{max} дозволяє оптимізувати первинний цикл. Передбачається розглядати вторинний цикл як спряжений до первинного циклу. Його основною задачею є додаткова регенерація теплоти. Вона повинна здійснюватися *без використання клапанів і компресора*, характерних для двигуна Еріксона і багатьох інших циклів як з внутрішнім, так і зовнішнім згорянням палива.

Опис базового СН-циклу і розрахунок вузлових точок спряжених циклів. Повний СН-цикл, як видно з трьох його проекцій на Рис. 4.6-4.8, утворений двома ізотермічними (τ^{max}, τ^{min}) і двома регенеративними ізохорноізобарними процесами (ω^{max}, π^{max} в первинному і $\omega^{min}, \pi^{min} = 1$ у вторинному циклі). Його реалізація може бути проведена з допомогою ДВФ, що приводить до замкнутого циклу Стірлінга. Це показано на Рис. 4.8, з двома фактично виродженими на цій τ, ω -проекції ізобарами: π^{max} і $\pi^{min} = \pi_c = 1$.

Змінення питомої ентропії для повного СН-циклу в типовій діаграмі $(\tau, s / s_c)$ розглядається нами тільки як допоміжна задача при базовому проектуванні. Вона буде обговорена детально в розділі 4.4. ПВС-представлення в термінах, приведених до критичної точки вдВ-флюїду параметрів τ, ω, π дозволяє нам використати термін *базовий* СН-цикл.



Цикл СН-двигуна типу Стірлінга-Рейліса вироджений в цій τ, ω -проекції Рис. 4.6. (див. позначення характеристичних ДВФ-ліній на Рис. 4.3). Цикл СН двигуна типу Стірлінга-Рейліса, утвореного ізотермами (τ =1.0 і 1.5), ізохорами (ω =06 і 1.6) і ізобарами (π =1.0 і 5.76). Подвійна стрілка при $\omega = l$ означає додаткову регенерацію.



Рис. 4.7. (див. позначення характеристичних ДВФ-ліній на Рис. 4.4). Цикл СН-двигуна з додатковою регенерацією теплоти вздовж критичної ізохори $\omega = 1$ (подвійна стрілка).

Призна- чення ^{*)}	Вузол	τ	π	ω	Ізолінії і перепади $\{ \Delta T, \Delta P, \Delta ho \}$
	3	1.5	5.76	1.55	$-\max \left[-\Delta P = 3.84 \cdot P_{\kappa} \left[M \Pi a \right] \right]$
H	4	1.5	1.92	0.6	$\frac{\tau = 1.5}{2} \left\{ -\Delta \rho = 0.95 \cdot \rho_{\kappa} \left[\kappa 2 / M^3 \right] \right\}$
РΓ	1	1.04	1.0	0.6	$\frac{\omega^{min} = 0.6}{\left\{ -\Delta T = 0.46 \cdot T_{\kappa} [K] \right\}} $ $-\Delta P = 0.92 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] $
РΓ	2'	1.0	1.0	1.0	$\frac{\pi^{\min} = 1.0}{\left\{ -\Delta T = 0.04 \cdot T_{\kappa} \left[K \right] + \Delta \rho = 0.4 \cdot \rho_{\kappa} \left[\kappa \epsilon / M^{3} \right] \right\}}$
X	2	1.0	1.48	1.6	$ \frac{\tau^{min} = 1.0}{\left\{ +\Delta P = 0.48 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] \right\} + \Delta \rho = 0.6 \cdot \rho_{\kappa} [\kappa z / m^{3}] } $
РΓ	3"	1.47	5.76	1.6	$\underline{\omega^{max} = 1.6} \begin{cases} +\Delta T = 0.47 \cdot T_{\kappa} [K] \\ +\Delta P = 4.28 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] \end{cases}$
РГ	3	1.5	5.76	1.55	$\frac{\pi^{max} = 5.76}{\left\{ -\Delta \rho = 0.05 \cdot \rho_{\kappa} \left[\kappa^{2} / m^{3} \right] \right\}}$

Таблиця 4.2. Параметри вузлових точок і ізоліній базового СН-циклу на ДВФ виражені за допомогою дійсних критичних даних для будь-якого НКФ.

*) Н – нагрів; Х – охолодження; РГ – регенерація.

Таблиця 4.3. Параметри вузлових точок і ізоліній спряжених І- і ІІ-социклів. а) Первинний цикл (високого тиску)

Призна- чення ^{*)}	Вузол	τ	π	ω	Ізолінії і перепади $\{ \Delta T, \Delta P, \Delta \rho \}$
	3	1.5	5.76	1.55	$-\max \left[-\Delta P = 2.76 \cdot P_{\kappa} \left[M \Pi a \right] \right]$
H	3'	1.5	3.0	1.0	$\begin{bmatrix} \underline{\tau} &= 1.5 \\ -\Delta \rho = 0.55 \cdot \rho_{\kappa} \left[\kappa \epsilon / M^3 \right] \end{bmatrix}$
РК/РГ	2'	1.0	1.0	1.0	$ \frac{\omega_c = 1.0}{\Delta P} \begin{cases} -\Delta T = 0.5 \cdot T_{\kappa} [K] \\ -\Delta P = 2.0 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] \end{cases} $
X	2	1.0	1.48	1.6	$\frac{\tau^{min} = 1.0}{\left\{ +\Delta P = 0.48 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] + \Delta \rho = 0.6 \cdot \rho_{\kappa} [\kappa z / m^3] \right\}}$

РГ	3"	1.47	5.76	1.6	$ \frac{\omega^{max} = 1.6}{\left\{ +\Delta T = 0.47 \cdot T_{\kappa} [K] + \Delta P = 4.28 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] \right\}} $
РΓ	3	1.5	5.76	1.55	$\frac{\pi^{max} = 5.76}{2} \begin{cases} +\Delta T = 0.03 \cdot T_{\kappa} [K] \\ -\Delta \rho = 0.05 \cdot \rho_{\kappa} [\kappa \rho_{\kappa} [\kappa \rho_{\kappa}]] \end{cases}$

б) Вторинний цикл (помірного тиску)

Призна- чення ^{*)}	Вузол	τ	π	ω	Ізолінії і перепади $\left\{ \varDelta T, \varDelta P, \varDelta ho ight\}$
	3'	1.5	3.0	1.0	$-\max \left[-\Delta P = 1.08 \cdot P_{\kappa} \left[M \Pi a \right] \right]$
Н	4	1.5	1.92	0.6	$\frac{\tau = 1.5}{2} \left\{ -\Delta \rho = 0.4 \cdot \rho_{\kappa} \left[\kappa 2 / M^3 \right] \right\}$
РΓ	1	1.04	1.0	0.6	$\underline{\omega^{min} = 0.6} \begin{cases} -\Delta T = 0.46 \cdot T_{\kappa} [K] \\ -\Delta P = 0.92 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] \end{cases}$
X	2'	1.0	1.0	1.0	$\frac{\pi^{\min} = 1.0}{\left\{ -\Delta T = 0.04 \cdot T_{\kappa} [K] + \Delta \rho = 0.4 \cdot \rho_{\kappa} [\kappa 2 / M^{3}] \right\}}$
РГ/РК	3'	1.5	3.0	1.0	$ \frac{\omega_c = 1.0}{\Delta P} \begin{cases} +\Delta T = 0.5 \cdot T_{\kappa} [K] \\ +\Delta P = 2.0 \cdot P_{\kappa} [M\Pi a] \end{cases} $

^{*)} РК/РГ і РГ/РК – комбінована регенерація-рекуперація (див. текст) в кожному з циклів I і II.

З Таблиці 4.2 випливає, що зниження теплового навантаження на роботу регенератора: $\Delta T \leq 0.47 \cdot T_{\kappa}$ яке пропонується, має наслідком значне підвищення відповідного компресійного навантаження: $\Delta P \leq 4.28 \cdot P_c$. Оскільки пер-ший з названих тренд суттєво покращує умови РГ-теплообміну, було прийняте за доцільне організувати в рамках СН-циклу два спряжених І і ІІ-со-цикли, щоб зменшити компресійне навантаження, принаймні, на другий з них. В цьому випадку, первинний цикл забезпечує при ізохоричному розширенні вздовж критичної ізохори ρ_c , одночасно, *додаткову комбіновану регенераційну* (РК) *взаємодію* зі спряженим вторинним циклом. Внутрішня регенерація (РГ), необхідна в будь-якому стірлінгу, також забезпечується в цій схемі. Така модифікація, на наш погляд, стає можливою тільки завдяки унікальним характеристикам критичної ізохори (залежностям $C_P(T)$ і $C_v(T)$ в НКІ-області гетерогенних станів), які вже обговорювались і ще будуть розглянуті нижче.

4.3.3. Пропонована схема і переваги проміжної додаткової регенерації теплоти.

Введемо кінцево-різницеву апроксимацію СТФ-досконалості для будьякої ізолінії (*за виключенням ізотерм і ізобар*) на термодинамічній поверхні флюїду:

$$\gamma_{H}^{FT} = \frac{P_{1}(T_{2} - T_{1})}{T_{1}(P_{2} - P_{1})} \quad (a) \qquad \gamma_{X}^{FT} = \frac{T_{2}(P_{2} - P_{1})}{P_{2}(T_{2} - T_{1})} \quad (b).$$
(4.23)

Для ПС/РГ завжди виконана умова $(P_2 < P_1)$ і в подальшому комплекси (4.23а) і (4.23б) будемо скорочено позначати як СТФ (ступенями теплофізичної досконалості стадії циклу). Обидві вони позитивно визначені в однофазних, наприклад, ізохорних процесах, так як $(T_2 < T_1)$ при $(P_2 < P_1)$ і, навпаки, $T_2 > T_1$ при $(P_2 > P_1)$. Однак в ПС/РГ, де здійснюється адіабатичне дроселювання флюїду, СТФ може мати будь-який знак, згідно знаку індикатора інверсії ±k:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{h} = -\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_{T} / \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_{P} = \frac{k\beta_{T}}{\rho C_{P}}.$$
(4.24)

Як вже було показано раніше, зміна знаку на кривій інверсії k = 0 можлива при відповідному зміненні відношення між реальним $\alpha_P(P,T)$ і ідеальногазовим $\alpha_P^{ig} = 1/T(P \rightarrow 0)$ коефіцієнтами ізобарного розширення. Для вдВ-РС, наприклад, одержуємо КТФД (4.23а):

$$\gamma_{H}^{FT} \left(h = const \right) = \frac{ZR\beta_{T} \cdot k}{MC_{P}} = \frac{a\left(1 - \varepsilon\right)^{2}}{b^{2}} \left(2 - \frac{T^{inv}}{T_{B}\varepsilon^{2}} \right).$$
(4.25)

Вирішуючи це рівняння в будь-якій точці кривої інверсії, знайдемо граничне значення параметра *внутрішньої пористості флюїду*:

$$\varepsilon^{inv} = 1 - b \cdot \rho^{inv} = \left(\frac{T^{inv}}{2T_B}\right)^{1/2} \ge 0.$$
(4.26)

Це зайвий раз підкреслює важливість відомої температури Бойля T_B і введеного нами в роботі параметра ε_d для подібних оцінок.

Покажемо з допомогою схеми модифікованого циклу Стірлінга, представленої на Рис. 4.8, в чому полягає перевага СН-циклу. Цю схему (яка



Рис. 4.9. В результаті недосконалості ізохорної регенерації в циклі Стірлінга робочий флюїд охолоджується при розширенні тільки до $T_{2"}>T_X$, а нагрівається тільки до $T_{4"}< T_H$. Ізобарні ідеальні процеси 2"-3" і 4"-1 в циклі Рейліса призначені в такій інтерпретації для виправлення необоротності регенерації.

формально відповідає деякій комбінації ідеальних циклів Стірлінга і Еріксона, часто називають циклом Рейліса [1]) корисно зіставити як з ідеальними контурами на (P,v)- і (T,s)-діаграмах, так і з Рис. 4.9 далі, де вплив необоротності показано тільки схематично. Модифікація стірлінга, яка пропонується нами, застосовна до всього базового контуру циклу СН, показного на Рис. 4.6-4.8. В ньому додаткова внутрішня регенерація теплоти (див. подвійні стрілки-ізохори) має на меті зниження втрат від недогріву

 $(T_{3''} < T_{max})$ і недоохолодження $(T_1 > T_{min})$, ілюстрованих заштрихованими сегментами на Рис. 4.9. Виділення двох со-циклів зберігає в кожному з них тільки одну ізобару – вставку від циклу Рейліса, тобто $P_{3''} = P_3 = P_{max}$ в І-социклі і $P_1 = P_{1'} = P_{min}$ в ІІ-со-циклі. Для їх (принаймні часткової) реалізації призначений додатковий відбір теплоти від флюїду, який розширився на стадії $3' \rightarrow 2'$ в І-со-циклі і додаткова передача цієї теплоти до спряженого контуру в процесі $2' \rightarrow 3'$ стискання в ІІ-со-циклі.

