

3332-253

Б36/075/

Міністерство освіти і науки України

№ 44

М.М. Чепурний, С.Й. Ткаченко

ОСНОВИ ТЕХНІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ

*Затверджено Міністерством освіти і науки України
як підручник для студентів технічних спеціальностей
вищих навчальних закладів*

Вінниця – 2004

УДК 621.1.016.7(07)

ББК 31.311я73

Ч-44

Чепурний М.М., Ткаченко С.Й. Основи технічної термодинаміки. –
Вінниця: “Поділля-2000”. – 2004. – 352 с.

В підручнику викладені характеристики термодинамічних систем, види енергії, форми енергообміну, закони та ефективність енергоперетворень. Розглянуті термодинамічні властивості та термодинамічні процеси ідеальних і реальних газів. Викладені основи хімічної термодинаміки і процесів горіння палив. Розглянуті термодинамічні цикли газотурбінних і паротурбінних установок, двигунів внутрішнього згорання, холодильних і теплонасосних установок. Викладені принципи безмашинного перетворення енергії. Наведені приклади практичного застосування теоретичних положень і ексергетичного аналізу.

Рецензенти: **В.А. Рейсиг**, д-р техн.наук
(Інститут технічної теплофізики НАН України),
С.М. Саф’яни, д-р техн.наук
(Донецький державний технічний університет),
В.Р. Кулінченко, д-р техн.наук
(Національний університет харчових технологій),
П.С. Берник, д-р техн.наук
(Вінницький сільськогосподарський університет).

Затверджено Міністерством освіти і науки України як підручник для студентів технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

Лист Міністерства освіти і науки України № 1/11-771 від 13.03.2002р.

ISBN 966-8213-10-6

© М.М.Чепурний, С.Й.Ткаченко

© Видавництво «Поділля-2000»



ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА	7
1. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ	8
1.1. Предмет і метод термодинаміки	8
1.2. Термодинамічні системи. Види енергії і форми обміну енергією в термодинамічних системах	11
1.3. Стан термодинамічної системи, параметри і функції стану	14
1.4. Термодинамічні процеси, координати стану і потенціали взаємодії	16
1.5. Рівноважні та нерівноважні, оборотні та необоротні процеси	18
1.6. Поточні процеси	21
1.7. Робоче тіло. Рівняння стану робочого тіла	22
2. ЗАКОНИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ В ТЕРМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ	28
2.1. Внутрішня енергія	28
2.2. Ентальпія	30
2.3. Робота	32
2.3.1. Загальні поняття	32
2.3.2. Робота зміни об'єму	33
2.3.3. Робота зміни тиску	35
2.4. Теплота	37
2.5. Основні закони і основні рівняння термодинаміки	40
2.5.1. Перший закон термодинаміки	40
2.5.2. Рівняння першого закону термодинаміки для проточних систем	42
2.5.3. Висновки з першого закону термодинаміки	44
2.5.4. Другий закон термодинаміки	46
2.6. Перший і другий закони термодинаміки для замкнених процесів	49
2.7. Цикл Карно	52
2.8. Узагальнений цикл Карно	57
3. ЕНТРОПІЯ	60
3.1. Ентропія і термодинамічна шкала температур	60
3.2. Зміна ентропії в оборотних процесах	62
3.3. Зміна ентропії в необоротних процесах	63
3.4. Енергія дисипації та зміна ентропії в усталених потоках речовини	66
3.5. Дисипативно-репаративні перетворення енергії	70

3.6. Визначення зміни ентропії	72
3.7. Ентропія та імовірність стану	74
3.8. Рівняння Гюї-Стодоли	77
4. ТЕРМОДИНАМІЧНА ЕФЕКТИВНІСТЬ	
ЕНЕРГОПЕРЕТВОРЕННЯ	80
4.1. Обмеження перетворюваності енергії	80
4.2. Визначення ексергії та анергії	83
4.2.1. Ексергія і анергія теплоти	83
4.2.2. Ексергія робочого тіла	85
4.2.2.1. Ексергія в закритій системі робочого тіла	86
4.2.2.2. Ексергія усталеного потоку речовини	87
4.3. Ексергетичні втрати і ексергетичні коефіцієнти корисної дії	88
5. ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ РІВНЯННЯ	
ТЕРМОДИНАМІКИ	96
5.1. Характеристичні функції	96
5.2. Диференціальні співвідношення взаємності	99
5.3. Диференціальні рівняння теплоємностей	100
5.4. Диференціальні рівняння внутрішньої енергії та ентальпії	101
5.5. Диференціальні рівняння ентропії та ексергії	103
6. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ІДЕАЛЬНИХ	
ГАЗІВ І ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ	106
6.1. Властивості ідеальних газів	106
6.2. Властивості суміші ідеальних газів	109
6.2.1. Основні визначення	110
6.2.2. Калоричні параметри сумішей ідеальних газів	114
7. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ	117
7.1. Політропний процес	117
7.2. Окремі випадки політропних процесів	122
7.2.1. Ізохорний процес	122
7.2.2. Ізобарний процес	124
7.2.3. Ізотермічний процес	126
7.2.4. Адіабатний процес	130
7.3. Аналіз термодинамічних процесів	132
8. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ І ПРОЦЕСИ	
РЕАЛЬНИХ ГАЗІВ	136
8.1. Фазові діаграми	137
8.2. Умови рівноваги двофазних систем і закономірності фазових переходів	140
8.3. Аналіз рівняння Ван-дер Ваальса	143

8.4. Процеси генерації пари	144
8.5. Діаграми станів реальних речовин	149
8.6. Термодинамічні процеси реальних газів	150
8.6.1. Ізохорний процес	150
8.6.2. Ізобарний процес	153
8.6.3. Ізотермічний процес	154
8.6.4. Адіабатний процес	155
8.6.5. Процес зі сталою мірою сухості пари	156
9. ПАРОГАЗОЗІ СУМІШІ. ВОЛОГЕ ПОВІТРЯ.	
ПРОЦЕСИ З ВОЛОГИМ ПОВІТР'ЯМ	159
9.1. Властивості парогазових сумішей	159
9.2. Вологе повітря	161
9.2.1. Основні характеристики вологого повітря	161
9.2.2. Калоричні параметри вологого повітря	164
9.3. <i>h-d</i> діаграма вологого повітря	167
9.4. Термодинамічні процеси з вологим повітрям	170
9.4.1. Загальні характеристики	170
9.4.2. Процеси в теоретичній сушарці	171
9.4.3. Ізобарне охолодження вологого повітря	172
9.4.4. Ізобарне змішування двох потоків вологого повітря	174
9.4.5. Зволоження повітря парою	176
9.4.6. Зволоження повітря водою	178
10. ОСНОВИ ХІМІЧНОЇ	
ТЕРМОДИНАМІКИ	180
10.1. Загальні поняття і визначення	180
10.2. Теплові ефекти хімічних реакцій	184
10.3. Закони термохімії	185
10.4. Умови хімічної рівноваги	188
10.5. Основи хімічної кінетики	190
10.6. Хімічна спорідненість	195
10.7. Третій закон термодинаміки	199
10.8. Процеси горіння	200
11. ТЕЧІЯ І ДРОСЕЛЮВАННЯ ГАЗІВ	208
11.1. Загальні положення процесів течії	208
11.2. Адіабатна течія ідеальних газів в каналах	210
11.3. Дроселювання газів і пари	217
11.4. Процеси в ежекторах	221
12. РОБОЧІ ПРОЦЕСИ СТИСКУ І РОЗШИРЕННЯ ГАЗІВ	
В МАШИНАХ	227
12.1. Стиск газів в компресорах	227
12.1.1. Одноступінчастий компресор	227

12.1.2. Багатоступінчастий компресор	231
12.2. Робочі процеси розширення в теплових двигунах	235
13. ЦИКЛИ ПАРСИЛОВИХ УСТАНОВОК	240
13.1. Цикл найпростішої паротурбінної установки	240
13.2. Вплив параметрів пари на економічність циклу ПТУ	247
13.3. Регенеративний цикл ПТУ	250
13.4. Цикл ПТУ з проміжним перегрівом пари	254
13.5. Теплофікаційні цикли ПТУ	260
13.6. Цикли атомних електростанцій	262
14. ЦИКЛИ ГАЗОТУРБІННИХ УСТАНОВОК	266
14.1. Загальні відомості	266
14.2. Цикл ГТУ з ізобарним підведенням теплоти	267
14.3. Регенеративний цикл ГТУ	274
14.4. Цикл з багатоступінчастим стиском і нагріванням робочого тіла	278
14.5. Цикл ГТУ з ізохорним підведенням теплоти	280
14.6. Цикли парогазових установок	285
15. ЦИКЛИ ДВИГУНІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ	289
15.1. Цикл ДВЗ з ізохорним підведенням теплоти	289
15.2. Цикл ДВЗ з ізобарним підведенням теплоти	296
15.3. Порівняння циклів ДВЗ Отто і Дізеля	300
15.4. Цикл ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти	301
16. ЦИКЛИ ХОЛОДИЛЬНИХ УСТАНОВОК	306
16.1. Загальні положення	306
16.2. Цикл газової холодильної машини	308
16.3. Цикл газової холодильної машини з проміжним газоохолодником	312
16.4. Цикли парокompресійних холодильних машин	315
16.5. Суміщені цикли холодильних машин	324
16.5.1. Цикл пароструминної холодильної машини	325
16.5.2. Цикл абсорбційної холодильної машини	326
16.6. Цикл теплового насоса	330
17. БЕЗМАШИННЕ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ	334
17.1. Магнітогідродинамічний генератор	334
17.2. Паливні елементи	336
17.3. Термоелектричні генератори	339
17.4. Термоелектронні генератори	344
ЛІТЕРАТУРА	346
ДОДАТКИ	347

ПЕРЕДМОВА

Написання даного підручника зумовлено кількома причинами. Головна з них – це не тільки практична недостатність підручників з термодинаміки українською мовою, але й поступове шезнення відповідної літератури російських видань, що домінували. Інші причини пов'язані з перебудовою навчального процесу у вищій школі, а також із сучасним обґрунтуванням і побудовою дисципліни «Технічна термодинаміка». Скорочення лекційних годин віддає пріоритетну роль самостійній підготовці студентів, яка стає одним із головних засобів професійної підготовки. Це потребує відповідного методичного забезпечення, яке орієнтує студентів на придбання глибоких фундаментальних знань і здатне сприяти більш швидкої адаптації майбутнього спеціаліста до науково-технічних особливостей спеціальності.

Під цим кутом зору автори зробили спробу переглянути структурно-логічну схему викладання дисципліни з метою подання найсуттєвих знань в сприйнятних формах, уникаючи зайвого дублювання матеріалу з фізики. Тому перш за все викладаються закони енергоперетворень в термодинамічних системах, ефективність цих енергоперетворень, методи термодинамічного аналізу та їх застосування до тепло-технологічних об'єктів, вивчення яких ще попереду. Така інверсія, на нашу думку, дозволяє підкреслити важливість придбання теоретичних знань для вирішення прикладних професійних задач. Автори намагалися зробити «наголос» на фундаментальних зв'язках, закладаючи необхідну базу для подальшого вивчення спеціальних дисциплін. Авторами використовувався і так званий «лакунарний» метод, коли викладання матеріалу не є абсолютно точним, але відрізняється більшою наочністю. Це, на їх погляд, повинно сприяти кращому розумінню і засвоєнню окремих положень дисципліни.

Автори вдячні рецензентам за корисні зауваження і поради в процесі написання підручника.

Зауваження і відгуки просимо надсилати за адресою: 21021, м.Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВДТУ, кафедра теплоенергетики.

1. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ

1.1. Предмет і метод термодинаміки

Термодинаміка зародилася в першій чверті XIX століття в процесі вивчення питань, зв'язаних з роботою теплових двигунів. Теорія динаміки теплоти має свій рік народження. У 1824 році французький інженер Саді Карно опублікував працю «Роздуми про рушійну силу вогню і про машини, здатні розвивати цю силу». Але цю насправді революційну працю спочатку ніхто не помітив. Вже після смерті Карно його праця була перероблена Клапейроном. Вона мала більш точне математичне обґрунтування і графічну інтерпретацію теплових процесів. Відомі зараз криві-ізотерми і адіабати починають свою історію з праць Клапейрона.

Ідеї Карно разом з ідеями Майєра (1845) про збереження енергії лягли в основу досліджень Томсона і Клаузіуса, перетворившись на два основних закони термодинаміки. Клаузіус чітко сформулював ці закони і вперше дав кількісне обґрунтування першого закону у вигляді рівняння, поєднуючого різні форми енергії. У формулювання другого закону термодинаміки він увів поняття ентропії, яка займає ключовий стрижень в побудові термодинаміки. Незалежно від Клаузіуса Томсон (пізніше лорд Кельвін) дав інше формулювання другого закону після того, як запропонував поняття про розсіяння (дисипацію) енергії, міра якої характеризує втрату роботоспроможності природних процесів.

Формування основних законів термодинаміки дозволило виявити нові закономірності для властивостей речовин під час хімічних і фазових перетворень (дослідження Гібса). «Теплова теорема» Нернста розкриває поведінку ентропії поблизу абсолютного нуля температур. Вона виявилась настільки важливою, що отримала назву третього закону термодинаміки. Можна вважати, що завдяки класичним працям Клаузіуса, Томсона, Нернста будова термодинаміки наприкінці XIX століття була майже завершена. Розробка технічної проблеми перетворення теплоти на роботу обумовила появу нової

галузі фізики, яка згодом переросла в науку, здатну досліджувати явища у різноманітних сферах діяльності.

Якщо апарат, яким користувалася термодинаміка для аналізу явищ, був уже в достатній мірі розроблений, то питання про обґрунтування термодинаміки було ще далеким до розв'язання.