Звичайно прийнято оцінювати загальний за цикл недогрів газу *викори*стовуючи ступінь ефективності РГ:

$$\zeta = (T_{3''} - T_{min}) / (T_{max} - T_{min}) \le 1.$$
(4.27)

Одночасно вводиться питома потужність циклу:

$$\xi = \overline{P} / P_{min} = (T_{min} / T_{max}) / (v_{max} / v_{1'}) \leq 1.$$
(4.28)

Формула для середнього ефективного тиску \overline{P} в ідеально-газовому теплоенергетичному аналізі, як правило, дуже громіздка і неточна. Виключимо співвідношення T_{min} / T_{max} з (4.27) і (4.28):

$$\xi = \rho' / \rho'_{max} = \left(\frac{T_{3''}}{T_{max}} - \zeta \cdot \eta_T\right) \cdot \frac{\rho_{min}}{\rho_{max}}.$$
(4.29)

Тут ми ввели для зручності аналізу, звичайно плановану при проектуванні циклів [5], *ступінь розширення* робочого тіла ρ_{min} / ρ_{max} . Припускаючи (нереальну на практиці) можливість ідеальної регенерації теплоти у верхній точці псевдоциклу стірлінга $\zeta^0 = 1(T_{3''} \rightarrow T_{max})$ знайдемо, що ця умова відповідає значенню питомої потужності:

$$\xi^{0} = \frac{\rho_{1}}{\rho_{min}} \cdot \left(1 - \eta_{T}\right) \cdot \frac{\rho_{min}}{\rho_{max}} \quad (a) \qquad \xi^{?} = 1 - \eta_{T} \quad (b). \tag{4.30}$$

Аналогічно, нереальне припущення $\rho'_1 \to \rho_{max}$ в подібній (тобто недосяжній на практиці) нижній точці псевдоциклу стірлінга на Рис. 4.9 дає також

нефізичну оцінку $\xi^{?}$ <1, яка взагалі не залежить від ступеня розширення в (4.30б) при ідеальній регенерації. Ми підкреслили зміст цього явно суперечливого результату верхнім індексом питання [?]. З нього, формально, випливає висновок, що будь-які спроби *збільшити* питому потужність $\xi^{?}$ при таких умовах псевдо-ідеально-газового стірлінга можуть бути виконані тільки (?) за рахунок зменшення ідеального термічного ККД. Обмеженість традиційного теплоенергетичного аналізу, який базується на визначеннях (4.27,28), а також подальших «ідеалізаціях» циклу і, зокрема, його регенераційних можливостей (в прагненні наблизити реальний контур до ідеального циклу Стірлінга) тут нами повністю доведена.

Приведемо в Таблиці 4.4 цілком реалістичні і, що найбільш важливо, термодинамічно узгоджені оцінки для циклу СН, який пропонується.

Таблиця 4.4. Оцінки середніх СТФ-значень γ_H^{FT} (4.23а) питомої потужності $\xi = (P_{max} + P_{min})/2P_{min}$ і ступеня ефективності регенератора $\zeta = \gamma_H^{FT} / \eta_T$ при $\eta_T = 1/3(T_X / T_H = 2/3)$ і вибору $P_{min} = P_k$ (критичний тиск)

Тип циклу	$\gamma_{H}^{FT}(ho_{max})$	$\gamma_{H}^{FT}(ho_{c})$	$\gamma_T^{FT}(ho_{min})$	$\gamma_{H}^{e\phi}$	$ \begin{aligned} \zeta \approx \\ \approx \gamma_H^{e\phi} / \eta_T \end{aligned} $	$\overline{P}[M\Pi a]$	$ \begin{aligned} \xi \approx \\ \approx \overline{P} / P_k \end{aligned} $
Повний СН	0.109		0.5	0.3045	0.91	3.38 <i>P_k</i>	3.38
Первин- ний	0.109	0.25		0.1795	0.54	3.38 <i>P_k</i>	3.38
Вторин- ний		0.25	0.5	0.375	1.13	$2 P_k$	2.0

Визначення реального середнього тиску циклу, як напівсуми за допомогою:

 $\overline{P} = (P_{max} + P_{min})/2$ (Табл. 4.4) здається простим і цілком коректним, якщо юільш надійні оцінки тисків недоступні. Точно також, зафіксувавши точку 1' у вторинному циклі з допомогою критичної ізобари P_c , ми використали в Табл. 4.4 середньоарифметичні оцінки критерію КТФД γ_H^{edp} . Він має,

формально, максимальне значення в *іг*-моделі, яке дорівнює одиниці. Його визначенні нами перевагою при модельному ступеня досконалості регенератора: $\zeta \approx \gamma_H^{e\phi} / \eta_T \epsilon$, на відміну від (4,27), залежність не тільки від T і Р, а також від їх взаємної кореляції вздовж ізохор. Таким чином, одержана оцінка більша одиниці: ζ_{II} =1.13 для вторинного циклу цілком з'ясовна, як і помітний перепад цієї модельної характеристики між повним СН-циклом (для нього $\zeta \approx 0.91$) і первинним циклом ($\zeta_I \approx 0.54$). Останній віддає набагато більше теплоти від флюїду, який розширився вздовж критичної ізохори ρ_c , за рахунок додаткового регенеративного теплообміну із вторинним циклом, ніж регенерує її, власне, в границях первинного циклу при стисканні робочого флюїду вздовж ізохори ρ_{max} .

Наведені в Таблицях 4.2-4.4 результати ставлять, певною мірою, під сумнів звичайну стратегію термодинамічної оптимізації будь-яких відкритих і замкнутих циклів теплових двигунів. Можна припустити, що прагнення максимально наблизити ефективний ККД і сам цикл, який проектується (на папері), до ідеального циклу Карно з найбільшим η_T слід, як мінімум, скоректувати. Більш кращим напрямком оптимізації будь-яких ииклів, є їх наближення до замкнутого циклу Стірлінга. Базис такого підходу полягає не тільки в відомій рівності ідеальних термічних ККД циклів Карно і Стірлінга або, наприклад, у прагненні обмежити шкідливий вплив на навколишнє середовище двигунів, які працюють по відкритому типу. Ще більш факторами, на наш погляд, слід вважати потенціальні важливими можливостідодаткової внутрішньої регенерації теплоти і бажана відмова від ряду «ідеалізуючих» парадигм теорії стірлінгів з метою її подальшого розвитку.

4.4. Метод побудування ефективних калоричних діаграм циклів в НКФ-області з врахуванням запропонованої діаграми вибору флюїду.

4.4.1. Про обмеження інформації про реальні НКФ, одержуваної при ідеально-газовій інтерпретації типової ентропійної (T,s)діаграми.

Незважаючи на очевидні і відомі недоліки *іг*-аналізу при описі ентропійних *s*-залежних властивостей, він широко використовується в теплоенергетичних дослідженнях. Деякі автори дуже докладних оглядових робіт [2], взагалі, обмежуються тільки (T,s)-діаграмою при порівнянні різних циклів. Необхідність більш ефективного і реалістичного підходу до її побудування стає фактором, який дозволяє уникнути великої кількості зовсім необов'язкових спроб і помилок при проектуванні реальних циклів, включаючи стірлінги. Для останніх, зокрема, існує градація таких чотирьох рівнів [2] наближення до реальності:

- 0-*рівень*, який збігається з концепцією ідеальних циклів Карно, Стірлінга і Еріксона з однаковим η_T.
- 1) 1-*рівень*, який передбачає заданий гармонічний рух поршнів і можливість одночасного проникнення робочого *іг*-флюїду в камери стискання і розширення (цикли Шмідта і Фінкельштейна).
- 2-*рівень*, який враховує гідравлічні втрати потоку в основних циліндрах і скінченну швидкість теплообмінних процесів з допомогою різноманітних емпіричних поправок і корекцій для *іг*-моделі робочого флюїду.
- 3) 3-рівень нод-вузлів, найбільш докладний, але, також, і над ускладнений порівняно з попередніми 0,1,2-рівнями за рахунок кінцево-різницевої схеми рішення системи рівнянь балансу в принциповій послідовності *дуже малих об'ємів ЛР-станів* (які називають нодами), які неперервно змінюються в напрямку механічного руху флюїду.

Метод побудування (T,s)-діаграми, який пропонується нижче, включає в себе, по суті, розбиття об'єму V_0 на ноди завдяки прийнятій в роботі інтерпретацій локальних віртуальних коефіцієнтів умовного «теплового насосу» γ_v (1.8) і умовного «теплового двигуна» γ_v^{-1} . Однак, замість ускладненого підходу 3-рівня, нами введені, далі, повністю виправдані для вдВ-флюїду лінійні апроксимації для стадій циклу γ_X^{FT} (4.236) і γ_H^{FT} (4.23а), відповідно.

Нагадаємо, що оцінки будь-яких калоричних функцій і, перш за все, ентропії повинні бути узгоджені з Третім Законом ($s \rightarrow 0$ в будь-якій фазі при $T \rightarrow 0$), але при аналізі циклів ця вимога не є обов'язковою. Часто при побудуванні рівноважних фазових діаграм, початком відліку ентропії вибирається потрійна точка і її рідка фаза (наприклад, для води: $T_t = 273.15$ К, $P_t = 0.612$ кПа, $s_l \rightarrow 0$). На наш погляд, при дослідженні НКФ-станів більш природним представляється універсальний вибір, який пропонується нижче, постійного критичного значення s_{κ} для будь-якої речовини в поєднанні з також постійним і таким, що дорівнює нулю, хімічним потенціалом μ_{κ} цієї ж речовини:

$$s_{\kappa} = 1.0 \,\kappa \mathcal{A} \mathcal{B} \mathcal{K} / (\kappa \mathcal{E} \cdot \mathcal{K}) \quad (a) \qquad \mu_{\kappa} = h_{\kappa} - T_{\kappa} \cdot s_{\kappa} = 0 \quad (b). \tag{4.31}$$

Таблиця 4.5. Вхідні КТ-параметри FT-методології представлені для діоксиду вуглецю, води та аргону (для порівняння).

Флюїд	<i>Т</i> _с , К	P_c , МПа	$ ho_{c},$ кг/м 3	^s k, кДж/(кг∙К)	$h_k,$ кДж/кг	<i>е</i> , кДж/кг
CO ₂	304.2	7.38	468	1.0	304.2	288.4
H ₂ O	647.1	22.06	322	1.0	647.1	578.6
Ar	150.7	4.86	531	1.0	150.7	141.5

В Таблиці 4.5 представлені відповідні оцінки термічних і калоричних критичних КТ-параметрів для трьох потенціально-альтернативних робочих НКФ. Розглянемо застосування двоокису вуглецю СО₂ в пропонованій схемі СН-циклу, оскільки ця речовина має ряд відомих практичних переваг порівняно з Ar i, навіть, H₂O. З тієї самої причини, яка визначається в значній мірі помірною критичною температурою і середнім критичним тиском (Таблиця 4.5), СО₂ активно використовується в двох типах сучасних газових турбін, які реалізують схему циклу Брайтона [48-52]. Перший тип турбіни відноситься до двигунів внутрішнього згоряння, працюючих по відкритому контуру, тобто таких, що викидають продукти згоряння в навколишнє середовище. Другий тип, який передбачає підведення теплоти віл зовнішнього джерела з допомогою нагрівача і пристрою зовнішньої рекуперації не є замкнутим циклом, але він більш близький до СН-циклу, який пропонується, в термодинамічному сенсі. Тому на Рис. 4.10 представлене порівняння циклів в (T, s)-проекції. Розрахунок параметрів вузлових точок, взятих з Таблиці 4.3, здійснений з допомогою рівнянь і представлений в Таблиці 4.6.

Таблиця 4.6. Параметри вузлових точок для діоксиду вуглецю в схемі СНциклу.

Вузол	<i>Т</i> , К	<i>P</i> , МПа	ho, кг/м3	<i>s</i> , кДж/(кг·К)	<i>е</i> , кДж/кг	h, кДж/кг				
	(див. Рис.3.4) CH (I) – социкл $2' \rightarrow 2 \rightarrow 3'' \rightarrow 3 \rightarrow 3' \rightarrow 2'$									
2'	304.2	7.38	468	1.0	288.4	304.2				
2	304.2	10.92	748.8	0.844	249.7	264.3				
3"	447.2	42.5	748.8	1.062	330.6	387.4				
3	456.3	42.5	725.4	1.086	338.9	397.5				
3'	456.3	22.14	468	1.229	374.4	421.8				
	(,	див. Рис.3	.4) CH (II)	- социкл 2'→3'-	→4→1→2'					
2'	304.2	7.38	468	1.0	288.4	304.2				
3'	456.3	22.14	468	1.229	374.4	421.8				
4	456.3	14.17	280.8	1.360	400.3	450.8				
1	316.4	7.38	280.8	1.153	321.2	347.4				

Обговоримо, коротко, принцип, покладений нами в основу такого порівняння (що необхідно, оскільки в ідеальному циклі Стірлінга не використовуються ні ізобари, ні ізоентропи, які утворюють ідеальний цикл Брайтона) і його результати. Автори багатьох, виконаних на досить високому науковому рівні теплоенергетичних досліджень і оглядів недавнього часу [48-52], обговорюючи один і той же НКФ-об'єкт – діоксид вуглецю в циклі Брайтона (та/або Ренкіна) для газових турбін, вчиняють таке. Усвідомлюючи неадекватність *іг*-моделі, вони «поміщають» оборотний цикл, який складається з двох ізоентроп і двох ізобар, на графік фазової діаграми CO₂ з реальними калоричними властиво-стями ФП1 [56,57]. Як правило, спочатку використовується відоме *іг*-наближення при розв'язанні диференціального рівняння Клаузіуса-Клапейрона для ФП1, яке приводить до спрощеної форми рівняння Клапейрона:

$$ln\frac{P_2}{P_1} = \frac{(\Delta_v h)M}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right).$$
 (4.32)

Потім, це спрощене співвідношення (застосовне, головним чином, при низьких температурах $T \leq T_6$) застосовується, щоб отримати *універсально*рекомендований для газових турбін іг-вираз [58], який пов'язує температуру перегріву T_{max} з корисною ізоентропічною роботою $\Delta_s h(P, s = const)$:

$$\Delta w \equiv \Delta_{s} h = C_{P} T_{max} \left\{ 1 - exp \left[\left(\Delta_{v} h / C_{P} \right) \left(1 / T_{1} - 1 / T_{2} \right) \right] \right\}.$$
(4.33)

Ще одним стандартним прийомом аналізу є введення відношення кінцевих інкрементів роботи і теплоти: $\Delta \eta = \Delta w / \Delta q$, порівнюваного для двох близьких реальних [57] ізобар в циклі Ренкіна. Таким чином робиться висновок про корисність перегріву тільки для т. зв. «*мокрих*» флюїдів (H₂O, CO₂, NH₃, C₂H₆,...) і його негативний вплив на «*сухі*» флюїди: (C₄H₁₀, C₅H₁₂, R-C318, фреони,...), які мають позитивний нахил правої (газової) $s_g(T)$ - гілки (*T*,*s*)-діаграми ФП1. Як було показано нами, згадуваний вище вельми

спрощений аналіз відношення інкрементів роботи і теплоти слід замінити в НКФ-області термодинамічною тотожністю для ізоентроп:



Рис. 4.10. (*T*,*s*)-діаграма СН-циклу для діоксиду вуглецю, побудована по вузлових точках ($s_{\kappa} = 1.0 \text{ кДж/(кг·K)}$) для вдВ-флюїду і її порівняння з трьома варіантами циклу Брайтона 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1 для надкритичної газової турбіни (див. текст).

$$\frac{\Delta_{s}h}{P\Delta_{s}v} = \frac{v}{P} \left(\frac{\Delta_{s}P}{\Delta_{s}v}\right) \approx -\frac{1}{P\beta_{s}} = -\frac{1}{P\beta_{T}} \cdot \frac{C_{P}}{C_{v}}, \qquad (4.34)$$

яка включає т.зв. *адіабатичну стисливість* β_s . В ньому *реальний* показник адіабати: $\gamma_s = -(v/P)(\partial P/\partial v)_s$ [5] вже не обмежений вимогами *iг*-моделі для гаусових флуктуацій і сталості відношення теплоємностей C_P/C_v . Більш того (і це найсуттєвіше з практичної точки зору), в СН-циклі, який пропонується, нас буде цікавити тільки реальне змінення з температурою, як раз, відношення теплоємностей $C_P(T,\rho_\kappa)/C_v(T,\rho_\kappa)$ вздовж лінії внутрішньої додаткової регенерації – критичної ізохори.