Справа в тому, що система обґрунтування термодинаміки, яку запропонував Клаузіус, приводила до філософськи неприйнятних висновків. Складалося переконання, що повинна існувати нова система, позбавлена недоліків попередньої системи обґрунтування. Перші праці в цьому напрямку зв'язані з ім'ям професора Київського університету М.М.Шіллера. На сучасному етапі дуже ґрунтовною і значущою є праця А.А.Гухмана [6], в якій пропонується оригінальна система побудови термодинаміки. Для навчальної літератури традиційним є, як правило, викладання класичної теорії термодинаміки. Але ми поряд з викладанням її основ будемо розглядати як елементи сучасного обґрунтування термодинаміки, так і сучасні методи термодинамічних досліджень.

Основу термодинаміки складають універсальні об'єктивні закони природи. За законом збереження і перетворення енергії в природних процесах відбувається перетворення одних форм руху матерії в інші, а знищення або створення енергії із нічого неможливе. Цей закон має два аспекти: кількісний, який відбиває неможливість знищення енергії, та якісний, який відбиває можливість перетворення різних форм руху. Але характерним для термодинаміки є не те, що в її основі лежить цей універсальний закон (на ньому базується все сучасне природознавство), а те, що закон збереження і перетворення енергії має свою специфічну форму – форму першого закону для термодинамічних систем, які є об'єктом досліджень.

Другий закон термодинаміки також являє собою об'єктивний закон природи, який вказує на напрямок протікання природних процесів та на одностороннє необоротне перетворення енергії в процесі їх здійснення. Третій закон термодинаміки стверджує недосяжність абсолютного нуля температур.

В основі класичної термодинаміки лежить феноменологічний метод дослідження, який базується на загальних емпіричних зако-

нах природи і встановлює взаємозв'язки між макроскопічними тілами, не приймаючи до уваги мікроскопічну будову матерії.

Термодинаміка виявляє загальні співвідношення, справедливі для будь-яких систем. Предмет термодинаміки являє собою дедуктивну науку, яка, виходячи з деяких загальних закономірностей, дозволяє виявити для конкретного явища тільки йому властиві особливості. Недоліком феноменологічного методу є те, що для його застосування повинні бути визначені фізичні властивості речовин, а це потребує спеціальних експериментальних досліджень.

Так звана статистична термодинаміка у протизагу феноменологічній виходить з атомістичної будови речовини. Поведінка елементарних частинок описується методами класичної або квантової механіки, а властивості речовин визначаються статистичним усередненням дії усіх частинок, які складають тіло. Цей метод дозволяє визначити причину здійснення процесів і розкрити фізичну суть явищ, що вивчаються. Статистична, як і класична, термодинаміка є базовою теорією, котра на підставі визначеної моделі молекулярної будови термодинамічної системи дозволяє виявити конкретні властивості та співвідношення для цієї системи.

Термодинаміка як загальне учення про енергію є фундаментальною наукою. Паралельно з розвитком класичної термодинаміки розвивалася прикладна наука (технічна термодинаміка). Тут термодинамічний метод досліджень синтезується з теоретичними і експериментальними досягненнями фізики та інших наук для вирішення питань технічного прогресу. У міру того як розвиваються теоретичні та прикладні науки, коло питань, що розглядаються в технічній термодинаміці, збільшується і поглиблюється їх аналіз. Розвивається термодинаміка складних систем, в яких окрім механічних сил діють електричні, магнітні, гравітаційні та інші сили. Розвиток термодинаміки відкритих систем забезпечив застосування термодинамічних методів для дослідження біологічних систем. Ентропійні методи аналізу використовуються в теорії інформатики. Методи термодинаміки необоротних процесів застосовуються для аналізу економічних, екологічних і навіть соціальних систем. Тому без перебільшення можна сказати, що рівень знань з термодинаміки характеризує загальний рівень технічної культури інженера.

1.2. Термодинамічні системи. Види енергії та форми обміну енергією в термодинамічних системах

Об'єктом досліджень термодинаміки є обмежені області простору разом з тілами, що там перебувають. **Термодинамічною системою (ТДС)** називається сукупність тіл, здатних обмінюватись між собою енергією і речовиною. Тіла, які не входять до складу даної ТДС, прийнято об'єднувати узагальненим поняттям **зовнішнє середовище**. Термодинамічна система відгороджується від зовнішнього середовища матеріальною або уявною поверхнею, яку також називають **контрольною поверхнею**. На контрольних поверхнях виникають взаємодії ТДС із зовнішнім середовищем у формі обміну енергією або речовиною.

Якщо межі ТДС є непроникними для речовини, то систему, називають **закритою** (рис.1.1). Зрозуміло, що ТДС з проникними межами називається відкритою (рис.1.2). В закритих ТДС (рис.1.1 а) межі та об'єм речовини можуть змінюватись, однак кількість речовини залишається сталою. Відкриті термодинамічні системи мають певні просторові межі, які можуть пронизуватись одним або кількома потоками речовини. Тому **відкриті ТДС** – це системи, які можуть обмінюватись речовиною з іншими системами.

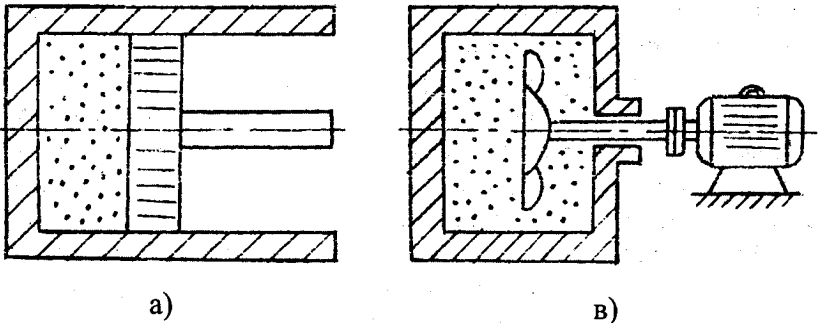


Рис.1.1. Приклади закритих ТДС.

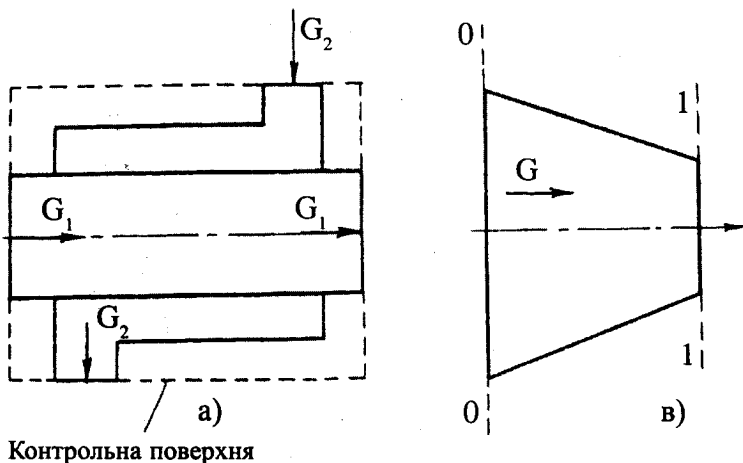


Рис.1.2. Приклади відкритих ТДС.

Термодинамічна система, яка неспроможна обмінюватись енергією або речовиною з іншими ТДС або із зовнішнім середовищем, називається **ізолюваною**. Зрозуміло, що ізолюваних систем у точному розумінні цього слова в природі не існує. Тому отримати співвідношення, які б характеризували поведінку ізолюваної системи, безпосередньо з досліду неможливо. Отже, ізолювана система – це необхідна абстракція термодинаміки, яка дозволяє визначити особливості поведінки ТДС з наближенням реальних умов до умов припинення усіх видів взаємодій, тобто до умов термодинамічної рівноваги. Ці умови формулюються у вигляді особливого принципу – принципу **самонепорушності рівноважного стану системи**.

Розглянемо тепер види і форми енергії, котрими можуть обмінюватись термодинамічні системи. Енергія має поняття загальної міри усіх форм руху матерії, які здатні перетворюватись одна в іншу. Будь-яке матеріальне тіло (система тіл) може мати рух різних форм.

Рух матерії характеризує її здатність до змін і є її невід'ємною властивістю. Розрізняють різні форми руху матерії: механічну, теплову, електричну, магнітну та інші. Передача руху від одних тіл до інших може здійснюватись як без зміни, так і зі зміною форм руху. В

першому випадку зменшення руху певної форми в одному тілі супроводжується таким самим збільшенням руху тієї ж форми в іншому тілі. В другому випадку зменшення руху певної форми в одному тілі зумовлює збільшення руху іншої форми в іншому тілі. Кількісна еквівалентність різних форм руху оцінюється єдиною для всіх форм руху матерії мірою – енергією. Таким чином, енергія являє собою загальну кількісну міру для всіх форм руху матерії, здатних перетворюватись одна в іншу.

Будь-яке матеріальне тіло в залежності від його фізичної структури здатне до різних змін, тобто може мати рух різних форм. В зв'язку з цим для характеристики руху використовують поняття виду енергії (кінетична, потенціальна, електрична, хімічна, магнітна та інші). Слід зазначити, що енергія певного виду не є незмінною в процесах енергоперетворень. В процесах передачі руху може відбуватись як щезнення колишньої так і появлення нової форми руху, але при цьому загальна міра будь-яких форм руху залишається сталою (закон збереження енергії).

Енергія, яку має будь-яке тіло, складається із **зовнішньої енергії**, властивої тілу в цілому і **внутрішньої енергії**, властивої молекулам, з яких складено тіло. Зовнішня енергія складається із кінетичної енергії руху тіла і потенціальної енергії положення центра маси тіла над певною поверхнею відліку. Вона зумовлена очевидним (упорядкованим) переміщенням тіла і наявністю силового поля. Внутрішня енергія ТДС обумовлена невидимим рухом складаючих її мікрочастинок (внутрішня кінетична енергія) і силами взаємодії між ними (внутрішня потенціальна енергія). Сумарний запас кінетичної і потенціальної енергії усіх мікрочастинок системи складає її **внутрішню енергію**, яку позначимо буквою U .

Досвідом термодинамічних досліджень було встановлено, що передача енергії від одного тіла ТДС до іншого може здійснюватись двома принципово різними способами. За першим способом енергія передається шляхом упорядкованого переміщення тіл (матеріальних частинок) в потенціальних полях (наприклад, переміщення поршня під тиском газу в циліндрі на рис. 1.1 а, переміщення заряду в електричному полі). Кількісну міру енергії макроскопічного упорядкованого руху мікрочасти-

нок в силових полях будемо називати **роботою** і позначимо її **L**. Форма передачі енергії у вигляді упорядкованого переміщення називається **здійсненням роботи**. Отже здійснення роботи – це **форма передачі енергії (енергообміну)**. З наведених прикладів зрозуміло, що робота може бути як механічного, так і немеханічного походження. Для розглянутих вище ТДС (закритих і відкритих) обмін енергією переміщення відбувається в формі здійснення механічної роботи.

За другим способом енергообмін відбувається в формі хаотичного (теплого) руху частинок і називається **теплообміном**. Цей спосіб енергообміну обумовлений наявністю різниці температур між тілами і виявляється в тому, що енергія мікрочастинок передається від більш нагрітих тіл до менш нагрітих. Таким чином, теплообмін є **мікрофізичною формою енергообміну**. Кількісна міра передаваної шляхом теплообміну енергії називається **теплотою** (тепловою роботою за виразом В.С.Жуковського) [7].

Якщо ТДС не спроможна обмінюватись енергією в формі теплообміну, то вона називається **адіабатною** (теплоізолюваною). Отже, з вищевикладеного можна констатувати, що енергообмін між тілами (системами тіл) в розглянутих ТДС може відбуватись тільки у формі здійснення роботи, в формі теплообміну або шляхом обміну речовиною. Всі інші взаємодії між тілами системи або зовнішнім середовищем так чи інакше зводяться саме до цих форм енергообміну.

1.3. Стан термодинамічної системи, параметри і функції стану

Сукупність фізичних властивостей ТДС за конкретних умов називають її термодинамічним станом. Якщо хімічний склад і фізичні властивості речовин в межах даної системи не змінюються, то така система називається **гомогенною**. Кожна гомогенна область за Гібсом називається **фазою**. Система, яка складається з двох або більше фаз називається **гетерогенною**. Стан ТДС описується певною кількістю змінних фізичних величин, які характеризують її властивості. Використовуються такі фізичні величини, значення котрих не залежить від шляху переходу системи у певний стан.

Фізичні величини, значення яких однозначно визначає стан системи і не залежить від її передісторії, називається параметрами або функціями стану.

Параметри стану мають більш просту фізичну природу і можуть бути безпосередньо виміряні на практиці (наприклад, тиск, об'єм, температура). Функції стану, недоступні для безпосереднього вимірювання, але можуть бути визначені за допомогою параметрів стану у вигляді функціональних залежностей (наприклад, внутрішня енергія, ентропія). Якщо параметри або функції стану (за змістом ці поняття рівнозначні) приймають сталі значення, то говорять, що система перебуває у певному стані. Параметри, що мають розмірності сили, розмірів, температури, називають **термічними**. Параметри, що мають розмірність одиниць енергії, називають **калоричними**. Параметри, значення яких пропорційні кількості речовини в ТДС або в певній її частині, називаються **екстенсивними** (наприклад, об'єм, внутрішня енергія, ентропія). Параметри, значення яких залишаються однаковими в усіх частинах гомогенної системи, називають **інтенсивними** (наприклад, тиск, температура). В загальному випадку будь-який екстенсивний параметр стану, поділений на масу речовини, стає питомим параметром стану. В подальшому ми будемо користуватись переважно питомими параметрами стану.

Розрізняють рівноважні та нерівноважні стани термодинамічної системи. **Рівноважним станом називають такий стан, котрий за незмінних умов зовнішнього середовища характеризується сталими значеннями параметрів системи.**

Стан ТДС, в якому температура однакова в усіх її частинах, називається **термічним рівноважним станом**. Ізольована система незалежно від свого початкового стану приходить з часом до стану рівноваги. Якщо до ізоляції системи відбувались довільні зміни (процеси), то час, за який вони припиняються після ізоляції, називається **часом релаксації**. Треба підкреслити, що перехід ізольованої системи до стану макроскопічної рівноваги не означає, що в системі встановлюється і стан мікроскопічної рівноваги. Вирівнювання фізичних величин за час релаксації якраз і відбувається завдяки безперервному руху мікрочастинок системи. Тому сталість тиску і темпера-

тури за умови досягнення рівноважного стану обумовлені сталістю середньої кінетичної енергії руху молекул. В класичній термодинаміці обмежуються описом рівноважних станів і переходів системи з одного рівноважного стану в інший.