Воно показане на Рис. 4.11 і інтенсивно досліджувалось у величезній кількості експериментальних теплофізичних робіт. Добре встановленими в широкому околі КТ можна вважати при $T \ge T_{\kappa}$ середньо-польові залежності [5,58]:

$$C_P\left(\tau \ge 1\right) = \frac{\tau C_P^0}{\tau - 1} + C_P^{I\Gamma}, \qquad (4.35)$$

$$C_{\nu}(\tau \ge 1) = \frac{\tau C_{\nu}^{0} \cdot T_{\kappa}^{1/2}}{(\tau - 1)^{1/2}} + C_{\nu}^{I\Gamma}, \qquad (4.36)$$

де сталі C_P^0 , $C_v^0 T_\kappa^{1/2}$; $C_P^{I\Gamma} = (R / M)(i+2)/2$; $C_v^{I\Gamma} = (R / M)i/2$ відомі для багатьох речовин.





Строго кажучи, критичні показники середнього поля: $\gamma_{C_P} = 1$ для C_P і $\alpha_{C_V} = 1/2$ для C_V не можна розглядати, наприклад, як характеристики

тільки вдВ-флюїду [59] ($\gamma_{C_P}^{\theta\partial B} = 1; \quad \alpha_{C_v}^{\theta\partial B} = 0$), з одного боку, або як характеристики ізінгоподібного скейлінгового флюїду [53,54] ($\gamma_{C_P} \simeq 7/6$; $\alpha \simeq 1/6$), з іншого боку. Під терміном середньо-польові, використаним нами для (4.35, 4.36), мається на увазі, що поведінка теплоємностей на критичній ізохорі (і інших близьких до неї лініях) вивчалась в припущенні псевдогомогенної НКФ-структури для гіббсівської фази. Реально існуюча, згідно ФТ-моделі, негіббсівська гетерогенна наноструктура ФТ2-області проявляє себе, як можна припустити в обговорюваній «слабкій» розбіжності ізохорної теплоємності з показником: $\alpha_{C_v}^{\Phi T2} = 1/2$ (4.36). Це припущення підтверджене дослідними даними для багатьох речовин, одержаним в широкому околі Т_к. Деякі аргументи на користь такої гіпотези ФТ-моделі, можна знайти і у відомій теоретичній роботі Гріффітса і Уіллера [60]. Цікаво відзначити, що при розгляді ізохори ρ_{κ} в якості політропного процесу в *іг*моделі, її показник повинен дорівнювати $\gamma_{\rho}^{i_2} = +\infty$. Для ізобарного, відповідно, він повинен дорівнювати 0. Для ізотермічного – дорівнювати $\gamma_T^{i2} = 1$. Врешті, для адіабатного – дорівнювати $\gamma_s^{i2} = (C_P / C_v)^{i2}$. Однак, з врахуванням можливої середньо-польової розбіжності β_T в показнику адіабати (4.34) з індексом $\gamma = 1$ випливає ізоентропно-ізобаричний тренд: $\gamma(T_{\kappa}) \rightarrow 0$.

Схема внутрішньої додаткової регенерації теплоти, запропонована в роботі, допускає просту інтерпретацію. Вона передбачає використання емпіричних формул (4.35,4.36) вздовж критичної ізохори ρ_{κ} при розрахунку τ -залежних функцій C_P , C_v , C_P/C_v і $C_P - C_v$, як показано на Рис. 4.11. Неважко бачити на вставці до цього рисунку, що наш вибір т. зв. *фонових іг*-внесків в обидві теплоємності і їх відношення для CO₂: $(C_P/C_v)^{ir} = 4/3$,

повністю виправданий і поза зоною ФТ2, обмеженою максимальною ізотермою СН-циклу $\tau_{max} = 1.5$. При цьому, тиск на ізохорі ρ_{κ} в приведених величинах дорівнює $\pi(\omega = 1, \tau_{max} = 1.5) = 3.0$, що прийнятне для CO₂, де $P(\rho_{\kappa}, T_{max} = 456.3K) = 22.14 M\Pi a$, але дуже велике для іншої екологічно-прийнятної НКФ-речовини, яким є H₂O, у якої $P(\rho_{\kappa}, T_{max} = 970.5K) = 66.19 M\Pi a$. Графіки на Рис. 4.11 дозволяють порівняти лінійне повільне зростання до границі $\tau \leq 1.05$ функції $C_v(\rho_{\kappa}, T)$ з величиною $C_P(\rho_{\kappa}, T)$, яка різко зростає вже при $\tau \leq 1.2$. Вони добре ілюструють важливість співвідношення (1.69), виведеного нами для ε -залежного (1.36a) внеску в C_P при будь-якому значенні τ . Вводячи цей внесок в C_P^0 з (21) замість фонового числа: $C_P^0 = C_P^{iz} = 4R / M = 0.754 \ \kappa Д ж/(кг \cdot K)$, можна істотно уточнити передбачення величини $C_P(\rho_{\kappa}, T)$.

В цілому при теплоенергетичному проектуванні спостерігаються дві тенденції збільшення або P_{max} , або T_{max} , які реалізуються в порівнюваних циклах. Перша відображається в ідеї СН-циклу і полягає в істотному знижені максимальної температури ($T_{max} = 456.3$ К) при відносно помірному (порівняно з циклом Мелоуна, наприклад) підвищенні максимального тиску ($P_{max} = 42.5$ МПа). Хоча опис динамічних (а не рівноважних, як тут) процесів потребує експериментального підтвердження, прогнозоване значне збільшення *відносної* питомої потужності ($\xi^{C\Gamma H} = 3.38$) порівняно з циклом Брайтона при однаковому значенні термічного ККД безсумнівне.

Так, цикл газової турбіни на НКФ-СО₂, розглянутий Geng et al [50], має характерні параметри, які прямо зіставні з СН-параметрами на Рис. 4.10. На вході в *головний компресор* в роботі [50] були прийняті критичні параметри
$T_{\kappa, P_{\kappa}}$ CO₂, як і в нашому CH-циклі, де використання компресора непотрібне. Фактично, загальне максимальне значення температури: $T_{max} = 873$ К ($\eta_T = 1 - 304.2 / 873 \approx 0.65$) віднесено в циклі з розділенням газового потоку до двох максимальних ізобар $P_{max} = 14$ МПа (на вході в турбіну низького тиску) і $P_{max} = 25$ МПа (на вході в турбіну високого тиску). Це відповідає оцінкам: $\xi_{14} = 1.45$ і $\xi_{25} = 2.19$ ($\xi_{cp} = 1.82$), які, майже вдвічі поступаються CH-значенням. Таким чином, збільшення значення T_{max} (від 456.3 К до 873 К) негативно впливає на питому за цикл потужність циклу Брайтона. Навпаки, збільшення значення P_{max} (від 25 МПа до 42.5 МПа) в CH-циклі виявляється дуже ефективним фактором.

Зроблений висновок повністю підтверджується аналізом ще двох варіантів циклу Брайтона, обговорюваних Iverson et al [49]. Перший був реалізований як SNL (Sandia National Laboratory, USA)-варіант для невеликого перепаду тисків: $\Delta P = P_{max} - P_{min} = 10.1 M\Pi a - 7.6 M\Pi a$ при $T_{max} \approx 670$ K, а другий запропонований Dostal et al [60] в більш широких інтервалах: $\Delta P = P_{max} - P_{min} = 20 M\Pi a - 7.8 M\Pi a$ при $T_{max} \approx 970$ K. 3 Рис. 4.10 (де показана додатково ізобара $P \approx 11 M\Pi a$) випливає, що зменшення максимального тиску *різко збільшує загальний перепад ентропії* ($\Delta s = s_{max} - s_{min}$) в циклі.

Відзначимо, що вже згадуваний транскритичний цикл Ренкіна, який працює в інтервалах помірних температур: $\Delta T = T_{max} - T_{min} = 413K - 295K$ ($\eta_T = 0.286$) і тисків $\Delta P = 16M\Pi a - 6M\Pi a$ містить компресор і парогенератор відсутні в нашому СГС-циклі. Таким чином вираз для *ізоентропічної роботи* з рівняння (4.33) дійсно треба замінити, розглядаючи варіант циклу Стірлінга, яким і є запропонований нами СН-цикл. Поєднаний вираз (4.34) для ізотермічної роботи і *ізохоричної* дії обох регенераторів, а також внутрішнього рекуператора/регенератора виявляється цілком виправданим.

4.4.2. Критерій ефективного перетворення енергії для окремих вузлів (нод)-стадій (ізоліній) реальних циклів.

Недостатність інформації, одержуваної в рамках концепції *політропних процесів з постійною, але довільною теплоємністю*, вимушує шукати шляхи більш ефективного теплоенергетичного аналізу окремих ізоліній будь-якого реального циклу. Даний етап важливий при конструюванні основних пристроїв (особливо, регенераторів, рекуператорів і економайзерів), які реалізують цикл. В цьому сенсі, навіть цілком адекватна (T,s)-діаграма для CO₂ на Рис. 4.10 і її аналіз далеко не вичерпують можливості оцінок достоїнств і недоліків реального циклу. Фактично, при проектуванні циклу дослідника цікавить *можливість потенціально-допустимої в рамках* вноситься кожною з ізоліній, формуючих коловий процес.

Нагадаємо, ще раз, що головною перешкодою розрахунку для вдВфлюїду стандартних *ізотермічних* змін обох теплоємностей C_P і C_v є обернення в нуль других похідних від РС-вдВ (як і в *іг*-моделі):

$$\left(\Delta C_{\nu}\right)_{T} = \int_{\nu_{1}}^{\nu_{2}} T(\partial^{2} P / \partial T^{2})_{\nu} d\nu, \qquad (4.37)$$

$$\left(\Delta C_P\right)_T = -\int\limits_{P_1}^{P_2} T(\partial^2 v / \partial T^2)_P dP.$$
(4.38)

З іншого боку, визначення калоричних РС забезпечує, на наш погляд, дуже простий спосіб оцінки *ефективності перетворення енергії* (ЕПЕ) в будьякому, а не тільки ізотермічному, сегменті циклу з допомогою відношення:

$$\Delta_{T,P,\rho,s} = \left(\frac{\Delta q - \Delta w}{\Delta h}\right)_i = \left(\frac{\Delta e}{\Delta h}\right)_i.$$
(4.39)

Тут індекс *i* відповідає одній з перелічених зліва ізоліній, Δ – означає реальну зміну калоричної функції, а сам коефіцієнт Δ_i доречно назвати *критерієм* ЕПЕ. Його значимість в рамках Першого Закону є фундаментальною для реальних флюїдів, а не *iг*-процесів, що випливає з тотожності, записаної для двох сусідніх точок 1,2 циклу, зв'язаних ізолінією:

$$\Delta_{i} = \left[\frac{\Delta e}{\Delta e + \Delta(Pv)}\right]_{i} \to \Delta_{T}^{i2} = 1 \text{ (модель ir).}$$
(4.40)

Доведення одиничної ізотермічної *iг*-границі в (4.40) елементарно випливає з $e^{ir}(T)$ – чисто-*кінетичної* інтерпретації внутрішньої енергії і рівняння Бойля-Маріотта: $\Delta(Pv)_T^{ig} = 0$. Це фіктивне обмеження відсутнє у введеному вище критерії ЕПЕ (4.39), оскільки в області перегину реальних ізотерм в (*P*,*v*)- проекції можливі обидва варіанти знаку: $\Delta(Pv)_T \ge 1$. Дія міжмолекулярних сил притягання частинок тут є визначальним фактором.

Таблиця 4.7, складена для СН-циклу на підставі розрахунків, представлених в Таблиці 4.6. Вона забезпечує принципіально важливу *для будь-якого конструйованого циклу інформацію*. Хоча баланс змін калоричних

Таблиця 4.7. Розрахунок критерія ЕПЕ для ізоліній діоксиду вуглецю, які утворюють первинний (І), вторинний (ІІ) і повний (без проміжної критичної ізохори РК/РГ) СН-цикл.

(див. Рис. 3.4) CH (I)-со-цикл 2'→2→3"→3→3'→2'								
Ізолінія	⊿s, кДж/(кг·К)	<i>∆е</i> , кДж/кг	$\varDelta h$, кДж/кг	$\Delta_i = (\Delta e / \Delta h)_i$				
$T_{min} = 304.2$ K	- 0.156	- 38.7	- 39.9	0.97				
$ \rho_{max} = 748.8 $	+ 0.218	+ 80.9	+ 123.1	0.66				

$K\Gamma/M^3$				
$P_{max} = 42.5$ МПа	+0.024	+ 8.3	+ 10.1	0.82
$T_{max} = 456.3$ K	+ 0.143	+ 35.5	+ 24.3	1.46
$\rho_{c} = 468 \text{ Ke}/\text{m}^{3}$	- 0.229	- 86.0	- 117.6	0.73
Баланс	± 0.385	± 124.7	± 157.5	0.79
	СН (II)-со-ці	икл 2'→3'→4-	→1→2'	
$\rho_{c} = 468 \text{ KeV}/\text{m}^{3}$	+0.229	+ 86.0	+ 117.6	0.73
$T_{max} = 456.3$ K	+ 0.131	+ 25.9	+ 29.0	0.89
$ \rho_{min} = 280.8 $ кг/м ³	- 0.207	- 79.1	- 103.4	0.76
<i>P_{min}</i> = 7.38 МПа	- 0.153	- 32.6	- 43.2	0.76
Баланс	± 0.360	± 111.7	± 146.6	0.76
Повн	ий СН-цикл (без	ідеальної РК	/РГ-ізолінії $ ho$	P_c)
$T_{min} = 304.2$ K	- 0.156	- 38.7	- 39.9	0.97
$ \rho_{max} = 748.8 $ $ \kappa \Gamma/M^3 $	+ 0.218	+ 80.9	+ 123.1	0.66
$P_{max} = 42.5$ МПа	+ 0.024	+ 8.3	+ 10.1	0.82
$T_{max} = 456.3$ K	+0.274	+ 61.4	+ 53.3	1.15
$ \rho_{min} = 280.8 $ кг/м ³	- 0.207	- 79.1	- 103.4	0.76
$P_{min} = 7.38 \text{ M}\Pi a$	- 0.153	- 32.6	- 43.2	0.76
Баланс	± 0.516	± 150.4	± 186.5	0.81

властивостей в оборотних циклах є виконаним також на окремих ізолініях, одержані нами тенденції абсолютних перепадів виглядають повністю фізичними і узгодженими. Дійсно, найбільші із спостережуваних перепади всіх трьох $\{\Delta s, \Delta e, \Delta h\}$ -функцій відповідають, як і очікувалось, *ізохорам* будь-яких варіантів *стірлінгів*, тоді як критерій ЕПЕ для них завжди має мінімальне або близьке до нього значення з інтервалу $\Delta_i \in [0.66 \div 0.76]$. Цей результат вказує головний тренд для потенціально-прийнятних модифікацій стірлінгів, типу пропонованого СН. Вони повинні бути спрямовані на подальше підвищення ступеня ефективності ізохорної регенерації теплоти ζ .

Другим, дуже важливим трендом в Таблиці 4.7, є різке зниження перепадів ентропії в (I) і (II) циклах, порівняно з повним СН-циклом:

±0.385 кДж/кгК (I), ±0.360 кДж/кгК (II) і ±0.516 кДж/кгК, відповідно. Очевидним «джерелом» цієї відмінності є запропонована нами внутрішня РК/РГ-процедура вздовж ρ_{κ} .

В Таблиці 4.8 наведені з метою подальшого аналізу критерія ЕПЕ (4.39) Таблиця 4.8. Розрахунок критерія ЕПЕ для ізоліній діоксиду вуглецю, які утворюють цикл Брайтона.

Цикл Брайтона <u>1</u> →2→3→4→1									
Ізолінія	⊿ <i>T</i> , K	⊿ <i>Р</i> , МПа	<i>Δρ</i> , кг/м ³	⊿s, кДж/(кг∙К)	<i>∆е</i> , кДж/кг	<i>∆h</i> , кДж/кг	Δ_i		
<i>s_{max}</i> =1.360 кДж/(кг·К)	-123.5	-6.79	-156.6	0	-48.2	-39.3	1.23		
<i>P_{min}</i> = 7.38 МПа	-28.6	0	+343.8	-0.360	-63.6	-107.3	0.59		
s _{min} =1.0 кДж/(кг·К)	+30.4	+6.79	+210.6	0	-11.8	-6.7	1.76		
<i>P_{max}</i> =14.17 МПа	+121.7	0	-397.8	+0.360	+123.7	+153.3	0.81		
Баланс	±152.1	±6.79	±554.4	±0.360	±123.7	±153.3	0.81		

і порівняння дані, одержані нами для циклу газових турбін ($\xi_{14} \approx 1.45$), показаного раніше на Рис. 4.10. Вони свідчать про те, що незважаючи на умову, яка постулюється в ідеальному циклі Брайтона, але не виконується на практиці про наявність двох ізоентроп-адіабат їх підсумкові характеристики практично не відрізняються від тих, що наведені в Таблиці 4.7 для CH-социклу ($\xi = 3.38$). В той же час, відносно малий перепад тисків (±6.79 МПа) і великий перепад густин (±554.4 кг/м³) вимагають значного *збільшення масогабаритів циклу Брайтона* порівняно з CH-циклом. Наявність найбільших перепадів калоричних величин тільки на єдиній (Табл. 4.8) ізолінії максимального тиску P_{max} (досить помірного за абсолютною величиною) в циклах Брайтона і Ренкіна, працюючих на НКФ-СО₂ також є небажаним фактором при реалізації циклів на практиці.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі вирішувалась важлива науково-прикладна проблема по вивченню впливу структури пористих металевих, полімерних, тканих і інших типів сіток на інтенсивність процесів переносу в різних пристроях і, зокрема, таких, що забезпечують регенерацію теплоти в замкнутих циклах, типу запропонованого Стірлінгом. Здійснення мети і завдань дослідження дозволило стверджувати наступне:

- Дослідження процесів тепло-, масо- і електропереносу робочого флюїду в пористих середовищах і особливо в тонких пористих середовищах, яке спирається, в основному, на статистичну оцінку ізотропного розподілу густини твердої матриці в деякому фіксованому об'ємі не є цілком адекватним.

- Запропоновано новий підхід до моделювання як стохастичного, так і регулярного розподілів елементів матриці, який дозволяє: а) розрізняти її *гідрофільні* і *гідрофобні* властивості; б) враховувати *можливі змінення її об'єму* (розширення-стискання) в результаті взаємодії з конвективним потоком і кумулятивного впливу на її теплофізичні характеристики перепадів тиску і температури.

 Розвинуто нестандартний метод передбачення змін температурного поля замкнутого циклу теплового двигуна з часом (включаючи стаціонарний етап функціонування), заснований на припущеній аналогії з процесами, які протікають в замкнутому електромагнітному контурі.

- Запропонована розрахункова методологія оцінки ефективних коефіцієнтів переносу (дифузії, теплопровідності, електропровідності, в'язкості), які залежать від комбінованих характеристик не тільки робочого флюїду, але й від перехресного взаємовпливу нерівноважних процесів.

- Введений новий критерій *теплофізичної досконалості*, застосовний до аналізу окремих стадій-ізоліній і вузлів-нод ідеальних схем замкнутих

циклів, типу запропонованого Стірлінгом, і такий, що дозволяє доповнити традиційний критерій *термодинамічної досконалості* важливою інформацією про розташування циклу на фазовій діаграмі речовини.

- Зроблений висновок про суттєві обмеження теплоенергетичного аналізу, пов'язані з використанням рівнянням стану і моделі ідеального газу, що пропонується послідовно замінити на всіх етапах проектування циклу більш реалістичною моделлю ван-дер-Ваальсівського флюїду з залежними від температури узагальненими коефіцієнтами.

 Розроблена нова схема інтенсифікації регенерації теплоти в пропонованому спряженому (такому, що складається з двох підциклів) стірлінгу, працюючому на надкритичному діоксиду вуглецю, як альтернативі традиційному використанню водню і гелію.

- Врахування мезоскопічної гетерогенної структури будь-якого флюїду в широкому околі його критичної області відкриває принципово нові можливості в теплоенергетичному проектуванні замкнутих, екологічнобезпечних циклів, за умови їх комбінованого і такого, що пропонується в роботі, використання з двома фіксованими термостатами (високотемпературним і низькотемпературним джерелами теплової енергії).

 Розроблена нова схема розрахунку калоричних діаграм в надкритичній області і запропонований корисний для проектування циклів метод експресоцінки ступеня використання наявного запасу теплової і внутрішньої енергії для оптимізації одержуваної корисної роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1. Walker G. Stirling Engines. Clarendon Press.-1980.-p. 534.
- J.Wurm, J.A.Kinast, T.R.Roose, W.R.Staats. Stirling and Vuilleumier heat pump. McGraw-Hill Inc., NY, USA. -1990.
- 3. P.I. Bystrov, D.N. Kagan, G.A. Krechetova, E.E. Shpilrain. Liquid Metal Coolants for Heat Pipes and Power Plants. Hemisphere, N.Y. 1990.- p. 272.
- 4. U.B.Rumer and M.Sh.Ryvkin, Thermodynamics, Statistical Physics and Kinetics. Nauka. M. 1972.
- М.П.Вукалович, И.И.Новиков, Термодинамика, Изд. Машиностроение, Москва. 1972.
- Rogankov.V.B., Shvets M.V., Rogankov O.V. New non-stationary gradient model of heat-mass-electric charge transfer in thin porous media. Refrigeration Engineering and Technology-2017.-№ 53(5). - C. 33-46. doi https://doi.org/10.15673/ret.v53i5.850.
- Rogankov O.V., Mazur V.A., Shvets M.V., Rogankov V.B. Re-established congruent vapor-liquid diagram of alkali fluid metals as alternative to crossover VLE-interpretation. Fluid Phase Equilibria.-2018.- 466.-P.79-88. https://doi.org/10.1016/j.fluid.2018.03.014.
- Rogankov O.V. Shvets M.V., Kalinchak V.V., Sergeeva A.E., Rogankov V.B. and Levchenko V.I. Elongate coexistence curve and its curvilinear diameter as factors of global fluid asymmetry. Physics of Aerodisperse Systems. – 2017. – № 54.- C. 8-29.
- Rogankov V.B., Shvets M.V., Rogankov O.V. Re-established congruent vaporliquid diagram and fluctuation aspects of isotope theory-I (H2O-D2O-T2O). Fluid Phase Equilibria.-2019.- 485- P.101 -110. https://doi.org/ 10.1016/j.fluid.2018.12.012.
- 10. V.B.Rogankov. Fluctuation Theory of Thermodynamic Fluid States' Surface, Dissertation of the Phys.-Math.-Dr. Degree, Leningrad, former USSR, 1991, in Russian

- 11. V.B.Rogankov and V.K.Fedyanin. Fluctuational theory of media with strong space-time inhomogeneity, Theor. and Math. Phys.- 1993.- v.97.- p. 53-67.
- 12. V.B.Rogankov, L.Z.Boshkov. Gibbs solution of the van der Waals-Maxwell problem and universality of the liquid-gas coexistence curve. Phys.Chem.Chem.Phys.- 2002.-4.-p. 873-878. DOI:10.1039/B107989C.
- 13. V.B.Rogankov and V.I.Levchenko. Global asymmetry of fluids and local singularity in the diameter of the coexistence curve. Phys. Rev. E.- 2013.- 87. https://doi.org/10.1103/physreve.87.052141.
- V.B.Rogankov. Fluctuational-thermodynamic interpretation of small angle Xray scattering experiments in supercritical fluids, Fluid Phase Equilibria 2014.-383.- p 115-125. https://doi.org/10.1016/j.fluid. 2014.10.010.
- 15. V.B.Rogankov, Scaling model of low-temperature transport properties for molecular and ionic liquids, Journal of Termodynamics. 2015.- Article ID 208486.- 11 p.
- 16. V.B.Rogankov. Asymmetry of heterophase fluctuations in nucleation theory, in Nucleation Theory and Applications (edited by J.W.P.Schmelzer, G.Röpke and V.B.Priezjev) Chapt. 22, Dubna, JINR, 2011.
- 17. V.B.Rogankov and V.I.Levchenko. Towards the equation of state for neutral (C2H4), polar (H2O), and ionic ([bmim][Bf4], [bmim][Pf6], [pmmim][Tf2N]) liquids. Journal of Thermodynamics. Volume 2014.- Article ID 496835.- 15 pages. http://dx.doi.org/10.1155/2014/496835.
- O.V.Rogankov Jr. and V.B.Rogankov. Can the Boyle and critical parameters be unambiguously correlated for polar and associating fluids, liquid metals, ionic liquids. Fluid Phase Equilibria. - 2017.- 434.-p 200-210. doi: 10.1016/j.fluid.2016.11.034.
- T.L.Hill. Thermodynamics of Small Systems (Parts I and II) Dover Publ. Inc., New York, 1994.
- 20. A.S.Iberall. Permeability of glass wool and other highly porous media. Rep. Bur. Aeronautics Navy Depart., Washington, DC. USA.-1962.- p.398-406.