Кількість параметрів, що необхідна для однозначного визначення рівноважного стану ТДС, залежить від її структури і тим більша, чим складніша остання. В більшості прикладних задач технічної термодинаміки зовнішні силові поля, поверхневі ефекти, а також електричні та магнітні властивості тіл системи можна не враховувати. Такі системи називаються **простими**. Внутрішній стан простої гомогенної системи однозначно визначається двома незалежними інтенсивними параметрами. В ТДС зі змінним хімічним складом для визначення стану системи необхідні додаткові величини, які б характеризували наявність (концентрацію) кожної речовини у складі суміші.

1.4. Термодинамічні процеси, координати стану і потенціали взаємодії

Рівноважний стан ТДС може змінитися тільки внаслідок зовнішнього діяння. Взаємодія системи із зовнішнім середовищем, як було з'ясовано раніше, можлива шляхом обміну енергією або речовиною. **Процес, в якому виникає зміна стану системи, називається термодинамічним процесом.** В результаті процесу відбувається зміна деяких фізичних величин в системі. **Спосіб, за яким передається зовнішня дія, називається родом взаємодії.** Дії даного роду повинна відповідати цілком конкретна фізична величина, за зміною якої можна визначити наявність цієї дії. Такі фізичні величини прийнято називати координатами стану. **Координатами стану називаються параметри, які змінюються за наявністю певної дії і не змінюються під впливом дії іншого роду.**

Розглянемо механічну і теплову взаємодію простої ТДС із зовнішнім середовищем, де енергообмін можливий тільки у формі здійснення роботи і теплообміну. Якщо газ перебуває в циліндрі під поршнем (рис.1.1 а), то необхідною умовою для здійснення роботи є переміщення поршня і зв'язана з ним зміна об'єму. Неважко зрозу-

міти, що об'єм газу V буде координатою стану в разі механічної (деформаційної) взаємодії, тому, що під час здійсненні роботи $dV \neq 0$. Слід однак зауважити, що не завжди здійснення роботи зв'язане з деформаційною зміною об'єму (див., наприклад, рис. 1.1в). Тут ми наголошуємо на тому, що зміна об'єму є необхідною ознакою (координатою) деформаційної взаємодії.

Значно складніше було виявити координату термічної (теплової) взаємодії. Неможливо шляхом попередніх міркувань визначити координату (параметр), яка характеризує зміну стану ТДС у випадку теплообміну, оскільки вона не може бути виміряна внаслідок хаотичного руху матерії. Такий параметр (точніше функція стану), який однозначно зв'язаний з теплою в процесі теплообміну, був знайдений Р.Клаузіусом і названий **ентропією**. За наявності теплообміну ентропія змінюється ($dS \neq 0$), а за відсутності його залишається сталою ($dS = 0$). Отже, координатою термічної взаємодії є **ентропія**.

Протікання хімічних і фазових перетворень в системі пов'язане зі зміною маси. В хімічних реакціях зменшується маса вихідних речовин і збільшується маса продуктів реакції. Так само в процесі фазових переходів зменшується маса речовини однієї фази і збільшується маса іншої. Наявність хімічних і фазових перетворень відповідає умові $dm \neq 0$, тому і координатою цих процесів є маса.

Хоча ознаки взаємодії, які відображаються в ТДС зміною певних параметрів (координат стану), і встановлені, але питання, що пов'язані з виникненням того чи іншого роду дії або її інтенсивністю, залишилися ще відкритими. В основу концепції рівноваги системи покладена ідея динамічної рівноваги. Система перебуває в **рівноважному стані, якщо виконується динамічна рівність зовнішньої дії та внутрішньої протидії**. Це просто показати на прикладі (рис. 1.1а). Ясно, що поршень буде залишатись нерухомим, якщо дія тиску на поршень з боку зовнішнього середовища дорівнюватиме дії тиску на поршень з боку газу в циліндрі. Аналогічна картина має місце за умови рівності температур газу і зовнішнього середовища. Для зазначених умов ТДС поводить себе так, наче вона ізольована. Досвід показує, що для будь-якого роду дії можна визначити конкре-

тний параметр, при однаковому значенні котрого в системі та зовнішньому середовищі дія даного роду не відбувається. І навпаки, нерівність певного параметра в ТДС і зовнішньому середовищі спричиняє до певної дії в системі, що обумовлює здійснення відповідного процесу. Чим більша ця нерівність, тим інтенсивніше відбувається процес. Параметри, які відповідають зазначеним вимогам, прийнято називати **потенціалами взаємодії**. Таким чином, **потенціалом взаємодії певного роду є параметр, зміна якого спричиняє до енергообміну певної форми між ТДС і зовнішнім середовищем**.

Із викладеного випливає, що потенціалом деформаційної дії є тиск, а термічної – температура. Роль потенціалу в хімічних перетвореннях відіграє функція стану, яка називається **хімічним потенціалом** і подібно до ентропії не може бути виміряна на практиці.

Отже, різниця потенціалів є неначе «рушійною силою» процесу. Вона вважається додатною, якщо відбувається збільшення відповідної координати стану, і від’ємною зі зменшенням останньої. В першому випадку здійснюється передача дії до зовнішнього середовища від системи, а в другому – навпаки.

З розглянутого видно, що потенціалами взаємодії можуть бути тільки інтенсивні параметри, а координатами взаємодії – екстенсивні.

1.5. Рівноважні та нерівноважні, оборотні та необоротні термодинамічні процеси

Із попереднього зрозуміло, що для виконання процесів у ТДС, яка перебуває в рівноважному стані, необхідна, наявність зовнішніх дій – енергообміну між системою і зовнішнім середовищем. Критерієм можливості здійснення процесів є різниця потенціалів (зовнішнього і внутрішнього), тобто $d\Pi \neq 0$. Якщо різниця потенціалів дуже мала ($d\Pi \rightarrow 0$), то з достатньою для практики точністю можна вважати, що в усіх частинах ТДС значення параметрів у даний момент залишаються сталими. Під час здійснення такого процесу параметри стану змінюються настільки повільно, що система наче перебуває у рівноважному стані.

Дуже повільний процес, в якому в кожний момент часу встигає встановлюватись рівновага, називається квазістатичним.

Розглянемо це положення на прикладі (рис. 1.3). Нехай система, що складається з пружини і ваги, перебуває у рівноважному стані (потенціал зовнішніх сил урівноважений потенціалом внутрішніх сил пружини). Якщо збільшити масу на dm , то центр маси (точка O_1) переміститься донизу на відстань dZ (точка O_1'), а пружина зазнає дуже малого розтягнення. Процес переміщення маси з положення O_1 у положення O_2 буде складатись з великої кількості елементарних переміщень, обумовлених елементарними довантаженнями, сума яких дорівнює Δm .

Зовсім інакше відбувається процес при раптовому довантаженні маси на величину Δm . В разі різкого переміщення ваги з точки O_1 до точки O_2 система проминає ряд положень, в яких рівновага не встановлюється. Процес, котрий являє собою послідовність станів, серед яких не всі є рівноважними, називається нерівноважним.

Нерівноважні процеси можуть викликати в системі різноманітні ефекти. У нашому приладі процес розтягнення пружини зумовлює прискорений рух ваги і елементів пружини, тобто зміну кількості руху системи. Для нерівноважних процесів теплообміну характерне зростання ентропії, про що буде мова далі.

Класична термодинаміка не дозволяє описувати нерівноважні стани і процеси. Тому усілякі процеси, які здійснюються в природі або в технічних пристроях, розглядають як процеси, що переводять систему з певного початкового рівноважного стану в певний кінцевий рівноважний стан без урахуван-

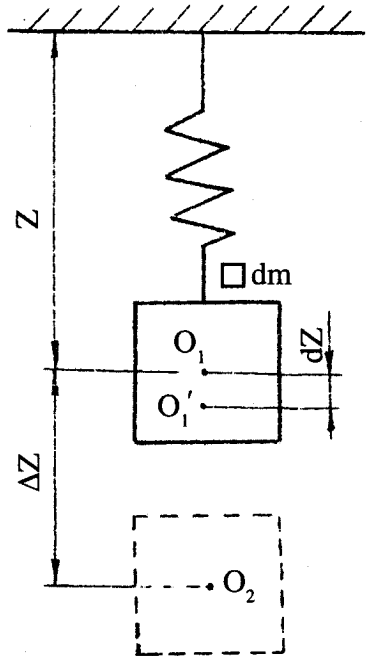


Рис. 1.3.

ня проміжних станів системи. Виходячи з цього положення, можна визначити кількісні співвідношення для певних термодинамічних процесів.

С.Карно ввів поняття «ідеалізований процес», яке має фундаментальне значення в термодинаміці. Таким процесом є **оборотний процес, тобто процес, в якому систему можна повернути в початковий стан без будь-яких змін у зовнішньому середовищі.** При цьому процес має протікати як в прямому, так і в зворотному напрямку, проминаючи однакові проміжні стани. Якщо під час здійснення процесу початковий стан ТДС без зміни у зовнішньому середовищі поновити неможливо, то процес називають **необоротним.** За визначенням оборотність процесу зумовлює не тільки повернення системи у початковий стан (це якраз завжди можливо), але й те, що при оберненні процесу не повинно трапитися ніяких змін у зовнішньому середовищі.

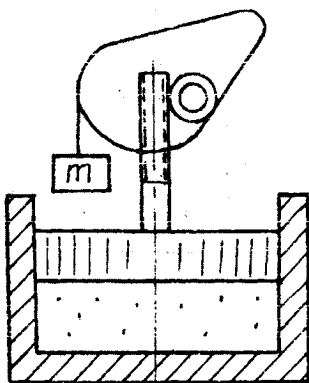


Рис.1.4.

Розглянемо умови для здійснення оборотного процесу на прикладі розширення і стиску газу в ізольованому циліндрі (рис.1.4). Робота, яку виконує газ в процесі розширення (переміщення поршня вгору), накопичується у вигляді потенціальної енергії ваги. Коли поршень досягає верхнього кінцевого положення, вага починає опускатися, а поршень переміщується у зворотному напрямку. В оборотному процесі робота, яку здійснює газ в процесі розширення, повинна дорівнювати роботі стиску під час зворотного руху поршня.

Тому на всіх стадіях процесу тиск газу і протитиск поршня повинні бути точно зрівноважені. При цьому зміна стану може бути тільки квазістатичною. Таким чином, **оборотний процес повинен складатися тільки з послідовних рівноважних станів.** Крім того, для оборотності процесу необхідна відсутність тертя в усіх ланках системи, бо інакше не буде виконуватись умова рівності робіт в про-

цесі розширення і стиску газу. Тертя, пружну деформацію і подібні явища, котрі зв'язані з частковою втратою роботи, називають дисипативними ефектами. Отже, умовами оборотності процесів є квазістатичність зміни стану системи і відсутність дисипативних ефектів.

Зрозуміло, що усі реальні процеси необоротні внаслідок наявності тертя та інших дисипативних ефектів. Тому оборотні «ідеалізовані» процеси є граничними випадками дійсних необоротних процесів, в яких ідеалізація пов'язана з повною відсутністю дисипативних ефектів. В зв'язку з цим очевидно, що робота, яка виконується в оборотному процесі, є найбільшою, тобто

$$l_{об} = l_{но} + l_{дис}, \quad (1.1)$$

де $l_{но}$, $l_{дис}$ – робота необоротного процесу і дисипації відповідно.

Отже, оборотні процеси характеризуються найвищою досконалістю і відсутністю втрат під час енергоперетворення. Тому вони і виявляються ідеальними, в порівнянні з якими можна оцінювати ефективність реальних процесів в технічних установках. Дійсні процеси можна розглядати як відхилення від ідеальних (оборотних), де втрати енергії на дисипацію визначаються, як правило, експериментально.

1.6. Поточні процеси

Процеси, що відбуваються у відкритих ТДС, використовуються в різних технічних пристроях і пов'язані з рухом (поток) речовини. У середині системи стан потоку безперервно змінюється від початкового (на вході) до кінцевого (на виході) стану. У найзагальнішому випадку параметри потоку, що характеризують його стан, можуть змінюватись не тільки за координатами, але й за часом. Процес, який відбувається таким чином, називається **неусталеним (нестационарним) поточним процесом**. Процес, в якому параметри стану потоку речовини на межах системи не змінюються за часом, називають **усталеним (стаціонарним)**.

В усталеному процесі за кожний проміжок часу в кожному перерізі системи протікає стала кількість речовини. Тому умовою усталеного поточного процесу є незмінність масової витрати речовини, що перетинає межі системи:

$$G = C f / v = C f \rho = \text{const}, \quad (1.2)$$

де C, f, v, ρ – швидкість, площа перерізу каналу, питомий об'єм і густина речовини відповідно.

Співвідношення (1.2) називається **рівнянням нерозривності (суцільності) потоку**, яке використовується і в диференціальній формі

$$df/f + dC/C - dv/v = 0 \quad (1.3)$$

Треба зазначити, що до параметрів стану потоку речовини відносять і швидкість. Якщо швидкість потоку змінна по перерізу, то використовується усереднене її значення (середньовитратна швидкість).

Об'єм відкритої ТДС, обмежений певними контрольними поверхнями, залишається сталим. Тому в усталеному потоці не тільки надходження речовини дорівнює її витраті, але й надходження енергії в систему дорівнює її виведенню із системи.