- 21. Б.Гебхарт, Й.Джалурия, Р.Махаджан, Б.Саммакия. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмена. В двух книгах. Мир, 1991. 678 с.
- 22. P.Glansdorf and I.Prigogine. Thermodynamic theory of structure, stability and fluctuations. Mir, M., 1973.
- 23. I.Dyarmati, Non-equilibrium thermodynamics. Fluid theory and variational principles, Mir, M., 1974.
- 24. В.Б.Роганков. 50 лекцій з фізики для закладів вищої технічної освіти, Підручник для закладів вищої технічної освіти. Київ. Освіта України. 2019.
- 25. L. P. Filippov. Methods of Calculation and Prediction for Thermophysical Properties, Moscow University Publications, Moscow, Russia, 1988.
- 26. Y.A.Chizmadgev, V.C.Markin, M.P.Tarasevich and Y.G.Chirkov. Macrokinetics of processes in porous media, Nauka, M., 1971.
- 27. P.Wirnsberger, D.Fijan, A.Saric, M.Newmann, C.Delgado and D.Frenkel. Nonequilibrium simulations of thermally induced electric fields in water. arXiv.1602.02734v4 [physics.comp.-ph.] 8 Aug. 2016.
- 28. K.Vafai. Handbook of porous media, Tayler and Francis, NY, USA. 2005.
- 29. S.Larbi. Heat and mass transfer with condensation in capillary porous bodies, Hindawi Publ.Corpor., The Scientific World Journ., v.2014, Art ID 194617, 8.
- 30. D.A. de Vries. The theory of heat and moisture transfer in porous media revisited, Int. J. Heat and Mass Transfer.- 1987.-v.7.-p.-1343-1350.
- 31. C.A. Vishenskiy, V.C. Kashtan, V.P. Konoval, R.V. Lycik, I.A. Nedygniy and A.B. Catyrianc. Characteristics of capillary-porous materials, Ed. Vyscha Shkola. Kyiv. 1988.
- 32. R.V.Lycik, U.L.Mentkowskiy and V.P.Cholod. Interconnection of deformationrelaxation and heat-mass exchangeable processes, Vyscha Shkola. Kyiv.1992.
- 33. A.V.Luikov. Phenomena of transfer in capillary-porous bodies, Gosenergoizdat, M., 1954; A.V. Luikov, Theory of Drying. Énergiya, Moscow. 1968.

- 34. ISO 9346: 2007 Hydrothermal performance of buildings and building materials
 Physical quantities for mass transfer.-Vocabulary.
- 35. M.Janz-Lund. Method of measuring the moisture diffusivity at high moisture levels, Division of building materials Report TVBM-3076-1997.- p. 76.
- 36. H.M.Kunzel and K.Kiessi, Calculation of heat and moisture transfer in exposed building components, Heat and Mass Transfer, 1997.- V.40.- 1.- pp.159-167.
- 37. M.I.Nizovtsev, S.V.Stankus, A.N.Sterkyagov, V.I.Terekhov, R.A.Khairullin, Determination moisture diffusivity in porous building materials using gammamethod, Heat and Mass Transfer.- 2008.- v.51.- Issues 17-18.- pp.4161-4167.
- N.V.Pavlukevich. Introduction to theory of heat- and mass transfer in porous media – Minsk, Inst. of Heat and Mass Exchange – NANB. 2002. p.140.
- 39. M.I.Nizovtzev, A.N.Sterliagov, V.I.Terehov. Verification of model for calculation of coupled thermal and moisture transfer at the humidity of gasconcrete – Izv. Vyzov. Building – 2008.- 1.- p.104.
- 40. C.L.Tucker III and R.B.Dessenberger. Governing equation for flow and heat transfer in stationary fiber beds, in S.G.Advani, ed. Flow and Rheology in Polymer Composites Manufacturing, Chapt.8, Elsevier Sci., 1994, pp. 257-323.
- 41. R.G.Carbonell and S.Whitaker. Dispersion in pulsed systems II. Theoretical developments for passive dispersion in porous media, Chem. Eng. Sci. 38, 1795, 1983.
- 42. S.G.Advani and K.-T.Hsiao. Transport phenomena in liquid composites molding processes and their roles in process control and optimization, in K.Vafai ed. Handbook of porous media pp. 573-606.
- 43. A.Amiri and K.Vafai. Transient analysis of incompressible flow through a packed bed, Int. J. Heat and Mass Transfer 1998.- 4259.-p.41.
- 44. F.Zanotti and R.G.Carbonell. Development of transport equation for multiphase system I-III, Chem. Eng. Sci. 1984.- 39. -p.263.

- 45. M.Quintard and S Whitaker. One and two equation models for transient diffusion processes in two-phase systems, Advan. Heat. Transfer 1993.-23.p.269.
- 46. S Whitaker. The method of volume averaging. Dordrecht, Kluwer. 1999.
- 47. A.V.Kuznetsov. Thermal nonequilibrium forced convection in porous media, in D.B.Ingham and I.Pop, eds. Transport Phenomena in Porous Media, Amsterdam; Elsevier, 1998, p.103-129.
- 48. H.Chen, D.Y.Goswami, E.K.Stefanakos, A review of thermodynamic cycles and working fluids for the conversion of low-grade heat, Renewable and Sustainable Energy Reviews 2010.-14.-p. 3059-3067.
- 49. B.D.Iverson, T.M.Conboy, J.J.Pasch, A.M.Kruizenga, Supercritical CO₂ Brayton cycles for solar-thermal energy, Applied Energy 2013.-111.-p. 957-970.
- 50. C.Geng, Y.Shao, W.Zhong, X.Liu, Thermodynamic analysis of supercritical CO₂ power cycle with fluidized bed coal combustion, Hindawi Journal of Combustion, volume 2018, Article ID 6963292.-p. 1-9.
- Q.Zhu. Innovative power generation systems using supercritical CO₂ cycles, Review Article, Clean Energy 2017.-V.1.-p. 68-79.
- 52. Y.Chen, P.Lundquist, A.Johsnsson, P.Platell. A comparative study on the carbon dioxide transcritical power cycle compared with an organic Rankine cycle with R123 as working fluid in waste heat recovery, Applied Thermal Engineering 2006.-V.26.-p. 2142-2147.
- 53. J.M.H.Levelt Sengers. Critical behavior of fluids: concept and applications, in Supercritical Fluids, E.Kiran and J.M.H.Levelt Sengers (eds.), US Government (Printed in the Netherlands). 1994.-3.-p.38.
- 54. A.K.Kostrowizka-Wyczalkowska, J.V.Sengers, M.A.Anisimov. Critical fluctuations and the equation of state of van der Waals, Physica 2004.-A334.p.482.

- 55. L.V.Woodcock. Thermodynamics of criticality: percolation loci, mesophases and a critical dividing line in binary-liquid and liquid-gas equilibria, Journal of Modern Physics. 2016.- 7.-p.760-773.
- 56. Вукалович М. П., Алтунин В. В. Теплофизические свойства двуокиси углерода. М., Атом-издат. 1965.
- 57. R. Span, W.Wagner. A New Equation of State for Carbon Dioxide Covering the Fluid Region from the Triple-Point Temperature to 1100 K at Pressures up to 800 MPa Journal of Physical and Chemical Reference Data1996.- 25.- 1509.
- 58. Новиков И.И. Воскресенский К.Д. Прикладная термодинамика и теплопередача. Изд. 2-е. М.: Атомиздат. 1977. 352 с.
- 59. Ma S.-K. Modern Theory of Critical Phenomena. New York, USA, Westview Press, 2000. — 588 p. — ISBN 0738203017.
- 60. Robert B. Griffiths and John C. Wheeler. Critical Points in Multicomponent Systems. Phys. Rev. 1970. A2.- p.1047.
- 61. A.Hansen, S. Sinha, D.Bedeaux, S.Kjelstrup, I.Savani, M.Vassvik. A new set of equations describing immiscible two-phase flow in isotropic porous media.
- 62. J. Bear, Dynamics of fluids in porous media, Dover, Mineola, 1988.
- 63. W. Abdallah, J. S. Buckley, A. Carnegie, J. Edwards, E. Fordham, A. Graue, T.Habashy, H. Husain, B. Montaron and M. Ziauddin, Fundamentals of wettability, Techology, 1986.-38.- p.1125.
- 64. S. M. Hassanizadeh and W. G. Grey, Mechanics and thermodynamics of multiphase flowin porous media including interphase boundaries, Adv. Wat. Res. 1990.-13.-p.169.
- 65. S. M. Hassanizadeh and W. G. Grey. Thermodynamic basis of capillary pressure in porous media, Wat. Res. 1993.-29.- p.3389.
- 66. D. Kondepudi and I. Prigogine. Modern thermodynamics, Wiley, Chichester, 1998.
- 67. R. Hilfer. Macroscopic equations of motion for two-phase flow in porous media, Phys. Rev. E. 1998. -58. -p.2090.

- 68. E. Aker, K. J. Maløy, A. Hansen and G. G. Batrouni. A two-dimensional networksimulator for two-phase flow in porous media, Transp. Porous Media. 1998.-32.-p.163.
- 69. R. Hilfer and H. Besserer. Macroscopic two-phase flow in porous media, Physica B. 2000.-279.-p.125.
- 70. F. Lomeland, E. Ebeltoft and T. W. Hammervold, A new versatile relative permeabilitycorrelation, Rev. Proc. of the 2005 Int. Symp. of the SCA, Abu Dhabi, 2005.–2.
- 71. R. Hilfer, Capillary pressure, hysteresis and residual saturation in porous media, PhysicaA, 2006.- 11.-p. 359.
- 72. R. Hilfer, Macroscopic capillarity and hysteresis for flow in porous media, Phys. Rev.E, 2006.-73.- 016307.
- 73. R. Hilfer, Macroscopic capillarity without a constitutive capillary pressure function, Physica A, 2006.-371.- 209.
- 74. S. Kjelstrup and D. Bedeaux, Non-equilibrium thermodynamics for heterogeneous systems, World Scientific, Singapore, 2008.
- 75. S. Kjelstrup, D. Bedeaux, E. Johannesen and J. Gross, Non-equilibrium thermodynam-ics for engineers, World Scientific, Singapore, 2010.
- 76. K. T. Tallakstad, H. A. Knudsen, T. Ramstad, G. Løvoll, K. J. M°aløy, R. Toussaintand E. G. Flekkøy, Steady-state two-phase flow in porous media: statistics and transportproperties, Phys. Rev. Lett. 2009.- 102.- 074502.
- 77. K. T. Tallakstad, G. Løvoll, H. A. Knudsen, T. Ramstad, E. G. Flekkøy and K. J.Maløy. Steady-state simultaneous two-phase flow in porous media: an experimental study, Phys. Rev. E 2009.- 80.- 036308.
- 78. R. Hilfer and F. D"oster, Percolation as a basic concept for capillarity, Transp. Por. Med. 2010. - 82.- 507.
- 79. J. Niessner, S. Berg and S. M. Hassanizadeh. Comparison of two-phase Darcy's law with a thermodynamically consistent approach, Transp. Por. Med. 2011. - 88. - 133.

- 80. R. G. Bentsen and J. Trivedi. On the construction of an experimentally based set ofequations to describe cocurrent or countercurrent, two-phase flow of immiscible fluidsthrough porous media. Transp. in Por. Media. 2013.- 99.- 251.
- 81. F. Doster, O. Honig and R. Hilfer. Horizontal flow and capillarity-driven redistributionin porous media, Phys. Rev. 2012.E. 86. 016317.
- 82. R. Hilfer, R. T. Armstrong, S. Berg, A. Georgiadis and H. Ott. Phys. Capillary saturation and desaturation, Rev. E. 2015. -92.- 063023.
- A. G. Yiotis, L. Talon and D. Salin, Blob population dynamics during immiscible two-phase flow in reconstructed porous media, Phys. Rev. E. 2013.-87. - 033001.
- 84. M. Moura, E. -A. Florentino, K. J. Maløy, G. Schafer and R. Toussaint, Impact of samplegeometry on the measurement of pressure-saturation curves: experiments and simulations. Water Res. 2015. - 51.- 8900.
- 85. S. M. Hassanizadeh. Advanced theories for two-phase flow in porous media, in Handbookof Porous Media, 3rd edition, edited by K. Vafai, CRC Press, Boca Raton, 2015.
- 86. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений Изд. 2-е, доп. - М.: Наука, 1966. - 688 с.
- 87. Мышкис А.Д. Математика для ВТУЗов. Специальные курсы Издательство: М., Наука. 1971.
- 88. M.Boguslawska-Baczek, L.Hes, Effective Water Vapor Permeability of Wet Wool Fabric and Blended Fabrics, Fibres & Textiles in Eastern Europe.- 2013.-V.21. pp. 67-71.
- 89. A.V. Luikov. Theory of Drying . Énergiya, Moscow. 1968.
- 90. Швець. М. В. Концепція спряжених на критичній ізохорі циклів Стірлінга, працюючих на двоокису вуглецю. Refrigeration Engineering and Technology.2019.- 55(2).- 121-131. https://doi.org/10.15673/ret.v55i2.1361.

Додаток А.

Моделювання стадії запуску теплового двигуна і перехіда до стаціонарного режиму стірлінгів в заданому інтервалі температур. Розглянемо більш детально запропонованій в роботі підхід до проектування циклу Стірлінга, запишемо її основне рівняння:

$$\tau_m^2 \frac{d^2 T}{dt^2} = -\frac{1}{Pr} \cdot T - \frac{\tau_m}{Nu} \cdot \frac{dT}{dt} + St \left(T_E - T_c \right) cos(\omega_A t), \tag{A1}$$

Параметр часу характеризує швидкість масо переносу в обраному флюїді є функціоналом температури. Якщо розглянути додаток за участю відомого критерія Прандтля (див.Табл.А1), то цій параметр є зв`язаний з частотою коливань, які відбуваються за відсутністю опіру. Він може бути визначений експериментально як для потоку флюїду в циліндричному каналі з об'ємом: $V = \pi d^2 L/4$, так і для циліндричної «пробки», утвореної матрицею ПС і флюїдом, який через неї протікає. Припустимо для простоти в цьому Додатку А, що він відомий при проектуванні і дорівнює сталій циклу τ_m [c]. Підкреслимо, що усі застосовані в (А1) і далі критерії подібності мають в дисертації стандартний сенс, але були поділені нами на дві групи:

$$Pr = \frac{v}{\chi} = \frac{\eta C_P}{\lambda} \qquad St = \frac{\alpha}{\rho C_P u}$$
(A2)

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \qquad \qquad Re = \frac{\rho u L}{\eta}$$
(A3)

З яких тільки перші використує ізобаричну теплоємність C_p залежну оборотньо-пропорційно від пористості (див. Додаток Б) ця властивість є загальною рисою також для ентальпії, але не для внутрішньої енергії, за допомогою якої формулірується Перший Закон.

Прийнята в роботі Таблиця А1 дозволяє застосувати відомі рішення з теорії механічних і електромагнітних вимушених коливань [24] до розгляду імітаційної схеми теплового двигуна на Рис. А1. Для ілюстрації ми вибрали, тут, електромагнітний варіант замкнутого коливального контуру. Загальне рішення рівняння (А1) утворюється сумою рішення *однорідного* рівняння

Механіка	Електромагнетизм	Термодинаміка
<i>т</i> [кг]	<i>L</i> [гн]	$ au_m^2$ [c ²]
<i>l</i> [н·с/м]	<i>R</i> [Ом]	(τ_m / Nu) [c]
<i>k</i> [н/м]	$1 C[\Phi^{-1}]$	1/ <i>Pr</i>
<i>f</i> ₀ [н]	ε_0 [B]	$St(T_E - T_c)$ [K]
$\omega_0^2 = k / m \ [c^{-2}]$	$\omega_0^2 = 1/(LC) \ [c^{-2}]$	$\omega_0^2 = 1 / \left(\tau_m^2 Pr \right) [c^{-2}]$
$\tau_k = l / k$ [c]	$\tau_c = RC$ [c]	$\tau_{Pr} = \tau_m Pr / Nu$ [c]
$\tau_l = m / l \ [c]$	$ au_R = L / R$ [c]	$\tau_{Nu} = \tau_m Nu$ [c]
$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \left(2\tau_l\right)^{-2}} [c^{-1}]$	$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \left(2\tau_R\right)^2} [c^{-1}]$	$\omega = \tau_m^{-1} \sqrt{Pr^{-1} - \left(2Nu\right)^{-2}}$
		[c ⁻¹]

 $T_1(t)$, яке включає дві довільні сталі (T_0, φ_0) і *частинного* рішення цього *неоднорідного* рівняння $T_2(t)$:

$$T(t) = T_1(t) + T_2(t) = T_0 e^{-t/(2\tau_m Nu)} \cos(\omega t + \varphi_0) + T_A \cos(\omega_A t - \varphi_A), \quad (A4)$$

в якому температурна амплітуда T_A і фаза запізнювання φ_A виражаються формулами, які залежать від ω_A :

$$T_A = \frac{St(T_E - T_C)}{\tau_m^2 \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_m^2 Pr} - \omega_A^2\right)^2 + \frac{\omega_A^2}{\tau_m^2 Nu^2}}},$$
(A5)



Рис. А1. Імітаційна схема термоелектромагнітної аналогії $LCR\varepsilon_A$ -контуру (а) і $V_EV_CV_{P\Gamma}T_A$ -контуру (див. Таблицю А1).



температурного поля, згідно рішенню рівняння

$$\varphi_A = \operatorname{arctg} \frac{\omega_A}{\tau_m N u \left(\frac{1}{\tau_m^2 P r} - \omega_A^2\right)}.$$
(A6)

Графік змін температури циклу з часом дано рис. А2 де фізичний сенс T_{A} , φ_{A} стає зрозумілим. Рішення методом векторної діаграми з метою пошуку екстремальних значень ω_{A} приводить до висновків, дуже цікавих і важливих для теплоенергетики. Так, при значенні $\omega_{1}(t_{1}) = \omega_{A} = 0$ в початковий момент

часу визначається т.зв. *амплітуда зміщення*, викликаного дією змушуючої «сили» $T_A(t)$, яка підтримує коливальний процес:

$$T_A^0 = St(T_E - T_c) \cdot Pr = \frac{Nu}{Re} (T_E - T_c), \tag{A7}$$

де нами використане ключове співвідношення моделювання:

$$Nu = \Pr St Re \tag{A8}$$

Воно було знайдено в наближенні, яке дозволяє виключити характеристичний розмір *L* з системи рівнянь (A2, A3).

Далі нами показано, по-перше, що для успішного *самозапуску роботи стірлінга* бажане виконання умови дуже слабкого загасання коливань:

$$4Nu^2 \gg \Pr \tag{A9}$$

яке вже не містить характерного параметра часу τ_m . Тобто воно стає залежним від нього (!). По-друге, шляхом контрольованого збільшення цього параметра на етапі нестаціонарного режиму (див. Рис. 2.1.) можна значно скоротити час виходу на *стаціонарний* (по амплітуді і частоті) режим роботи замкнутого циклу. Зауважимо, в цьому зв'язку, що більшість дослідників [1] передбачають при аналізі циклу Стірлінга наявність стаціонарного режиму, але не вказують, як правило, заходи, які повинні до нього привести, по можливості, найбільш швидким чином.

При всій важливості обговорюваних результатів, найсуттєвішим з них представляється наступний. Визначивши резонансну частоту:

$$\omega_A^{max} = \omega_2 = \frac{1}{\tau_m} \sqrt{\frac{1}{Pr} - \frac{1}{2Nu^2}}$$
(A10)

і підставляючи її у вираз (А5), ми одержуємо амплітудне значення, яке знов не залежить від параметра часу τ_m (!):

$$T_{A}^{max} = \frac{St(T_{E} - T_{c})Nu}{\sqrt{\frac{1}{Pr} - \frac{1}{(2Nu)^{2}}}}.$$
 (A11)

Цей результат, з врахуванням виконання необхідної на стаціонарному етапі умови для амплітуди температури $T_A^{max} = (T_E - T_c)/2$, приводить до двох еквівалентних виразів:

$$St = \frac{1}{2Nu} \sqrt{\frac{1}{Pr} - \frac{1}{(2Nu)^2}} \quad (a) \qquad Re = \frac{2Nu^2}{\sqrt{Pr - \left(\frac{Pr}{(2Nu)^2}\right)}} \quad (b).$$
(A12)

Ці критеріальні співвідношення прямо оптимізують функціонування будьякого проектованого стірлінга, незалежно від вибраного рівня його інтервалу температур $(T_E - T_c)$. Таким чином, підтверджується все сказане в цій роботі про необхідність врахування реальних теплофізичних властивостей флюїдів в теплоенергетичному аналізі.

Ще одне важливе для проектування стірлінгів співвідношення, яке називається *добротністю коливної системи* [24], можна одержати з (А7) і (А10):

$$\frac{T_A^{max}}{T_A^0} = \frac{Re}{2Nu} \approx \frac{Nu}{Pr^{1/2}} \quad (a) \qquad \left(\frac{Pr}{2Nu}\right)^2 \ll 1 \quad (b). \tag{A13}$$

Сильну нерівність (А13б) корисно порівняти з іншою сильною нерівністю з (А9). Цей результат наочно показує, що факторами, які «керують» коливаннями температури в замкнутому циклі, є саме критерії подібності.

Додаток Б.

Зміни калоричних властивостей в пористих середовищах для теплоносіїв, згідно рівнянню станів ван-дер-Ваальсу.

Питома ентропія s(T, v -питомий обсяг) [Дж/кг К]

$$s_2 - s_1 = C_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \frac{R}{M} \ln\left(\frac{v_2 - b}{v_1 - b}\right)$$
(51)

Питома внутрішня енергія е(Т, v) [Дж/кг]

$$e_2 - e_1 = C_v \left(T_2 - T_1 \right) - \frac{a}{v^2} + \frac{a}{v^2}$$
 (62)

Питома ентальпія h(T,P) = e(T,v) + Pv

$$h_2 - h_1 = C_v (T_2 - T_1) - 2a (\rho_2 - \rho_1) + \frac{RT_2}{M \varepsilon_2} - \frac{RT_1}{M \varepsilon_1}$$
(53)

 $\rho = 1/v$ пористість змінюється як $\varepsilon \in [0.3;1]$

Для изохор розширення або стискання:

$$v_1 = v_2 = v = 1/\rho, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$$

 $(s_2 - s_1) = C_v \ln(T_2/T_1)$ як в *ig* моделі (Б4)

$$(e_2 - e_1) = C_v (T_2 - T_1)$$
 як в *ig* моделі (Б5)

$$h_1 - h_2 = C_v (T_2 - T_1) + \frac{R(T_2 - T_1)}{M\varepsilon}$$
 вдВ модель (Б6)

$$\varepsilon_{\phi}(P,T) = (v-b) / v(a) \qquad \varepsilon_{\Pi C} = (v_{\Pi C} - v_M) / v_{\Pi C}(\delta)$$
(67)

 $C_p = C_v + \frac{R}{M_E}$ узагальнення формули Майера в *ig* моделі для пористих (Б8)

середовищ

$$\rho_{\Pi C} = \rho_M \left(1 - \varepsilon_d \right) + \varepsilon_d \rho_E \left(1 - \varepsilon_{\phi} \right). \tag{E9}$$

 ε_d -суха пористість; ε_{ϕ} - (Б7а) флюїдна пористість; ρ_M - густина твердої матриці; ρ - густина точки Бойлю.

Вплив пористості ε_{ϕ} на густину флюїду.

$$\varepsilon_{P\Gamma} = \varepsilon_{\Pi C} \, \varepsilon_{\phi} \tag{B11}$$

Додаток В.

Розрахунковий метод розрізнення гідрофільних та гідрофобних властивостей пористих неметалевих матриць.



Рис. В1. Типові відмінності в ефективної поведінці гідрофобних (гфб) і гідрофільних (гфл) ПС, представлені в координатах γ , δ (a) і ρv , δ (б) за допомогою лінійної апроксимації даних роботи [88] по п'яти варіантів чистої 100% вовни (чорні кружки), включаючи початковий чорно-білий) і чотирьох варіантів 45% вовни з 55% віскози (два нижніх білих кружка, включаючи початковий чорно-білий) і 45% вовни з 55% поліестеру (два верхні білих кружка).

Таблиця В1 -Параметри базових моделей гідрофільних (а) і гідрофобних (б) груп ПС і ТПС

Гідрофільні <i>ПС</i> и <i>ТПС</i> (а)								
	$ ho^0,$	$ ho_V^0$,	$\gamma^0_{\scriptscriptstyle {\it P}\phi\!$	δ_0 ,	$\delta_{\mathcal{K}}$,			
т рупа вимірювань	кг/м ³	кг/м ³	Γ/M^2	MM	MM			
Геоком Б-360, Б450, D-100, D-200, D-								
350, D-450,	154.72	57.108	162.49	3.59	1.05			
D-600, D-700, D-900 (9тт)								
Геотекс-150, 200, 300, 400, 500, 600	226.91	22.76	256 /1	2 60	1 1 3			
(6тт)	220.91	22.70	230.41	2.00	1.15			
Бабовна (3тт)	435.56	271.08	28.743	0.36*	0.066			
	*	*	*	0.30*	*			
Вовна (5тт)	803.03	70.042	157.33	0.43*	0.20*			
	*	*	*	0.45	0.20**			
Гідрофобні	ПС и П	IС (б)						
Група вимірювань	$ ho^0,$	$ ho_V^0$,	$\gamma^0_{ hophapha n}$,	δ_0 ,	$\delta_{\mathcal{K}}$,			
	кг/м ³	кг/м ³	Γ/M^2	MM	MM			
Холлофайбер м.Р15, с.Р5191, х.FP205,	46.876	9.158	143.06	9.84	-			

м.Р453, м.Р608 (5тт)					
Тканий нейлон (3тт),	338 0*	195.52	36.902	0 50*	
сітчатий поліестер (1т)	550.0	*	*	0.39	-
Вовна (45 %) с віскозой (55 %) (2тт)	550 52	25616	40.050		
Вовна (45 %) с поліестером (55 %)	332.33	330.10 *	40.939	0.42*	-
(2TT)	-1-				
РТFЕ/нейлон, бабовна / поліестер, PU/	661 26	146.02	01 067		
поліестер, щільний поліестер, TPU	001.30 *	140.92	02.007 *	0.46*	-
поліестер, нейлон ТРU (6тт)	•	•	•		



Рис. В2. Схематичне зображення внутрішньої структури ТПС, утвореної проникними (б) для флюїдних потоків або непроникними (а) нитками (мезопо́ри в нитках показані, умовно, у вигляді еліпсоїдів обертання).



Рис. ВЗ Змінення нахилу $\rho_V(\Pi)$ -залежності, викликані використанням ефективної пористості $\Pi_{\mathcal{F}}$ для чисто-бавовняних полотен (Зтт) і заміною фіктивного $\rho_M = 1521.3$ кг/м³ на більш реальне $\rho_M = 837.1$ кг/м³.

Додаток Г.

Приклад розрахунку характеристик пористого регенеруючого теплоту середовища ПС/РГ для регулярної структури щільно-укладених металевих сіток. Метою цього додатку є демонстрація прикладу, використання запропонованого в дисертації методу підвищення ефективності регенерації теплоти в пористих насадках. Приведемо для зручності аналізу дві таблиці Γ 1, Γ 2 у яких зібрані теплофізичні властивості типових ПС/РГ- пристроїв. Таблиця Γ 1. Дані по густині ρ , теплоємності C_P , теплопровідності λ , температуропровідності χ і ρC_P -фактору для фтористої бронзи (ФБ) складу (мідь Cu=95,45%, залізо Fe=0,1%, олово Sn=3,8%, цинк Zn=0,3%, свинець Pb=0,05%, фосфор P=0,3%) і її чистим компонентам-металам, а також газу H₂ [1, NBS].