1.7. Робоче тіло. Рівняння стану робочого тіла

Перетворення енергії в ТДС здійснюється за допомогою якогось пружного тіла, яке називають **робочим**. Воно повинно мати здатність легко і швидко розширюватись або стискатись, тобто змінювати об'єм під час деформаційної чи термічної дії. Цим вимогам відповідають гази, які мають великий коефіцієнт об'ємного розширення. У газів розміри молекул дуже і дуже малі в порівнянні з відстанню між ними і тому сили взаємопритягання незначні. В класичній термодинаміці для спрощення досліджень уведено поняття **ідеального газу**, в якому сили міжмолекулярної взаємодії дорівнюють нулю. Цій умові

з досить добрим наближенням відповідають реальні гази при низьких тисках ($P \rightarrow 0$).

Раніше було визначено, що термодинамічні параметри однозначно характеризують рівноважний стан системи. **Функціональний зв'язок між параметрами стану називають рівнянням стану.** Для кожної ТДС існують конкретні зв'язки між параметрами стану. Розглянемо просту гомогенну систему з двома родами взаємодій (степенями свободи): деформаційної та термічної. Для такої термодеформаційної системи потенціали і координати взаємодій (див. п. 1.4) дорівнюватимуть

$$P_\partial = -P; \quad x_\partial = v; \quad P_t = T; \quad x_t = s.$$

Але кожний параметр рівноважного стану є однозначною функцією усіх координат взаємодій. Тому

$$T = T(s, v); \quad P = P(s, v),$$

де P_∂ і x_∂ , P_t і x_t – потенціал і координата деформаційної та термічної взаємодії відповідно.

Останню систему з двох рівнянь можна спростити, виключивши одну з чотирьох змінних. Зручно виключити ентропію, оскільки вона, як ми вже знаємо, не піддається вимірюванню. В результаті одержимо таку функціональну залежність:

$$F(P, v, T) = 0 \tag{1.4}$$

яка називається **термічним рівнянням стану термодформаційної системи.**

Зауважимо, що рівняння (1.4) справедливо лише для рівноважних систем, де тиск і температура однакові в усіх точках системи. Усі рівноважні стани певної фази речовини (робочого тіла) мають геометричну інтерпретацію в координатах P , v і T у вигляді поверхні стану. Кожному рівноважному стану ТДС відповідає певна точка на поверхні стану (рис. 1.5). Лінія, яка з'єднує дві точки з різними

рівноважними станами на поверхні стану, характеризує зміну параметрів у рівноважному термодинамічному процесі. Плоскі зображення цієї кривої можна отримати, спроектувавши її на відповідні координатні площини. З рівняння (1.4) видно, що будь-який параметр стану простої системи однозначно визначається за допомогою двох інших, тобто

$$P = f(v, T); \quad v = f_1(P, T); \quad T = f_2(P, v). \quad (1.4a)$$

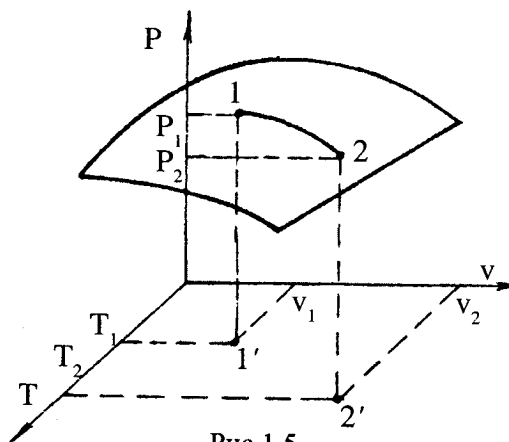


Рис.1.5.

Тому на v - T діаграмі можна зобразити ряд кривих $P = \text{const}$, які називаються ізобарами, на P - T діаграмі – криві $v = \text{const}$ (ізохори), а на P - v діаграмі – криві $T = \text{const}$ (ізотерми). Діаграми станів використовують для дослідження рівноважних термодинамічних процесів.

Рівняння стану є необхідною додатковою інформацією для опису властивостей робочого тіла. У диференціальній формі залежності (1.4 а) можна записати так

$$\begin{aligned} dP &= (\partial P / \partial T)_v dT + (\partial P / \partial v)_T dv; \\ dv &= (\partial v / \partial T)_P dT + (\partial v / \partial P)_T dP; \\ dT &= (\partial T / \partial P)_v dP + (\partial T / \partial v)_P dv. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Після перетворень замість (1.5) неважко отримати

$$(\partial P / \partial v)_T \cdot (\partial v / \partial T)_P \cdot (\partial T / \partial P)_v = -1 \quad (1.6)$$

Останній вираз називають рівнянням стану в диференціальній формі, яке справедливо для будь-яких газів. Рівнянню (1.6) можна надати інший вигляд

$$\alpha = \beta\gamma P, \quad (1.7)$$

де α , β і γ – термічні коефіцієнти об'ємного розширення, стисливості та пружності відповідно, які визначаються за співвідношеннями

$$\alpha = 1/v (\partial v/\partial T)_P \quad (1.8)$$

$$\beta = -1/v(\partial v/\partial P)_T \quad (1.9)$$

$$\gamma = 1/P (\partial P/\partial T)_v \quad (1.10)$$

Як відзначалось, реальні гази набувають властивостей ідеального газу за умови $P \rightarrow 0$. Встановлено, що для таких газів

$$\lim_{P \rightarrow 0} (Pv/T) = \text{const} = R, \quad (1.11)$$

де стала R , яку називають **газовою сталою**, не залежить від тиску і температури і є індивідуальною для кожного газу. Таким чином, рівняння стану ідеального газу

$$Pv = RT \quad (1.12)$$

є лише граничним випадком загального рівняння стану (1.4) для надзвичайно малих тисків. Рівняння (1.12) називають ще **характеристичним рівнянням Клапейрона**, котрий отримав його з рівнянь Бойля-Маріотта і Гей-Люссака. Воно приймає універсальну форму, якщо газову сталу відносити до кіломолю газу, тобто

$$R_\mu = R \cdot \mu = PV_\mu / T \quad (1.13)$$

Оскільки за законом Авогадро 1 кмоль будь-якого газу для певних значень температури і тиску займає однаковий об'єм, то R_μ має

однакове значення для усіх газів. Для нормальних фізичних умов ($P_0 = 0,1013$ МПа, $T_0 = 273,16$ К, $V_\mu = 22,4$ м³) значення R_μ в (1.13) дорівнює 8314,4, Дж/(кМоль·К). Тоді значення газової сталої буде складати

$$R = R_\mu / \mu = 8314,4 / \mu, \quad (1.14)$$

де μ – молекулярна маса газу.

Диференціювання (1.12) дає

$$\begin{aligned} (\partial v / \partial T)_P &= R/P = v/T, \\ (\partial P / \partial T)_v &= R/v = P/T, \\ (\partial P / \partial v)_T &= -P/v = RT/v^2. \end{aligned} \quad (1.15)$$

З урахуванням (1.15) термічні коефіцієнти за (1.8) – (1.10) для ідеального газу приймають значення

$$\alpha = 1/T, \quad \beta = 1/P, \quad \gamma = 1/T. \quad (1.16)$$

Ясно, що реальні гази дають відхилення від рівняння Клапейрона, причому тим більші, чим вищий їх тиск. Рівняння стану реальних газів, в основу якого були покладені спрощені, але вірні по суті уяви про молекулярно-кінетичні властивості газів, отримав Ван-дер Ваальс

$$(P + a/v^2)(v - b) = RT, \quad (1.17)$$

де сталі a і b залежать від природи газу і враховують міжмолекулярні сили і власний об'єм молекул відповідно.

Характерною особливістю рівняння (1.17) є те, що воно якісно відображує головну здатність реальних газів – здатність до фазових переходів, про що буде мова далі. У найбільш загальному вигляді, який враховує міжмолекулярну взаємодію в реальних газах, рівняння стану подають у так званій віріальній формі

$$(P+a/v^2)(v-\epsilon) = RT [1-A_1(T)/(v-\epsilon) - A_2(T)/(v-\epsilon)^2 - A_3(T)/(v-\epsilon)^3 - \dots], \quad (1.18)$$

де віріальні коефіцієнти $A_i(T)$ визначають експериментально.

На сьогодні існує багато модифікацій рівняння стану Ван-дер Вальса, які задовільно описують стан реальних газів для певних умов.

Контрольні запитання

1. Чи можна молекулу розглядати як термодинамічну систему?
2. Що називають параметрами стану?
3. Що розуміють під потенціалами взаємодій і координатами стану?
4. Чи відбуваються мікросміни в газі, який перебуває в рівноважному стані?
5. Що розуміють під дисипацією енергії?
6. Що можна сказати про молекули газу, який описується рівнянням стану: $P(v-\epsilon) = RT$?

2. ЗАКОНИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ В ТЕРМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ

Характер змін в термодинамічних системах не залежить від властивостей зовнішнього середовища, а залежить лише від способів енергообміну, тобто роду взаємодії. Тому, щоб виявити кількісний і якісний аспекти загального закону збереження і перетворення енергії стосовно до термодинамічних систем, необхідно передусім вяснити властивості різних форм енергії та способів енергообміну.

2.1. Внутрішня енергія

В попередній главі ми вже ознайомились із загальним визначенням внутрішньої енергії термодинамічної системи. Сумарна внутрішня енергія ТДС складається не тільки з енергії молекул, що складають тіло (енергії теплового руху). До її складу входять також внутрішньомолекулярна і внутрішньоатомна енергія, які на відміну від енергії теплового руху молекул не дорівнюють нулю навіть поблизу температури абсолютного нуля. Це означає, що за будь-яких граничних умов **система має певний запас внутрішньої енергії**.

В технічній (прикладній) термодинаміці нема потреби знати абсолютні значення внутрішньої енергії, а цілком достатньо визначити її зміну в процесах переходу ТДС від одного рівноважного стану до іншого, тобто величину

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

Обмін енергією між простою ТДС і зовнішнім середовищем у формі теплообміну або здійснення роботи зв'язаний зі зміною температури або об'єму. Зміна температури зумовлює зміну кінетичної енергії молекулярного руху. Зміна об'єму зумовлює зміну потенціальної енергії міжмолекулярної взаємодії, яка залежить від відстані між молекулами. Тому в загальному випадку внутрішня енергія залежить від двох параметрів: температури і об'єму, тобто $U=f(T,v)$. Це означає, що вона згідно з (1.4) є однозначною функцією будь-яких двох незалежних параметрів, які характеризують стан ТДС. Одному й тому

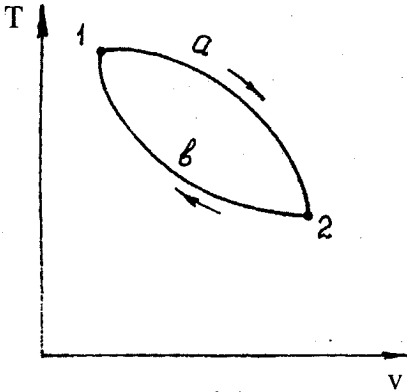


Рис.2.1.

ж стану не можуть відповідати різні значення внутрішньої енергії, а тому вона є характеристикою (параметром) стану. Її зміна в будь-яких процесах не залежить від характеру їх здійснення, а однозначно визначається початковим і кінцевим станом.

Оскільки внутрішня енергія і об'єм є екстенсивними параметрами, то їх значення відносять до одного кілограма

маси. Тоді питоме значення внутрішньої енергії буде характеризуватись залежністю $u = u(T, v)$.

Зміна питомої внутрішньої енергії Δu в процесах 1-a-2 і 1-b-2 на рис.2.1 буде однаковою, бо означені процеси мають однакові початкові та кінцеві параметри стану, тобто

$$\Delta u = \Delta u_a = \Delta u_b = f(T_2, v_2) - f(T_1, v_1).$$

Якщо здійснювати замкнений (круговий) процес 1-a-2-b-1, в якому початковий і кінцевий стан співпадають, то зміна внутрішньої енергії дорівнюватиме нулю, тобто

$$\oint du = 0. \quad (2.1)$$

З математичного аналізу відомо, що за умови (2.1) підінтегральний вираз є повним диференціалом функції. Тому можна записати

$$du = (\partial u / \partial T)_v dT + (\partial u / \partial v)_T dv. \quad (2.2)$$

Для ідеального газу (за умови $dv = 0$) справедливо

$$du = (\partial u / \partial T)_v dT = C_v dT. \quad (2.3)$$

Тут частинну похідну за традицією називають питомою ізохорною теплоємністю. Власне кажучи, термін «теплоємність» зв'язаний із застарілим поняттям теплоти як деякої речовини, підведення котрої до тіла зумовлює підвищення його температури.

Зміна внутрішньої енергії в будь-якому процесі 1-2 складає

$$\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} C_v dT = \int_1^2 C_v dT. \quad (2.4)$$

2.2. Ентальпія

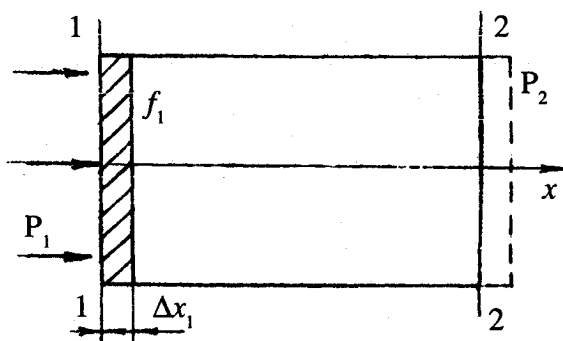


Рис.2.2.

Поняття «ентальпія» використовується переважно як характеристика поточних процесів. Для розуміння основної суті ентальпії досить обмежитись розглядом дуже простої проточної ТДС з усталеним потоком речовини (рис.2.2).

Нехай питома кінетична енергія потоку і потенціальна енергія положення в межах системи залишаються незмінними. У вхідний переріз системи з площею f_1 зі сталим тиском P_1 (рівноважний стан) втікає одинична маса речовини. Тоді об'єм повинен зменшитись на величину $f_1 \cdot \Delta x_1$. При цьому повинна бути виконана деформаційна робота $P_1 f_1 \cdot \Delta x_1 = P_1 v_1$.

Аналогічно для витікання одиничної маси об'єм збільшується на величину $f_2 \cdot \Delta x_2$, а робота виштовхування цього об'єму в середовище зі сталим тиском P_2 дорівнює

$$P_2 f_2 \cdot \Delta x_2 = P_2 v_2.$$

Різницю деформаційних робіт $P_2 v_2 - P_1 v_1$ називають **питомою роботою проштовхування**. Вона визначається тільки параметрами стану в початковому і кінцевому перерізах потоку. Якщо врахувати зміну внутрішньої енергії в системі $\Delta u = u_2 - u_1$, то разом з роботою проштовхування зміна енергії в межах системи складатиме

$$(u_2 + P_2 v_2) - (u_1 + P_1 v_1) = h_2 - h_1 = \Delta h, \quad (2.5)$$

або в диференціальній формі

$$d(u + Pv) = du + d(Pv) = dh. \quad (2.5 \text{ a})$$

Величину $u + Pv$ називають **ентальпією**, яку увів в термодинаміку Гібс. Вона набула широкого застосування в практиці розрахунків термодинамічних циклів. Зауважимо тільки, що фізична суть ентальпії більш детально розкривається під час вивчення конкретних процесів і явищ.

Тому, що $u = f(T, v)$, то ентальпію можна подати як функцію двох незалежних змінних: $h = f(T, P)$. Тоді аналогічно до (2.2) одержимо

$$dh = (\partial h / \partial T)_p dT + (\partial h / \partial P)_T dP. \quad (2.6)$$

Для ідеальних газів (за умови $dP = 0$) будемо мати

$$dh = (\partial h / \partial T)_p dT = C_p dT, \quad (2.7)$$

де частинну похідну в (2.7) називають **питомою ізобарною теплоємністю**.

Зміна ентальпії в процесах обчислюється за формулами

$$\Delta h = \int_1^2 C_p dT, \quad \oint dh = 0. \quad (2.8)$$

2.3. Робота

2.3.1. Загальні поняття

Поняття «робота» запозичене з механіки. Якщо під впливом зовнішньої сили F матеріальне тіло перемістилося в напрямку дії цієї сили на відстань dx , то добуток величини F на dx визначає елементарну роботу сили F , тобто

$$dl = F dx. \quad (2.9)$$

У міру того, як розвивалася механіка, узагальнювалося поняття роботи. Для обертального руху елементарна робота дорівнює добутку моменту сил на елементарне кутове переміщення

$$dl = M d\varphi. \quad (2.10)$$

Для випадків механічної деформації, яка виникає за рахунок дії тиску в рідинах або газах, елементарна робота визначається як добуток тиску на елементарну зміну об'єму (деформаційна робота)

$$dl = P dv. \quad (2.11)$$

З наведених прикладів неважко побачити ідентичність формул для визначення елементарної роботи, у правій частині котрих перший множник характеризує рушійну причину процесу, а другий – міру певного процесу. Саме тому Лагранж увів у механіку поняття узагальненої сили і узагальненої координати. Під узагальненою силою розуміють рушійну силу процесу, а узагальнена координата характеризує ефект процесу. Якщо узагальнену силу позначити X_k , а узагальнену координату – x_k , то вираз для елементарної механічної роботи узагальнюється

$$dl = X_k dx_k. \quad (2.12)$$

Узагальнення (2.12) можна поширити на явища немеханічної природи, які відбуваються в силових полях. Елементарна робота переміщення заряду в електричному полі може бути записана у вигляді

$$dl_e = -Udq, \quad (2.13)$$

де роль X_k відіграє потенціал електричного поля U , а роль x_k – заряд q .

Можливість таких узагальнень свідчить про те, що існує деяка загальна міра кількісних перетворень однієї форми руху на інші. На-

гадаємо лише, що роботу ми розуміємо як кількісну міру енергії переміщення, котрою може обмінюватись ТДС із зовнішнім середовищем, а спосіб передачі цієї енергії ми називаємо здійсненням роботи.

2.3.2. Робота зміни об'єму

Розглянемо закриту просту ТДС (рис.2.3), в якій під поршнем перебуває 1 кг ідеального газу. Початковий стан газу в перерізі 1–1 характеризується параметрами P_1 і v_1 , (точка 1 на P - v діаграмі). Якщо тиск газу під поршнем перевищує тиск навколишнього середовища (є різниця потенціалів), то поршень буде рухатись в напрямку x від рівноважного положення 1 до рівноважного положення 2 (точка 2 на P - v діаграмі). Рухомою межею системи є поверхня поршня f , на яку діє газ з силою $F=P \cdot f$. В процесі переміщення поршня на відстань dx виконується елементарна робота

$$dl_v = F dx = P dv. \quad (2.14)$$

Величина $P dv$ являє собою енергію, яка у формі здійснення роботи передається через межі системи. Для розширення газу $dv > 0$ і $dl_v > 0$, тобто робота розширення газу є додатною. Для стиску газу $dv < 0$ і $dl_v < 0$, тобто робота стиску від'ємна (над газом здійснюють роботу).

На елементарному відрізку ходу поршня dx , якому відповідає зміна об'єму dv , тиск можна вважати сталим. Тому на P - v діаграмі елементарна робота зміни об'єму dl_v зображується площею прямокутника з основою dv і висотою P . Сумарна робо-

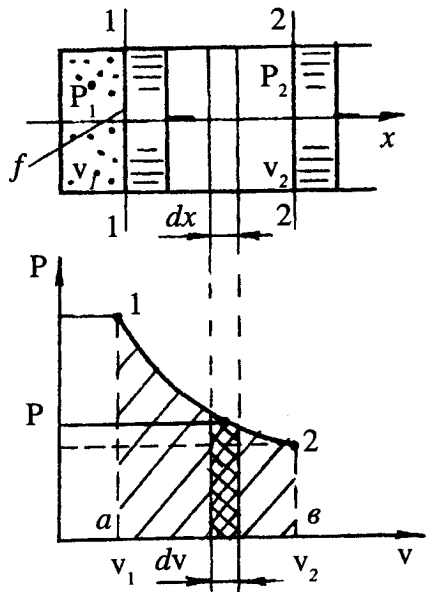


Рис.2.3.

та зміни об'єму в процесі 1-2 зобразиться площею між лінією процесу і віссю абсцис, обмеженою ординатами крайніх точок процесу, тобто площею $a-1-2-b$. Значення сумарної роботи газу в процесі 1-2 визначиться

$$l_v = \int_{v_1}^{v_2} P dv = \int_1^2 P dv. \quad (2.15)$$

Для обчислення інтегралу (2.15) необхідно знати залежність тиску від об'єму, тобто рівняння процесу $P = P(v)$. Важливою властивістю здійснення роботи як форми енергообміну є залежність її від характеру термодинамічного процесу. Перехід ТДС із стану 1 у стан 2, наприклад, по лінії 1-a-2 (рис.2.4), супроводжується більшим здійсненням роботи, ніж по лінії 1-b-2, оскільки площа $c-1-a-2-d$ більша за площу $c-1-b-2-d$. Отже, для однакових початкового і кінцевого стану системи здійснена робота може бути різною у різних процесах. Тому робота зміни об'єму є функцією процесу. Ясно, що для замкнутого процесу 1-a-2-b-1, робота такого кругового процесу (циклу) буде

$$l_u = \oint dl_v = \oint P dv \neq 0. \quad (2.16)$$

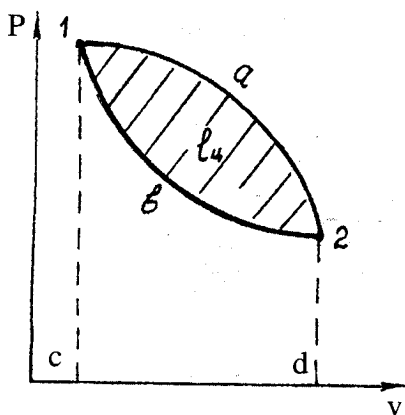


Рис.2.4.

Графічно ця робота зображується площею, обмеженою замкнутою кривою 1-a-2-b-1 (на рис.2.4 заштрихована), яка дорівнює сумі додатних ($dv > 0$) і від'ємних ($dv < 0$) площин, що відповідають процесам розширення і стиску. Робота l_u буде додатною, якщо лінія розширення розташована вище лінії стиску. Іншими словами, робота циклу додатна, якщо він здійс-

нюється за годинниковою стрілкою, і від'ємною, якщо він здійснюється в зворотному напрямку. В першому випадку цикл називають прямим, а в другому – зворотним.

Із (2.16) витікає, що підінтегральна функція не є повним диференціалом (параметром стану), а є функцією процесу. Цікаво відзначити, що в замкненому процесі (циклі) система хоча і повертається в початковий стан, але вона обмінюється енергією у формі здійснення роботи із зовнішнім середовищем.

Зауважимо ще раз, що роботу зміни об'єму можна обчислити за (2.15) тільки для квазістатичної зміни стану в оборотному процесі. Вона розуміється як деформаційна зміна рухомої межі ТДС в процесі розширення або стиску без урахування деформації меж системи.

З урахуванням тертя, пружної деформації та інших дисипативних ефектів загальна робота зміни об'єму необоротного процесу буде дорівнювати

$$l_{\text{vHO}} = \int_1^2 P dv - l_{\text{дис.}} \quad , \quad (2.17)$$

де робота дисипації $l_{\text{дис}}$ має бути визначена окремо.

У випадку розширення робочого тіла ($dv > 0$) $l_{\text{дис}}$ має від'ємний знак, а загальна робота, яка передається зовнішньому середовищу системою, буде меншою за роботу зміни об'єму. У випадку стиску ($dv < 0$) енергія, яка передається із зовнішнього середовища системі, буде більше роботи зміни об'єму (робота дисипації завжди додатна). Отже, знак роботи дисипації завжди зворотний знаку роботи, що виконується.

2.3.3. Робота зміни тиску

В разі переміщення робочого тіла в усталеному потоці кожна одинична маса відповідно до (2.5) переносить енергію $u + Pv$, яка є параметром стану. Тому повний диференціал ентальпії можна записати у вигляді

$$dh = d(u + Pv) = du + Pdv + vdP,$$

звідки виходить, що

$$-vdP = (du + Pdv) - dh \quad (2.18)$$

За аналогією з роботою зміни об'єму величину $(-vdP)$ називають елементарною роботою зміни тиску dl_p . Зв'язок між роботою dl_v і роботою dl_p неважко знайти з (2.18) або з тотожності: $-vdP = Pdv - d(Pv)$:

$$dl_p = -vdP = dl_v - d(Pv). \quad (2.19)$$

З останнього рівняння видно, що робота зміни тиску являє собою алгебраїчну суму роботи зміни об'єму (Pdv) і роботи прощтовування $d(Pv)$, яка є складовою частиною ентальпії.

Наявність від'ємного градієнта тиску $(-dP)$ і зумовлює пересування елемента речовини вздовж потоку. На відстані dx питомий об'єм можна вважати сталим. Тому на P - v діаграмі елементарна робота зміни тиску зобразиться площею прямокутника з основою v і висотою $-dP$ (рис.2.5). Робота зміни тиску в оборотному процесі 1-2 зобразиться площею між лінією процесу і віссю ординат, тобто площею $a-1-2-e-a$.

Ясно, що величина роботи зміни тиску в процесі 1-2 дорівнює

$$l_p = -\int_1^2 vdP = \int_1^2 Pdv - \int_1^2 d(Pv) = P_1v_1 + \int_1^2 Pdv - P_2v_2. \quad (2.20)$$

Таким чином, робота зміни тиску в потоці складається з роботи вводу робочого тіла в систему P_1v_1 , роботи, яку здійснює робоче тіло (роботи розширення) і роботи виводу робочого тіла з системи P_2v_2 .

Так само, як і робота зміни об'єму, робота зміни тиску залежить від шляху здійснення процесу (рис.2.6) і є характеристикою процесу. Для замкненого процесу можна отримати

$$l_u = \oint dl_p = \oint (-vdP) \neq 0. \quad (2.21)$$

Відзначимо, що (2.18) і (2.19) не відповідають узагальненому рівнянню (2.12), оскільки об'єм не може виконувати роль узагальненої сили, а тиск не може використовуватись як узагальнена координата.

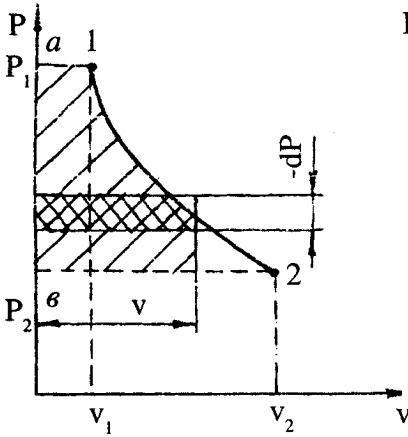


Рис.2.5.

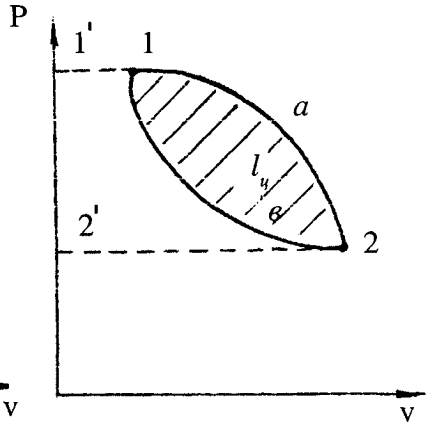


Рис.2.6.

ната. Крім того, нагадаємо, що робота зміни тиску не може розглядатися як робота, яку виконує лише робоче тіло.