Ренорина	C_P ,	$\left \tilde{C}_{P} / \tilde{C}_{P} \right _{0} = \kappa r/2$) W/mK	$\chi \cdot 10^6$,	ρC_P ,
Течовина	kJ∣kgK	or , or _{ig}	ρ , KI/III	λ, ψ/ ΠΠΚ	m ² /s	kJ m ³ K
$H_{2}(g)$	14,51	1,0	0,0491	0,718	381,5	0,7124
ФБ (s)	0,435	0,9498	8875	81,3	21,06	3860,6
Cu (s)	0,3846	0,8398	8920	401	116,9	3430,6
Fe (s)	0,4502	0,8640	7874	80,4	22,68	3544,9
Sn (s)	0,2284	0,9316	7310	66,8	40,01	1669,6
Zn (s)	0,3885	0,8727	7133	116	41,86	2771,2
Pb (s)	0,1286	0,9156	11342	35,3	24,20	1458,5

Таблиця Г2. Порівняння термоакумулюючого фактора ρC_P для газів, рідин і металів при T = 298 К.

Речовин а	М, г/моль	<i>ρ</i> , кг/м ³	С _Р , кДж/(кгК)	λ, mBt/m K	η, m∏a∙c	χ·10 ⁶ , м²/c	ρ <i>С_Р,</i> кДж/м ³ К
Н ₂ (0,1МПа)	2	0,088 2	14,14	179,2	0,0089	143,7	1,247
Н ₂ (8МПа)	2	6,125 6	14,62	190,1	0,0091	2,122	89,56
Н ₂ О (8МПа)	18	1000, 4	4,170	617,5	0,8989	0,148	4171,7
СО ₂ (8МПа)	44	754,1 5	3,930	87,52	0,0651	0,0295	2963,8

ФБ (0,1МПа)	60	8875	0,435	81300	21,06	3860,6
Си (0,1МПа)	64	8920	0,385	401000	116,9	3430,6

Т.зв. термоакумулюючий фактор ρC_p показує в обох випадках застосування, з одного боку, газових надкритичних щільних теплоносіїв, а з другого боку, рідких теплоносіїв, що останні більш перспективні в теплоенергетиці, не дивлячись на значно більші густини які збільшують, відповідно, гідравлічний опір. Додамо також, що введення гідравлічного радіуса: $r_h = V_r / A_r$ за допомогою погане-визначеної, на наш погляд внутрішньої площі тепломасообміну A_r не є оптимальною процедурою для опису регулярних ПС.

Згадаємо, що стандартний підхід до розгляду дії регенераторів базується на поняттях *приведеної довжини* Λ , та *приведеного періоду дуття* Π :

$$\Lambda = \frac{\alpha A_r L}{u_{//} C_p m_f} (\Gamma 1) \qquad \Lambda = \frac{\alpha A_r t}{C_M m_M} (\Gamma 2) \qquad \frac{\Lambda}{\Pi} = \left(\frac{L}{t u_{//}}\right) \left(\frac{m_M}{m_f}\right) \left(\frac{\tilde{N}}{\tilde{N}_M}\right) \tag{\Gamma3}$$

Тобто виключеними з аналізу є не тільки дуже важливий додаток (αA_r) але і відношення реальних густин флюїду і твердої матриці:

$$\frac{\rho_M}{\rho_f} = \left(\frac{m_M}{m_f}\right) \left(\frac{V_f}{V_M}\right) \tag{F4}$$

також не враховане бо відношення обсягів в (ГЗ) відсуне. Навіть ще більш суттєвим недоліком стандартного аналізу дії регенераторів з допомогою (Г1-ГЗ) є відсутність градієнту тиску $\Delta P/L$, який характеризує безпосередньо (див. закон Дарси, наприклад) і швидкість течії флюїду $u_{//}$ скрізь ПС/РГ. Цій фактор треба враховувати у будь-якому аналізу за допомогою або критерія Фанінгу, або безрозмірному коефіцієнту тертя для флюїду (*f*) пропорційного критерію Стантона. Це було зроблено в даної дисертації.

Порівняємо два варіанти РГ-сітки, виконаної з тонкого дроту (ФБ (фтористої бронзи) або Си (міді) – див Табл. Г2,3) з діаметрами: d₁ = 25,4 мкм і $d_2 = 53,4$ мкм, щоб мати уяву про стандартно-рекомендований в дисертації порядок характеристик ПС. Індекс г відповідає нижче критеріям регенерації. В першому випадку береться сітка з числом плетінь 400х400 на довжині її фронтального до потоку флюїду ребра d = 25,4 мм. Неважко встановити, що відповідний «просвіт» між сусідніми дротами складе 38,1 мкм, тобто 1,5d₁(лінійний розмір пустої комірки). У другому випадку передбачається 200х200 плетінь при тому самому розмірі ребра d = 25,4 мм. Це дає величини розміру комірки 73,6 мкм, тобто 1,38d₂. Наведені в [1] оцінки фактора Нуссельта в ПС Nur і фактора Рейнольдса в ПС Rer знаходились в інтервалах $Nu_r \in [1 \div 6]$ для першої сітки при зміненні $Re_r \in [1 \div 30]$ і, аналогічно, $Nu_r \in [3 \div 7]$ для другої сітки при зміненні $Re_r \in [12 \div 60]$. Як і слід було очікувати, критерій Фаннінга в ПС F_r понижується із зростанням критерія Re_r . Він змінюється як $F_r \in [3,3 \div 1,5]$ для першої сітки при збільшенні $Re_r \in [10 \div 34]$ і $F_r \in [3 \div 1, 4]$ для другої сітки при $Re_r \in [12 \div 50]$.

Зауважимо, що будь-який вибір теплофізичного критерія Pr, тобто суто характеристики флюїду, не буде якісним чином змінювати *ці тенденції зростання числа* Nu_r і зменшення числа F_r . На жаль, практична користь цього висновка явно обмежена неточністю цих наближених оцінок.

Проведемо розрахунки для цих двох простих, але реалістичних регулярних ПС РГ-моделей, які мають кубічну форму з поздовжніми, прямокутними по перерізу, порожнистими каналами для транспорту флюїду. Вони утворені n = 1000 щільно притиснутими одна до одної сітками з ФБ-речовина.



Рис. $\Gamma 1 - L_1 = 25,4$ мм; $d_1 = 25,4$ мкм; $(d_1^{комірки} = 38,1$ мкм), 400х400. $L_2 = 25,4$ мм; $d_2 = 53,4$ мкм; $(d_2^{комірки} = 73,6$ мкм), 200х200.

Перевагою пропонованої нами регулярної ПС-конструкції є можливість оцінки поздовжньої (показаної стрілкою) і поперечної складових потоків тепла і маси. В якості факторів оптимізації природно розглядати максимальне відношення коефіцієнту тепловіддачі до коефіцієнту тертя: $(\alpha / f)_r$, з теорії Нуссельта, яке спирається на механічну оцінку гідравлічного радіусу r_h і швидкість u:

$$(\alpha / f)_r = \rho C_P u / 2 = \lambda \cdot N u_r / (4r_h)$$
(\Gamma5)

$$\left(\rho u\right)_{r} = \eta R e_{r} \cdot \varepsilon / \left(4r_{h}\right) \tag{\Gamma6}$$

де ε і r_h знайдені тут для моделі ПС РГ (Рис. Г1)

$$\varepsilon_{1} = \frac{V_{r}}{V'} = \frac{(38,1)^{2} \cdot (10^{-6})^{2} 25, 4 \cdot 10^{-3} \cdot 4^{2} \cdot 10^{4}}{(25,4)^{3} \cdot (10^{-3})^{3}} = 0,36$$
$$r_{h1} = \frac{V_{r}}{A_{r}} = \frac{(38,1)^{2} \cdot (10^{-6})^{2} 25, 4 \cdot 10^{-3} \cdot 4^{2} \cdot 10^{4}}{(4 \cdot 38,1) \cdot 10^{-6} \cdot 25, 4 \cdot 10^{-3} \cdot 4^{2} \cdot 10^{4}} = 9,525 \cdot 10^{-6} M$$

Дані по водню H₂ беремо при T = 500 K; $P_0 = 0,1$ МПа; $\rho = 0,0491$ кг/м³; $C_P = 14,51$ кДж/(кг·К); $\lambda = 0,2718$ Вт/мК; $\nu = 257,4 \cdot 10^{-6}$ м/ c^2 , а також при T = 298 K; P = 8 МПа; $\rho = 6,1256$ кг/м³; $C_P = 14,62$ кДж/(кг·К); $\lambda = 0,190$ Вт/мК; $\nu = 1,4856 \cdot 10^{-6}$ м/ c^2 .

Звідси, по рівнянню (Г6) при двох експериментальних значеннях λ

Це зменшення обох швидкостей $u^{min/max}$ відбулося із значного стрибка вниз значення кінематичної в'язкості. Він, в свою чергу, пояснюється надто малим значенням густини водню ρ при T = 500 К. Визначимо також два відповідні $Nu_1^{min} = 1$ і $Nu_1^{max} = 6$ в рівнянні (Г6) варіанти:

$$T = 500$$
 K, $P_0 = 0.1$ MIIa

$${}^{\rho C_P} \left(\frac{\alpha}{f} \right)_1^{min} = \frac{0,0491 \cdot 14,51 \cdot 2,432}{2} = \begin{cases} 0,8663 \frac{\kappa \beta \omega}{M^2 \cdot c \cdot K} \\ u = 72,964 \Rightarrow 25,991 \frac{\kappa \beta \omega}{M^2 \cdot c \cdot K} \end{cases}$$

$$Nu^{max} \left(\frac{\alpha}{f} \right)_1^{min} = \frac{0,2718 \cdot 1}{4 \cdot 9,525 \cdot 10^{-6}} = 713,4 \cdot 9 \frac{\beta \omega}{M^2 \cdot c \cdot K} = \begin{cases} 7,135 \frac{\kappa \beta \omega}{M^2 \cdot c \cdot K} \\ \rho C_P \Rightarrow 42,803 \frac{\kappa \beta \omega}{M^2 \cdot c \cdot K} \end{cases}$$

$$T = 298$$
 К, $P = 8$ МПа

$${}^{\rho C_P} \left(\frac{\alpha}{f} \right)^{min} = \frac{6,1256 \cdot 14,62 \cdot 0,01404}{2} = \begin{cases} 0,6287 \frac{\kappa \mathcal{A} \mathcal{H}}{M^2 \cdot c \cdot K} \\ \partial \pi 0,421 M / c \Longrightarrow 18,852 \frac{\kappa \mathcal{A} \mathcal{H}}{M^2 \cdot c \cdot K} \end{cases}$$

Тобто оцінка по ρC_P дає при T = 500 К гірший результат.

Для другої сітки (див. Рис. А1) знаходимо:

$$\varepsilon_{2} = \frac{(73,6)^{2} \cdot (10^{-6})^{2} 25, 4 \cdot 10^{-3} \cdot 2^{2} \cdot 10^{4}}{(25,4)^{3} \cdot (10^{-3})^{3}} = 0,336$$

$$r_{h2} = \frac{(73,6)^{2} \cdot (10^{-6})^{2} 25, 4 \cdot 10^{-3} \cdot 2^{2} \cdot 10^{4}}{(4 \cdot 73,6) \cdot 10^{-6} \cdot 25, 4 \cdot 10^{-3} \cdot 2^{2} \cdot 10^{4}} = 18, 4 \cdot 10^{-6} M$$

$$n_{2} = \frac{25,4}{53,4 \cdot 10^{-3}} = 476$$

Порівняємо по даних Табл. Г3 стани сильно розрідженого водню (*ig*) H₂ при P = 0,1 МПа і P = 8 МПа (тобто сильно стиснутого при загальній надкритичній температурі T = 298 К.

Флюїд	<i>Р</i> , МПа	ρ, кг/м ³	С _Р , <u>кДж</u> кг · К	$\frac{\lambda}{M} \cdot K$	η ·10 ³ , Па · с	$\frac{\gamma \cdot 10^6}{c},$	$\frac{v \cdot 10^6}{c},$	$ \rho C_P, $
$H_2(g)$	0,1	0,0882	14,14	0,1792	0,0089	143,7	100,9	1,247
$H_2(f)$	8	6,1256	14,62	0,1901	0,0091	2,122	1,486	89,56

Оскільки для *першої сітки*: $\varepsilon_2 = 0,36$; $r_h = 9,525 \cdot 10^{-6}$ м і n = 1000, то ми визначаємо вплив r_h на $(\alpha / f)_r \approx (\alpha / \varepsilon)_r$, де $Nu_r(1) \in [1 \div 6]$

$$\left(\frac{\alpha}{f}\right)^{Nu} = \frac{\lambda Nu_r}{4r_h} \qquad \qquad \left(\frac{(0,1792\cdot 1)}{(0,1901\cdot 1)}\right) = 4,703 \frac{\kappa \square \mathcal{H}}{M^2 \cdot c \cdot K}$$
$$\left(\frac{(0,1901\cdot 1)}{(0,1901\cdot 1)}\right) = 4,990 \frac{\kappa \square \mathcal{H}}{M^2 \cdot c \cdot K}$$

$$npu \ Nu_r(1) \in [1 \div 6] \qquad (0,1792 \cdot 6) / (38,1 \cdot 10^{-6}) = 28,220 \frac{\kappa \mu \omega}{M^2 \cdot c \cdot K} \\ Re_2 \in [1 \div 30] \qquad (0,1901 \cdot 6) / (38,1 \cdot 10^{-6}) = 29,937 \frac{\kappa \mu \omega}{M^2 \cdot c \cdot K}$$

3 іншого боку, по $ho C_P$ маємо оцінки

$$\left(\frac{\alpha}{f}\right)^{Re} = \frac{C_P}{2} \eta Re_r \cdot \varepsilon / [4r_h] \qquad \frac{\frac{14,14 \cdot 0,0089 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 0,36}{2 \cdot 38,1 \cdot 10^{-6}} = 0,5945 \frac{\kappa \square \varkappa}{M^2 \cdot c \cdot K}}{\frac{14,62 \cdot 0,0091 \cdot 10^{-3} \cdot 30 \cdot 0,36}{2 \cdot 38,1 \cdot 10^{-6}} = 0,5945 \frac{\kappa \square \varkappa}{M^2 \cdot c \cdot K}}{\frac{\kappa \square \varkappa}{M^2 \cdot c \cdot K}} = 18,856$$

Варто відзначити, що в цій моделі для ПС РГ-витискувача $d_1^0 = 4r_h$ і λ впоперек потоку \perp забезпечується тільки металом і таким чином є набагато більше, ніж λ для флюїду H₂. Не повна узгодженість оцінок (α/f)_r по Nu і Re помітна, що потребує удосконалення оцінок впливу *Pr* на процеси регенерації теплоти, у цілому.