Ясно, що для необоротних процесів робота зміни тиску дорівнюватиме

$$l_{PHO} = \int_1^2 (-v dP) - l_{дис.} \quad (2.22)$$

2.4. Тепло

Причиною енергообміну між ТДС і зовнішнім середовищем у формі теплообміну є різниця температур. Теплообмін може здійснюватись шляхом безпосереднього контакту між тілами (теплопровідність, конвекція), або на відстані (теплове випромінювання). Питома кількісна міра теплообміну – питома теплота – пропорційна різниці температур (різниці температурних потенціалів), тобто

$$dq = C dT, \quad (2.23)$$

де C – коефіцієнт пропорціональності, який називається істинною питомою теплоємністю і характеризує теплоту, необхідну для підвищення температури одиниці тіла на один градус.

Оскільки є різні способи вимірювань одиниці тіла, то розрізняють масову C_m , Дж/(кг·К); об'ємну C' , Дж/(м³·К) і мольну C_μ , Дж/(Моль·К) теплоємності, які зв'язані між собою співвідношеннями

$$C_m = C_\mu / \mu; \quad C' = C_\mu / 22,4; \quad C' = C_m \cdot \rho \quad (2.24)$$

Питома теплота, яка передається шляхом теплообміну, в будь-якому процесі 1–2 дорівнює

$$q_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} C dT = \int_1^2 C dT. \quad (2.25)$$

Для визначення q необхідно знати залежність $C = f(T)$.

Згідно з квантовою теорією залежність істинної теплоємності від температури описується поліномом

$$C(t) = C_0 + at + bt^2 + ft^3 + \dots,$$

де C_0 - значення теплоємності для $t = 0^\circ \text{C}$; a, b, f, \dots - сталі для певного газу.

Тоді підведена або відведена в рівноважному процесі теплоту можна обчислити за формулою

$$q_{12} = \int_1^2 C(t) dt = C_0 (t_2 - t_1) + \frac{a}{2} (t_2^2 - t_1^2) + \frac{b}{3} (t_2^3 - t_1^3) + \frac{f}{4} (t_2^4 - t_1^4) \quad (2.25a)$$

На практиці, для обчислень теплоти за (2.25) застосовують середню теплоємність у заданому інтервалі зміни температур

$$\bar{C} \Big|_{t_1}^{t_2} = [C \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - C \Big|_0^{t_1} \cdot t_1] / (t_2 - t_1), \quad (2.26)$$

де значення теплоємностей для температур t_1 і t_2 визначають з таблиць (дод.1).

Із попереднього виходить, що теплоємність залежить від характеру процесу ($C_p \neq C_v$). Тому вона, а, отже, і теплота, не є параметром стану і є функцією процесу.

Вище відзначалось, що теплота може бути визначена за допомогою координати термічної взаємодії (ентропії), яка є параметром стану. За Клаузіусом для квазістатичних процесів елементарна питома теплота дорівнює

$$dq = Tds. \quad (2.27)$$

Оскільки абсолютна температура завжди додатна, то в разі підведення теплоти ($dq > 0$) ентропія ТДС зростає, а в разі відведення ($dq < 0$) – зменшується. Неважко побачити також, що вираз (2.27) є окремим випадком рівняння (2.12), ліва частина якого не є повним диференціалом (параметром).

Теплота довільного термодинамічного процесу 1–2 складатиме

$$q_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} Tds = \int_1^2 Tds. \quad (2.28)$$

Для обчислень q за (2.28) необхідно знати функціональний зв'язок $T=T(s)$. Графічне зображення $T=T(s)$ називають тепловою або ентропійною діаграмою процесу (рис.2.7). Для елементарної зміни теплової координати ds в процесі температуру можна вважати сталою. Тому елементарна теплота за (2.27) на T – s діаграмі зображується площею прямокутника з основою ds і висотою T . Площа під кривою 1–2 і віссю абсцис характеризує підведену або відведену теплоту за (2.28).

З наведеного рисунка наочно видно, що теплота є функцією процесу. Різниця між підведеною в процесі 1–а–2 і відведеною в процесі 2–в–1 теплотою під час здійснення кругового процесу характеризується на діаграмі площею, замкненою між лініями циклу. Як і раніше, цикл, що здійснюється за годинниковою стрілкою, вважається прямим, а супроти – зворотним.

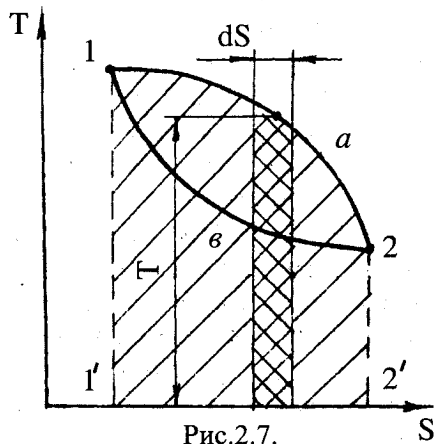


Рис.2.7.

Ясно, що для замкнених процесів

$$\oint dq \neq 0, \quad \oint ds = 0. \quad (2.29)$$

Якщо визначати істинну теплоємність із (2.23), то, враховуючи (2.27), одержимо

$$C = T(ds/dT). \quad (2.30)$$

Повна похідна, яка стоїть в дужках у правій частині (2.30), є характеристикою процесу. Частинні похідні по s дозволяють визначити теплоємності конкретних процесів, наприклад

$$C_v = T(\partial s / \partial T)_v, \quad C_p = T(\partial s / \partial T)_p. \quad (2.31)$$

2.5. Основні закони і основні рівняння термодинаміки

2.5.1. Перший закон термодинаміки

Раніше вже йшлося про те, що перший закон термодинаміки являє собою окремий випадок загального закону збереження і перетворення енергії стосовно до термодинамічних систем. Але перед тим, як навести конкретні формулювання цього закону, зробимо деякі важливі висновки з раніше розглянутого матеріалу.

В термодинаміці вивчаються макроскопічні процеси, в котрих зміною маси можна знехтувати.

Термодинамічна система має певний запас внутрішньої енергії, яка є характеристикою (параметром) її стану.

Енергообмін між ТДС і зовнішнім середовищем здійснюється лише шляхом певних взаємодій, які є функціями процесу. З цієї причини не можна казати про запас енергії системи у формі взаємодій (зокрема у формі теплообміну і здійснення роботи в простих ТДС).

В кожному конкретному стані зміна внутрішньої енергії в ТДС залежить тільки від зовнішніх умов енергообміну між системою і зовнішнім середовищем.

Отож, енергобаланс між ТДС і зовнішнім середовищем у самому загальному випадку має вигляд

$$du = \sum_1^n P_K dx_K \quad (2.32)$$

де P_K – потенціал певної взаємодії; x_K – координата взаємодії; n – кількість способів взаємодій (кількість степенів свободи системи).

Рівняння (2.32) є загальним виразом закону збереження і перетворення енергії для довільних ТДС, який, власне, і прийнято називати **першим законом термодинаміки**. Цей закон можна сформулювати отак: **зміна внутрішньої енергії термодинамічної системи дорівнює алгебраїчній сумі зовнішніх дій**.

Стосовно до простих (термодеформаційних) гомогенних ТДС (2.32) спрощується

$$du = dq + dl, \quad (2.33)$$

де dl – будь-яка елементарна робота механічного походження.

Саме для таких систем Р.Клаузіус сформулював перший закон термодинаміки у вигляді (2.33): **будь-яке тіло має внутрішню енергію, яку можна збільшити за рахунок теплообміну або здійснення роботи**.

Для простих закритих і відкритих систем з рівноважними процесами на підставі (2.14), (2.19) і (2.33) одержимо відповідно

$$\begin{aligned} du &= dq + dl_v, \\ dh &= dq + dl_p. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Якщо в зазначених системах робочим тілом є ідеальний газ, то замість (2.34), враховуючи (2.3) і (2.7), рівняння першого закону будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} C_v dT &= CdT + Pdv, \\ C_p dT &= CdT - vdP. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Приймаючи до уваги знаки теплоти і роботи остаточно одержимо:

$$\begin{aligned} dq &= CdT = C_v dT + Pdv, \\ dq &= CdT = C_p dT - v dP \\ dq &= du + d(Pv) - v dP \end{aligned} \quad (2.36)$$

2.5.2. Рівняння першого закону термодинаміки для проточних систем

У загальному випадку для реальних відкритих систем, в яких є необоротні процеси, перший закон термодинаміки має більш складний вигляд. Розглянемо, наприклад, проточну ТДС (рис.2.8), яка складається із жорсткої оболонки 3 з початковим 1-1 і кінцевим 2-2 перерізами (межі системи), камери згорання 4, де до робочого тіла підводиться теплота, і теплового двигуна 5 (турбіни), з вала котрого відводиться робота в зовнішнє середовище (споживачу). Потенціа-

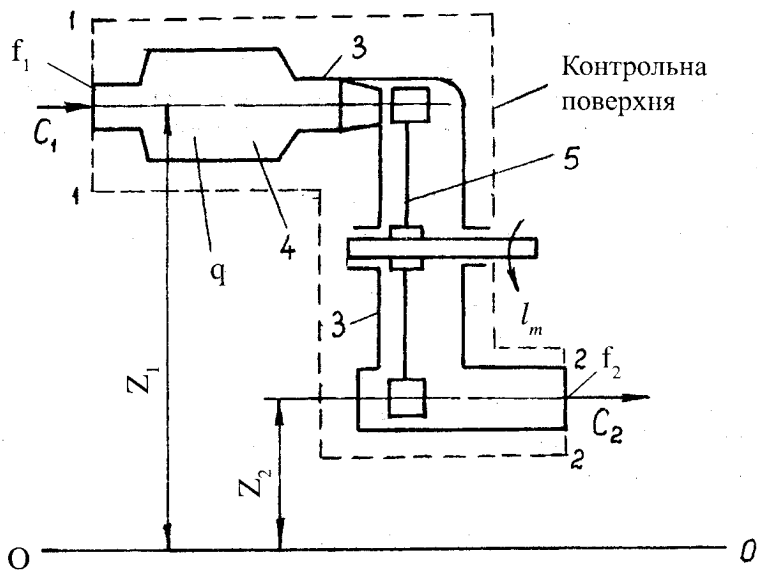


Рис.2.8. Схема відкритої ТДС.

льна енергія положення робочого тіла на вході в ТДС і на виході з неї визначається висотами Z_1 і Z_2 від площини порівняння 0–0.

Розглянемо енергобаланс усталеного потоку речовини в межах системи. Домовимось відразу, що будемо оперувати питомими величинами усіх форм і видів енергії. На вході в переріз 1–1 речовина вносить ентальпію $h_1 = u_1 + P_1 v_1$, кінетичну енергію $C_1^2/2$ і потенціальну енергію gZ_1 . Отож, сумарна питома енергія речовини на вході в систему складає

$$E_1 = h_1 + C_1^2/2 + gZ_1.$$

Крім того, до системи підводиться енергія в формі теплообміну в камері згорання. Тому сумарна питома енергія, що підводиться до системи, дорівнюватиме

$$E_* = E_1 + q = h_1 + C_1^2/2 + gZ_1 + q.$$

Енергія, котра відводиться з системи, дорівнює сумі питомої енергії в перерізі 2–2 і роботі теплового двигуна l_m , тобто

$$E_n = E_2 + l_m = h_2 + C_2^2/2 + gZ_2 + l_m.$$

Оскільки для усталеного потоку надходження речовини та енергії в ТДС дорівнює їх витраті ($dm = 0$, $dE = 0$), то

$$E_n = E_* = h_1 + C_1^2/2 + gZ_1 + q = h_2 + C_2^2/2 + gZ_2 + l_m. \quad (2.37)$$

Це рівняння по суті справи і є першим законом термодинаміки для відкритих систем з усталеним потоком речовини, диференціальна форма якого буде мати вигляд:

$$dh = dq - [dl_m + d(C^2/2) + gdZ]. \quad (2.38)$$

Зазначимо, що величини в квадратних дужках (2.38) мають механічну природу і здатні до взаємоперетворень. Так, наприклад, зміна

кінетичної енергії $d(C^2/2)$ може обумовлюватись зміною потенціальної енергії gdZ або здійсненням роботи турбіни l_m . Тому величину

$$dl_o = dl_m + d(C^2/2) + gdZ \quad (2.39)$$

називають також елементарною наявною роботою.

Порівнюючи (2.36) і (2.39), можна побачити, що в окремому випадку, коли $d(C^2/2) = 0$ і $gdZ = 0$, наявна робота дорівнює роботі зміни тиску, тобто $dl_o = dl_m = -vdP$.

Приймаючи до уваги (2.39), замість (2.38) можна записати

$$dh = dq - dl_o \quad (2.40)$$

Таким чином, зміна ентальпії в усталених поточних процесах відбувається за рахунок теплообміну і здійснення наявної роботи.

Зауважимо, що рівняння (2.38) і (2.40) справедливі також і для нерівноважних змін стану усередині ТДС, оскільки в процесі їх отримання ніяких обмежень не накладалось, а використовувались значення параметрів на межах системи, де стан робочого тіла вважався рівноважним.

2.5.3. Висновки з першого закону термодинаміки

Одержані рівняння першого закону термодинаміки для закритих і відкритих систем являють собою кількісні співвідношення енергообміну.

Основним обмеженням першого закону є те, що він забороняє вічний двигун першого роду, тобто двигун, який здійснює роботу без витрати теплоти або внутрішньої енергії.

Перший закон термодинаміки стверджує лише можливість енергоперетворень в ТДС, але не визначає умов, за яких можливі ці перетворення. Так, наприклад, можливість передачі теплоти від менш нагрітого тіла до більш нагрітого тіла не суперечить першому закону.

Перший закон не вирішує питання про можливі напрямки здійснення термодинамічних процесів, саме від яких залежить їх ефективність.

Між тим досвід свідчить про те, що теплообмін відбувається тільки в напрямку зменшення температур, а перетворення теплоти на роботу можливо лише в певних пропорціях. Все це говорить про те, що в природі об'єктивно існує і другий закон, який визначає напрямки процесів, необхідні умови їх здійснення та ефективність (якість) процесів, що відбуваються у певному напрямку.

Приклад 2.1. Для системи, наведеної на рис.2.8 визначити потужність турбіни, якщо відомі такі дані: $T_1 = 473 \text{ K}$; $C_1 = 1 \text{ м/с}$; $Z_1 = 4 \text{ м}$; $P_2 = 0,12 \text{ МПа}$; $T_2 = 703 \text{ K}$; $C_2 = 25 \text{ м/с}$; $Z_2 = 0,5 \text{ м}$; $f_2 = 0,22 \text{ м}^2$; робоче тіло – CO_2 з теплоємністю $C_p = 0,76 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$; питома витрата палива з теплою згорання $Q_H^p = 40 \text{ МДж/кг}$ складає $b = 0,3 \text{ кг/кг}$; частка енергії, що втрачається внаслідок необоротності процесів в системі $\Psi = 0,1$; теплоємність вважати сталою.

Питома робота турбіни за умови оборотності згідно з (2.37) буде дорівнювати

$$l_{mo} = q - \Delta h - (C_2^2 - C_1^2) / 2 - g (Z_2 - Z_1).$$

Визначимо окремі складові останнього рівняння. Підведена питома теплота в процесі згорання палива, кДж/кг

$$q = v \cdot Q_H^p = 0,3 \cdot 40 \cdot 10^3 = 12000.$$

Зміна ентальпії, кДж/кг

$$\Delta h = C_p (T_2 - T_1) = 0,76 (703 - 473) = 175,16.$$

Зміна кінетичної та потенціальної енергій 1 кг робочого тіла, кДж/кг

$$10^{-3} (C_2^2 - C_1^2) / 2 = 10^{-3} (25^2 - 1^2) / 2 = 0,312,$$

$$10^{-3} g (Z_2 - Z_1) / 2 = 10^{-3} 9,81 (4 - 0,5) = 0,0343.$$

Теоретична питома робота турбіни, кДж/кг

$$l_{mo} = 1200 - 175,16 - 0,312 - 0,0343 = 11824,5.$$

Дійсна робота турбіни, кДж/кг

$$l_m = l_{mo} (1 - \Psi) = 11824,5 (1 - 0,1) = 10642.$$

Витрата газу з рівняння нерозривності (1.2), кг/с

$$G = f_2 C_2 / v_2 = 0,22 \cdot 25 / 1,1 = 5;$$

$$\text{де } v_2 = RT_2 / P_2 = 189 \cdot 703 / (0,12 \cdot 10^6) = 1,1 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$R = 8314,4 / \mu = 8314,4 / 44 = 189 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Потужність турбіни, МВт

$$N_m = G \cdot l_m \cdot 10^{-3} = 5 \cdot 10642 \cdot 10^{-3} = 53,21.$$

2.5.4. Другий закон термодинаміки

Другий закон термодинаміки був уже по суті справи сформульований у вигляді принципу необоротності (див.п.1.5): **всі процеси в природі необоротні**. Це означає, що здійснення реальних процесів і пов'язані з ними енергоперетворення відбуваються тільки у певному напрямку. Оборотний процес вважається ідеальним, тобто таким, який має найбільшу роботоспроможність, і тому найбільш сприятливим для енергоперетворень. Критерієм якості реальних процесів може бути міра необоротності.

В інженерній практиці завжди прагнуть виражати певні закономірності в кількісній формі, тобто у вигляді математичних співвідношень між фізичними величинами. В даному випадку мета полягає в тому, щоб за допомогою параметра стану (координати стану) кі-

лькісно виразити принцип необоротності та мати можливість здійснювати термодинамічні розрахунки за аналогією з першим законом. Такий параметр, як відомо, запропонував Клаузіус. Він постулював, що існує деяка величина (ентропія), яка подібно до параметрів характеризує стан робочого тіла. В разі підведення теплоти ентропія системи зростає на величину

$$ds = dq/T. \quad (2.41)$$

Із (2.41) видно, що для однакової теплоти значення ентропії тим більші, чим нижча абсолютна температура. В цьому зв'язку ентропію (приведену теплоту) можна розглядати як показник якості енергії. Ще Карно помітив, що робота, яку може виконати пара охолоджуючись від 100 до 99°C, не буде дорівнювати роботі пари в процесі охолодження від 50 до 49°C.

Другий закон термодинаміки узагальнює накопичений досвід спостережень за явищами природи і полягає в тому, що самодовільне здійснення природних процесів виникає за відсутності рівноваги між системою, яка бере участь в процесі, і зовнішнім середовищем; процеси, що здійснюються мають одnobічний напрям: від більш високих до більш низьких потенціалів; здійснення процесів припиняється, коли між системою і зовнішнім середовищем встановлюється рівновага. Зворотній перебіг процесу можливий лише за умови, коли енергія для його здійснення запозичується із зовнішнього середовища.

Об'єктивно існуючий в природі другий закон термодинаміки являє собою специфічний закон теплових процесів. Не дивлячись на еквівалентність теплоти і роботи, процеси їх взаємоперетворення не є рівнозначними. Якщо механічна енергія може бути цілком перетворена на теплоту (наприклад, шляхом тертя), то теплоту повністю перетворити на роботу неможливо. Для перетворення теплоти на роботу необхідно мати два джерела теплоти з різними температурами. При цьому на роботу може бути перетворена лише частина теплоти, яка відбирається з високотемпературного джерела, а друга частина цієї теплоти повинна передаватись низькотемпературному

джерелу. Отже, для отримання корисної роботи необхідно мати теплову машину з двома джерелами теплоти, яка працює за певним циклом. Таким чином, другий закон термодинаміки формулює умови перетворення теплоти на роботу.

Клаузіус установив, що в оборотних процесах і циклах (див.(2.29) зміна ентропії дорівнює нулю, а всі необоротні процеси відбуваються з “виробленням” ентропії ($dS > 0$). Таким чином, суть другого закону термодинаміки складається з двох принципів: принципу існування ентропії та принципу зростання ентропії. За першим принципом – **знищення ентропії неможливо, а її зміна в оборотних процесах дорівнює нулю**. За другим принципом – **“вироблена” в необоротних процесах ентропія завжди додатна**. Тому зростання ентропії в процесі характеризує міру його відхилення від найбільш досконалого оборотного процесу і, отже, характеризує його ефективність (якість).

Відомо декілька формулювань другого закону термодинаміки, серед яких найбільш поширені формулювання Клаузіуса, Томсона, Планка, але узагальнююче формулювання дав йому В.Оствальд: **«Неможливо побудувати вічний двигун другого роду»**. Отож, другий закон термодинаміки оголошує поза законом тепловий двигун, який витрачає енергію одного гарячого джерела.

Пояснити з позицій механіки чому неможливо побудувати такий двигун дуже складно. Принцип зростання ентропії, який визначає односторонній напрямок і необоротність енергоперетворень – це властивість нашого мікросвіту, котра не може бути зведена до інших, більш простих (зокрема механічних) законів.

Враховуючи (2.41), загальний вираз першого закону термодинаміки замість (2.32) можна записати

$$dU \leq TdS + dL + \sum_{k=1}^i \Pi_k dx_k, \quad (2.42)$$

де i – кількість взаємодій немеханічного походження, а знаки рівності та нерівності стосуються оборотних і необоротних процесів відповідно.

Для простих термоденформаційних ТДС ($i = 0$). Тому для закритих і відкритих систем з ідеальними газами (2.42) спрощується і приймає вигляд:

$$Tds \geq du + dl_v = C_v dT + PdV \quad (2.43)$$

$$Tds \geq dh + dl_p = C_p dT - v dP$$

Ці співвідношення називають **основними або узагальненими рівняннями термодинаміки**. Відзначимо наприкінці, що dq в (2.41) не є повним диференціалом, а ds є таким. Це означає, що абсолютна температура виконує роль інтегруючого множника, тобто величини, від ділення на яку диференціал, що не є повним, обертається на повний.

Рівняння (2.43) дозволяють і кількісно, і якісно оцінювати зміни, які відбуваються в ТДС внаслідок здійснення теплових процесів. На підставі другого закону термодинаміки розроблені досить прості методи аналізу ефективності роботи теплових двигунів і установок. В процесі викладання суті другого закону важливу роль відіграють замкнені термодинамічні процеси. Тому перш за все треба виявити особливості та закономірності здійснення таких процесів.

2.6. Перший і другий закони термодинаміки для замкнених процесів

Замкнені або кругові процеси, перші уявлення про які ми отримали вище, є характерними для теплових машин, де робоче тіло здійснює певний цикл, повертаючись у початковий стан. Це означає, що усі параметри або функції стану по завершенні циклу приймають свої первісні значення. Зобразимо довільний цикл, який складається з чотирьох послідовних процесів, на $P-v$ і $T-s$ діаграмах (рис.2.9). Будемо вважати, що в циклі працює 1 кг газу.

З наведеного рисунка видно, що в процесах 1-2 і 2-3 до робочого тіла підводиться теплота ($ds > 0$) і здійснюється робота розширення ($dv > 0$). В процесах 3-4 і 4-1 теплота відводиться ($ds < 0$) і здійснюється робота стиску ($dv < 0$).

Для енергетичного аналізу циклів використаємо перший закон термодинаміки. Тоді згідно з (2.34) для кругових процесів можна записати

$$\oint dq = \oint du + \int dl_v, \quad (2.44)$$

$$\oint dq = \oint dh + \int dl_p.$$

Але відповідно до (2.1) і (2.8) в замкнених процесах

$$\oint du = 0 \quad \text{і} \quad \oint dh = 0.$$

Це означає, що в кругових процесах величина сумарної роботи дорівнює сумарній теплоті, яка підводиться і відводиться від робочого тіла, тобто

$$\oint dq = \oint dl. \quad (2.45)$$

Сумарна теплота і сумарна робота в циклі складатимуть

$$q_u = (\sum q_{\text{доо}} - \sum q_{\text{від}}) = (q_{1-2} + q_{2-3}) - (q_{3-4} + q_{4-1}) > 0,$$

$$l_u = (\sum l_{\text{доо}} - \sum l_{\text{від}}) = (l_{1-2} + l_{2-3}) - (l_{3-4} + l_{4-1}) > 0.$$

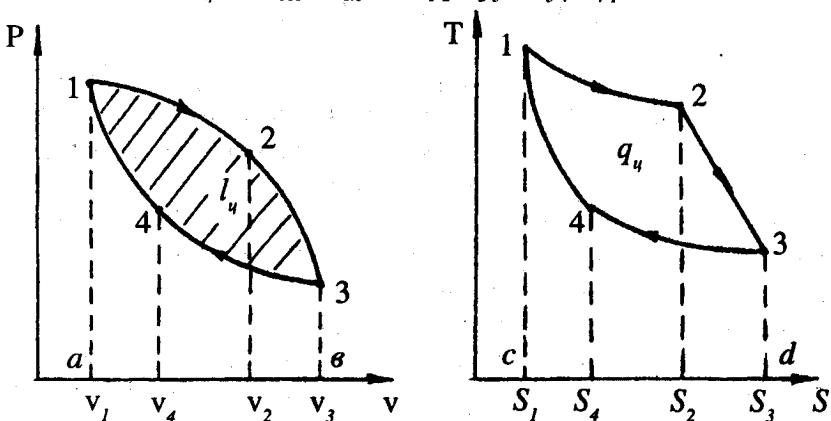


Рис.2.9.

Отже, в прямих циклах додатна теплота і робота більші від'ємних. Умовимося додатну теплоту позначати q_1 , а від'ємну – q_2 . Тоді на підставі (2.45) одержимо

$$q_u = l_u = q_1 - q_2 \quad (2.46)$$

Вищевикладене наочно підтверджує основні положення другого закону термодинаміки, розглянуті в п. 2.5.4: для перетворення теплоти на корисну роботу необхідно мати циклічну теплову машину з двома джерелами теплоти; на корисну роботу може бути перетворена лише певна частина теплоти, яка підведена до робочого тіла з "гарячого" джерела, а інша частина цієї теплоти втрачається в процесі відведення її в "холодне" джерело. Ефективність перетворення теплоти на роботу оцінюється термічним коефіцієнтом корисної дії (ККД), який являє собою відношення корисної роботи l_u , до підведеної зовні теплоти

$$\eta_i = l_u / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 = 1 - q_2 / q_1. \quad (2.47)$$

Розглянутий цикл можна здійснити і в зворотному напрямку. В такому циклі робота і теплота в процесах 1–4 і 4–3 будуть додатними, а в процесах 3–2 і 2–1 – від'ємними. Це означає, що робота розширення здійснюється з більш низьким тиском, ніж робота стиску. Зазначене стосується і сумарної теплоти циклу. Оскільки,

$$q_1 = (q_{1-4} + q_{4-3}) < q_2 = (q_{3-2} + q_{2-1}), \quad \text{то } q_u = (q_1 - q_2) < 0.$$

З останнього виразу видно, що в зворотних циклах корисна теплота, а, отже, і робота, від'ємна. Це означає, що для здійснення зворотного циклу (перенесення теплоти з "холодного" джерела в "гаряче" джерело) необхідно витратити роботу із зовнішнього середовища. Такий висновок і складає одне із положень другого закону термодинаміки.

Зауважимо, що в процесах підведення теплоти із зовнішнього середовища відбувається охолодження робочого тіла, оскільки

$T_3 < T_4$. І навпаки, в процесах відведення теплоти q_2 в зовнішнє середовище відбувається нагрівання робочого тіла.

Таким чином, в зворотному циклі здійснюється одночасне охолодження одних і нагрівання інших тіл зовнішнього середовища. **Цикли, в яких теплота передається від менш нагрітих до більш нагрітих тіл називаються холодильними.**

Ефективність холодильних циклів оцінюється холодильним коефіцієнтом

$$\varepsilon = q_1 / l_u = q_1 / (q_1 - q_2). \quad (2.48)$$

2.7. Цикл Карно

Прикладом оборотного циклу є відомий цикл Карно. Його здійснення передбачає наявність двох необмежених джерел теплоти (“гарячого” і “холодного”) зі сталими температурами T_1 і T_2 відповідно. Таким чином, процеси підведення і відведення теплоти являють собою рівноважні процеси зі сталими температурами (ізотермічні). Виконання роботи розширення і стиску робочого тіла в циклі обумовлюється ідеальною тепловою ізоляцією системи від зовнішнього середовища.