Додаток Д.

Основні рівняння пропонованої Діаграми Вибору Флюїду (ДВФ) для альтернативних реалізацій циклу Стірлінга. В цьому Додатку представлені основні п'ять характеристичних рівнянь, які формують ДВФ для будь-яких потенційних теплоносіїв. Вони виражені спочатку (Д1), з допомогою приведених змінних до параметрів Бойля { ρ_B, T_B, P_B }, а потім (Д2) приведених змінних принципу відповідних станів до критичних параметрів { ρ_c, T_c, P_c }.

Запишемо перший ряд безрозмірних змінних для двох точок Бойля (В):

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_B} = b\rho, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_B} = \frac{k_B T b}{a}, \quad \bar{P} = \frac{P}{\rho_B k_B T_B} = \frac{P b^2}{a}. \tag{Д1}$$

Таблиця Д1. Діаграма вибору флюїду(ДВФ) для однофазного робочого теплоносія флюїду і області його перспективного застосування в замкнутих циклах (*B*-зміни).

N	Позначення (умова)	$\overline{T}(\overline{\rho}) \leftrightarrow T(\varepsilon)$	$\overline{P}(\overline{ ho}) \leftrightarrow \overline{P}(\varepsilon)$	Рівняння
1	спінодаль $\left(\partial \overline{P} / \partial \overline{\rho}\right)_{\overline{T}} = 0$	$\overline{T}^{sp} = 2\overline{\rho}(1-\overline{\rho})^2 =$ $= 2(1-\varepsilon)\varepsilon^2$	$\overline{P}^{sp} = \overline{\rho}^2 - 2\overline{\rho}^3 =$ $= (1 - \varepsilon)^2 - 2(1 - \varepsilon)^3$	Д5
2	квазіспінодаль $\left(\partial^2 \overline{P} / \partial \overline{\rho}^2\right)_{\overline{T}} = 0$	$\overline{T}^{qsp} = (1 - \overline{\rho})^3 =$ $= \varepsilon^3$	$\overline{P}^{qsp} = \overline{\rho}(1 - 3\overline{\rho}) + \overline{\rho}^3 =$ $= (1 - \varepsilon)(3\varepsilon - 2) + (1 - \varepsilon)^3$	Д6
3	ml -границя $\left(\partial \overline{P} \ / \ \partial \overline{ ho} ight)_{\overline{T}} = \overline{T}$	$\overline{T}^{ml} = \frac{2(1-\overline{\rho})^2}{2-\overline{\rho}} = \frac{2\varepsilon^2}{1+\varepsilon}$	$\overline{P}^{ml} = \frac{2\rho(1-2\overline{\rho}) + \overline{\rho}^3}{2-\overline{\rho}} =$ $= \frac{2(1-\varepsilon)(2\varepsilon-1) + (1-\varepsilon)^3}{1+\varepsilon}$	Д7
4	ZL-границя Z =1	$\overline{T}^{ZL} = 1 - \overline{\rho} = \varepsilon$	$\overline{P}^{ZL} = \overline{ ho} (1 - \overline{ ho}) =$ = $(1 - \varepsilon) \varepsilon$	Д8
5	Інверсія λ = 0	$\overline{T}^{inv} = 2(1 - \overline{\rho})^2 =$ $= 2\varepsilon^2$	$\overline{P}^{inv} = (1 - \overline{\rho}) - \frac{3}{4} (1 - \overline{\rho})^2 =$ $= \varepsilon - \frac{3}{4} \varepsilon^2$	Д9

Вводячи внутрішню пористість флюїду $\varepsilon = \varepsilon_{\phi}$, представимо ДВФ в термінах співвідношень (Д1).
Запишемо другий ряд безрозмірних змінних (див. підрозділ 2.4.2):

$$\omega = \rho / \rho_c, \quad \tau = T / T_c, \quad \pi = P / P_c.$$
 (62)

Досить простому кубічному рівнянню ван дер Ваальса відповідають параметри однієї критичної точки (КТ), прямо зв'язані з *В*-параметрами

Бойля:
$$\rho_c^0 = \frac{1}{3b} = \frac{\rho_B}{3}, \quad T_c^0 = \frac{8a}{27bk_B} = \frac{8T_B}{27}, \quad P_c^0 = \frac{a}{27b^2} = \frac{\rho_B k_B T_B}{27}.$$
 (Д3)

Вони приводять до співвідношень між змінними Таблиці Д1 і Таблиці Д2:

$$\overline{\rho} = \omega / 3, \quad \overline{T} = 8\tau / 27, \quad \overline{P} = \pi / 27. \tag{Д4}$$

Таблиця Д2. Характеристичні лінії універсальної ДВФ-діаграми в ПВСзмінних, теорії подібності.

N	Позначення (умовні)	$ au(\omega)^{*)}$	$\pi(\omega)^{*)}$	Рівнянн я
1	спінодаль $(\partial \pi / \partial \omega)_{\tau} = 0$	$\tau^{sp} = \frac{\omega}{4} (3 - \omega)^2$	$\pi^{sp} = \omega(3 - 2\omega)$	(Д5')
2	квазіспінодаль $\left(\partial^2 \pi / \partial \omega^2\right)_{\tau} = 0$	$\tau^{qsp} = \frac{\left(3 - \omega\right)^3}{8}$	$\pi^{qsp} = 9\omega(1-\omega) + \omega^3$	(Дб')
3	ml-границя $(\partial \pi / \partial \omega)_{\tau} = \tau$	$\tau^{ml} = \frac{9(3-\omega)^2}{4(6-\omega)}$	$\pi^{ml} = \frac{3\omega \left(\omega^2 - 12\omega + 18\right)}{6 - \omega}$	(Д7')
4	$ZL-границя^{**)} \left[\pi / (\omega \tau) \right]^{-1} = Z_c^0$	$\tau^{ZL} = \frac{9}{8} (3 - \omega)$	$\pi^{ZL} = 3\omega(3-\omega)$	(Д8')
5	інверсія λ = 0	$\tau^{inv} = \frac{3}{4} (3 - \omega)^2$	$\pi^{inv} = 18\omega - 9\omega^2$	(Д9')
6	T_c^0 -ізотерма $\tau_c = 1$	$\pi_g(\omega) = \frac{8\omega}{3-\omega} - 3\omega^2$	$\left(\frac{\partial \pi_g}{\partial \omega}\right)_{\tau_c} = \left(\frac{\partial^2 \pi_g}{\partial \omega^2}\right)_{\tau_c} =$	⁰ (Д10)
7	P_c^0 -ізобара $\pi_c = 1$	$\tau_g(\omega) = \frac{(3-\omega)(1+3\omega^2)}{8\omega}$	$\left(\frac{\partial \tau_g}{\partial \omega}\right)_{\pi_c} = \left(\frac{\partial^2 \tau_g}{\partial \omega^2}\right)_{\pi_c} = 0$	(Д11)
8	$ \rho_c^0 $ -isoxopa $ \omega_c = 1 $	$\pi_{\omega=1} = 4\tau \equiv Ri_c^0 \tau$	$\frac{d\pi_{\omega=1}}{d\tau} = Ri_c^0 = 4^{**}$	(Д12)

*) співвідношення $Z_c^0 = 3/8$ і $Ri_c^0 = 4$ виконуються тільки для вдВ-флюїду.

Для практичного використання цієї таблиці на по-передньому етапі проектування циклу треба знати тільки дійсні КТ-параметри речовини. З їх допомогою встановлюються три основні проекції ДВФ-діаграми, показані на Рис. Д1-Д3. На наступному етапі проектування повинна використовуватись детально розроблена методологія побудування діаграми Стирлінга, яка замінює, зокрема, середньо-польові (Z_c^0, Ri_c^0) -величини на їх дійсні значення (Z_c, Ri_c) для вибраної речовини.



Рис. Д1. ДВФ (діаграма вибору флюїду), яка пропонується в роботі, з двома областями фазових переходів ФП1 і ФП2 (при $\tau \ge 1$ показана умовна декорована решітка наноструктури) в π , ω -проекції.



Рис. Д2. ДВФ (π , τ -проекція), яка пропонується в роботі, з двома областями фазових переходів: ФП1 (показані тільки гілки спінодалі, але, згідно ФТ-моделі нижче T_c є дві лінії: точок *кипіння* і точок *роси*, які обмежують *інтерфазу* (interphase)) і ФП2.



Рис. ДЗ. ДВФ (τ , ω -проекція), яка пропонується в роботі, з двома областями фазових переходів: ФП1 (звертає на себе увагу геометрична подібність трьох ліній, які його утворюють: *sp* (спінодалі), бінодалі (не показана тут) і лінії Δ =2-контуру. Більш детальна розробка діаграми Стірлінга, замінює, зокрема середньо- польові (Z_c^0, Ri_c^0) величини на їх дійсні значення (Z_c, Ri_c) для вибраної речовини.



україна публічне акціонерне товариство «ОДЕСЬКИЙ ЗАВОД ПОРШНЕВИХ КІЛЕЦЬ»

УКРАИНА ПУБЛИЧНОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО «ОДЕССКИЙ ЗАВОД ПОРШНЕВЫХ КОЛЕЦ»

вул. Желябова, 4, м. Одеса, 65033 тел. (0482) 34-24-86, тел./факс (0482) 34-03-72 Р/р 26006037745900 в АТ «УКРСИББАНК» в м. Одеса МФО 351005; Код за ЄДРПОУ 00235878

Nº 178/01 на №

ул. Желябова, 4, г. Одесса, 65033 тел. (0482) 34-24-86, тел./факс (0482) 34-03-72 Р/с 26006037745900 в АО «УКРСИББАНК» в г. Одеса МФО 351005; Код за ЕГРПОУ 00235878

Проректору з наукової роботи Одеської національної академії харчових технологій к.т.н., доц.. Поваровій Н.М.

АКТ впровадження

результатів дисертаційної роботи аспіранта Швець Марини Вікторівни «Теплофізичне моделювання транспорту вологої пари в тонких пористих середовищах і напівпроникних мембранах»

Даним актом засвідчуємо, що результати дисертаційної роботи Швець Марини Вікторівни на тему «Теплофізичне моделювання транспорту вологої пари в тонких пористих середовищах і напівпроникних мембранах» впроваджені в роботу ПАТ «Одеський завод поршневих кілець».

enot anos Генеральний директор ПАТ «ОВІ ЦКАВОД ПОРШНЕВИ 22002

Ю.М.Голованов

ЗАТВЕРДЖУЮ BITH Ректор Одеської національної анадеми хабнових технологій зероф. Єгоров Б.В. 2019 p.

АКТ ВПРОВАДЖЕННЯ

результатів наукових досліджень за дисертацією

Ми, що нижче підписалися, проректор з науково-педагогічної та навчальної роботи доц.. Трішин Ф.А., з одного боку, та проректор з наукової роботи доц. Поварова Н.М., з іншого боку, даним актом підтверджуємо, що результати наукових досліджень за дисертацією Швець Марини Вікторівни на тему: «Теплофізичне моделювання транспорту вологої пари в тонких пористих середовищах і напівпроникних мембранах», яка виконана під науковим керівництвом доктора фізико-математичних наук, професора Роганкова Віталія Борисовича за спеціальністю 05.14.06 - «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика» впроваджено у навчальний процес для поглибленого вивчення курсу «Фізика у розділах Електромагнетизм та Термодинаміка» для студентів спеціальністі 122 «Комп'ютерні науки»,123 «Комп'ютерна інженерія», 183 «Технологіі захисту навколишньго середовища»

Додаток: витяг з протоколу засідання кафедри фізики та матеріалознавства.

Проректор з науково-педагогічної та навчальної роботи Ф.А. Трішин M

Проректор з наукової роботи Н.М. Поварова

ВИТЯГ

з протоколу № <u>4</u> засідання кафедри фізики та матеріалознавства Одеської національної академії харчових технологій

від « <u>10</u> » <u>10</u> 2019 р.

СЛУХАЛИ

аспіранта кафедри фізики та матеріалознавства Швець Марину Вікторівну, науковий керівник доктор фізико-математичних наук, професор Роганков Віталій Борисович, про впровадження результатів наукових результатів за дисертаційною роботою на тему: «Теплофізичне моделювання транспорту вологої пари в тонких пористих середовищах і напівпроникних мембранах».

УХВАЛИЛИ:

Рекомендувати одержані результати наукових досліджень до впровадження у навчальний процес, для поглибленого вивчення курсу «Фізика» за спеціальністю 122 «Комп'ютерні науки»,123 «Комп'ютерна інженерія», 183 «Технологіі захисту навколишньго середовища»

Завідувач кафедри фізики та матеріалознавства

Ad

Сергєєва О.Е.

Секретар кафедри

Нікітенко Т.О.