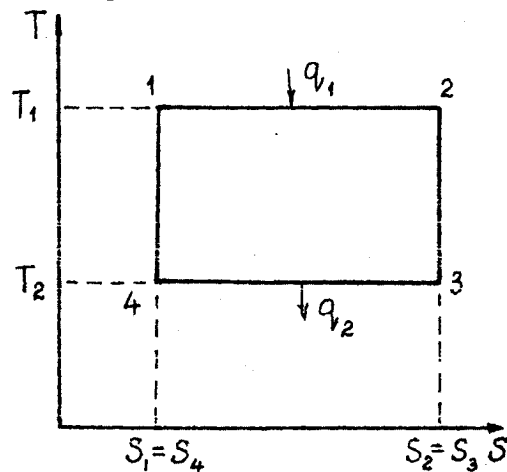


Рис.2.10.

Це означає, що процеси, в яких виконується робота, здійснюються без теплообміну ($dq=0$), тобто адиабатно. Особливістю таких оборотних процесів є те, що вони відбуваються зі сталою ентропією, оскільки $dq = 0 = Tds$, а $T \neq 0$.

Отже, оборотний цикл Карно складається з двох ізотерм 1–2 і 3–4 і двох адиабат 2–3 і 4–1 (рис.2.10). В ізотерміч-

ному процесі 1–2 до робочого тіла підводиться теплота q_1 , а його ентропія зростає на величину $\Delta s_1 = q_1 / T_1$. Далі в процесі адіабатного розширення з $s_2 = \text{const}$ виконується робота і температура робочого тіла зменшується до значення T_2 . В ізотермічному процесі 3–4 відводиться теплота q_2 до холодного джерела, а ентропія робочого тіла зменшується на величину $-\Delta s_2 = q_2 / T_2$. Цикл завершується процесом адіабатного стиску 4–1, в якому за рахунок підведення роботи з $s_4 = \text{const}$ температура робочого тіла збільшується до значення T_1 .

Цикл Карно є окремим випадком розглянутих вище загальних кругових процесів і тому його термічний ККД визначається за (2.47)

$$\eta_t = 1 - q_2 / q_1 = 1 - T_2 \left| \Delta s_{3,4} \right| / (T_1 \left| \Delta s_{1,2} \right|) = 1 - T_2 / T_1. \quad (2.49)$$

Із останнього рівняння витікає:

1) термічний ККД циклу Карно не може дорівнювати одиниці, тому що неможливо здійснити умови $T_1 = \infty$ або $T_2 = 0$;

2) ефективність циклу Карно залежить тільки від температур гарячого і холодного джерел і не залежить від властивостей робочого тіла.

Останній висновок називають **теоремою Карно**, котру можна вважати першим визначним результатом в теорії теплоти.

Легко побачити, що з (2.49) випливає

$$q_2 / q_1 = T_2 / T_1. \quad (2.50)$$

Це співвідношення має фундаментальне значення в термодинаміці. Воно означає, що величини q_1 і q_2 в оборотному циклі не є довільними, а підпорядковуються певній умові. Таким чином, Карно установив, що існує теоретична межа для здійснення корисної роботи навіть в найдосконаліших теплових машинах.

Неважно довести, що цикл Карно має найвищий ККД в порівнянні з іншими циклами, які працюють в однаковому з ним інтервалі температур. Нехай довільний оборотний цикл $a - b - c - d$ працює в інтервалі температур від T_1 до T_2 (рис.2.11).

Побудуємо на $T-s$ діаграмі цикл Карно, який працює в тому ж самому інтервалі температур. В циклі Карно відведена теплота екви-

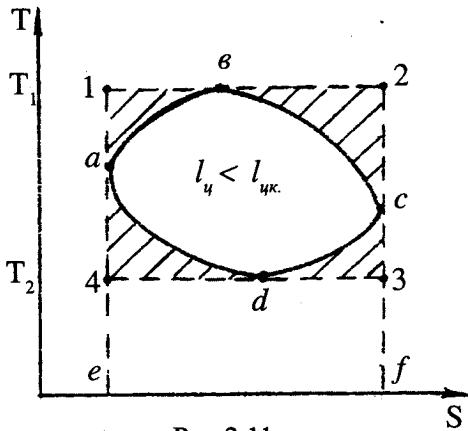


Рис.2.11.

валентна площі $e-4-3-f-e$, а в довільному циклі – площі $e-a-d-c-f-e$. Із діаграми наочно видно, що відвожувана в циклі Карно теплота менше відвожуваної теплоти в довільному циклі, тобто $q_{2k} < q_{2d}$. Підведена теплота в циклі Карно еквівалентна площі $e-1-2-f-e$, а в довільному циклі – площі $e-a-в-c-f-e$, яка менша, ніж перша; тобто $q_{1k} > q_{1d}$. Отже, виходить,

що $q_{2k}/q_{1k} < q_{2d}/q_{1d}$ і $\eta_{1k} > \eta_{1d}$.

За допомогою простих розрахунків можна переконатися, що зменшення температури холодного джерела (зовнішнього середовища) впливає на величину термічного ККД циклу Карно більш істотно, ніж підвищення температури гарячого джерела.

Для зворотного циклу Карно холодильний коефіцієнт визначається за формулою

$$\varepsilon = q_1 / (|q_2| - q_1) = T_2 / (T_1 - T_2), \quad (2.51)$$

з якої виходить, що він зростає з підвищенням температури T_2 і зі зменшенням температури T_1 , причому вплив T_1 менш істотний, ніж вплив T_2 .

Аналізуючи цикл Карно, можна зробити такі висновки.

Цикл Карно є найдосконалішим циклом, який має найвищий термічний ККД серед усіх можливих оборотних циклів.

Неможливо перетворити усю підведену до робочого тіла теплоту на роботу і навпаки.

Неможливо здійснити оборотний процес теплообміну між тілами з різними температурами без виконання роботи.

Приклад 2.2. Закрита газотурбінна установка (ГТУ), схема якої показана на рис.2.12, складається з компресора К, газонагрівника ГН, газової турбіни ГТ і охолодника газу ОГ.

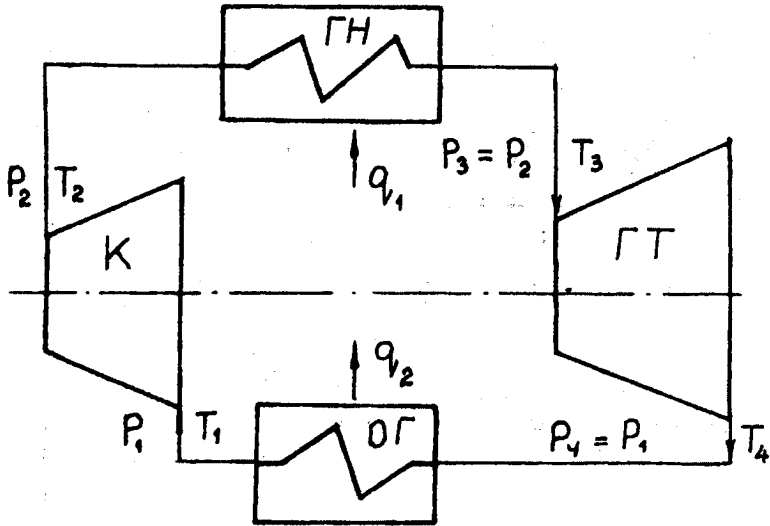


Рис.2.12.

Компресор всмоктує газ з параметрами навколишнього середовища P_1 , T_1 і за рахунок підведення адиабатної роботи підвищує його тиск і температуру до значень P_2 , T_2 . У газонагрівнику за умови сталого тиску (ізобарно) до газу підводиться теплота q_1 , внаслідок чого температура його підвищується до значення T_3 .

Далі газ надходить до газової турбіни, де адиабатно розширюється до початкового тиску $P_4 = P_1$, виконуючи роботу. Відпрацьований в турбіні газ з температурою T_4 надходить в охолодник, де ізобарно охолоджується до початкової температури T_1 . Зображення циклу на $P-v$ і $T-s$ діаграмах наведено на рис.2.13. Порівняти роботу і термічний ККД циклу з роботою і ККД циклу Карно, якщо відомо: $P_1 = 1$ бар; $T_1 = 290$ К; $T_3 = 1000$ К; $q_1 = 2000$ кДж/кг; $v_4 = 10,5$ м³/кг; робоче тіло – гелій з властивостями ідеального газу і теплоємністю $C_p = 5,228$ кДж/(кг·К).

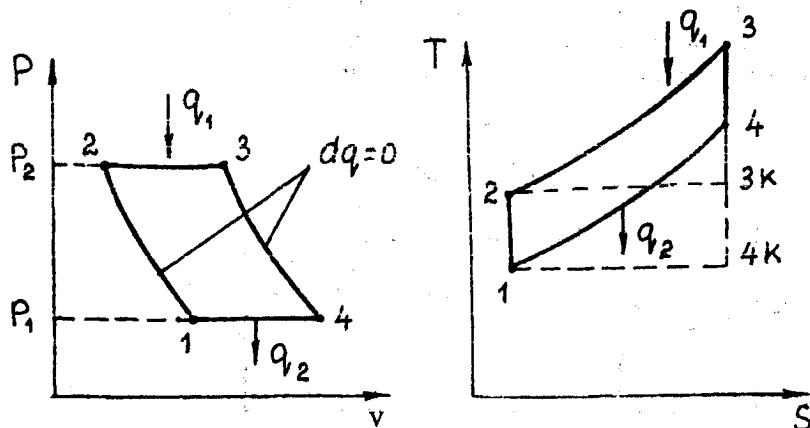


Рис.2.13.

Для розв'язування задачі необхідно визначити температури газу у відповідних точках циклу. Температуру після стиску в компресорі можна визначити з рівняння теплоти, підведеної в ізобарному процесі 2–3:

$$q_1 = C_p (T_3 - T_2),$$

звідки

$$T_2 = T_3 - q_1 / C_p = 1000 - 2000 / 5,228 = 617,44 \text{ К.}$$

Для ізобарного процесу 4–1 справедливі рівняння стану:

$$P_4 v_4 = RT_4, \quad P_1 v_1 = RT_1.$$

Зважаючи на те, що $P_4 = P_1$, одержимо $v_4 / v_1 = T_4 / T_1$.

Тоді $T_4 = T_1 (v_4 / v_1) = 290 (10,5/6) = 507,5 \text{ К}$;

де $v_1 = RT_1 / P_1 = 2,0786 \cdot 10^3 \cdot 290 / (1 \cdot 10^5) = 6 \text{ м}^3/\text{кг}$;

а $R = 8314,4 / \mu = 8314,4/4 = 2,0786 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

Теплота, яка відводиться в циклі, кДж/кг

$$q_2 = C_p(T_4 - T_1) = 5,228(507,5 - 290) = 1137.$$

Корисна робота циклу, кДж/кг

$$l_u = q_1 - q_2 = 2000 - 1137 = 863.$$

Термічний ККД циклу ГТУ

$$\eta_t = l_u / q_1 = 863 / 2000 = 0,4315.$$

Якщо б установка працювала за циклом Карно, то після адиабатного процесу стиску в компресорі здійснювалось би ізотермічне підведення теплоти з температурою T_2 . Отже, цикл Карно працював би в інтервалі температур від T_1 до T_2 (на T - S діаграмі цикл $1-2-3K-4K$), де $T_2 > T_1$. Термічний ККД такого циклу дорівнював би

$$\eta_{iK} = 1 - T_1 / T_2 = 1 - 290 / 617,44 = 0,53.$$

При цьому величина корисної роботи дорівнювала би, кДж/кг

$$l_{iK} = \eta_{iK} q_1 = 0,53 \cdot 2000 = 1060.$$

Таким чином, ефективність циклу Карно на 12,28% вища, ніж наведеного циклу ГТУ.

2.8. Узагальнений цикл Карно

Вище ми мали змогу переконатись, що термічний ККД циклу Карно є найбільшим серед інших оборотних циклів, які працюють в тих самих межах температур. Однак теоретично можливо здійснити інші оборотні цикли, які за певних додаткових умов мали б термічний ККД, рівний ККД циклу Карно. Уявимо собі цикл $1-2-3-4$, який працює в інтервалі температур від T_1 до T_2 і складається з двох ізотерм

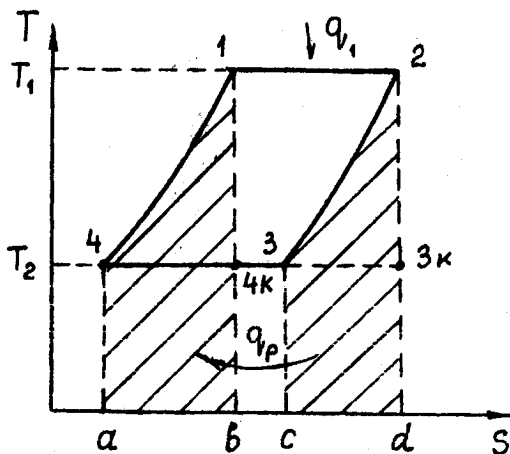


Рис.2.14.

1-2 і 3-4 та двох екви-
стантних процесів 2-3 і
4-1 (рис.2.14). В такому
циклі, як і в циклі Карно
1-2-3-4, підведення і
відведення теплоти
ізотермічне. Внаслідок
еквідистантності кривих
4-1 і 2-3 площі $a-4-1-b-$
 a і $c-3-2-d-c$ співпада-
ють, тобто теплота, яку
відає робоче тіло в про-
цесі 2-3, дорівнює теплоти,
яка підводиться до
нього в процесі 4-1.

Якщо теплоту процесу 2-3 закумулявати в пристрої, який називається регенератором, а потім оборотно передати робочому тілу в процесі 4-1, то вся теплота, котру отримує робоче тіло зовні, дорівнюватиме теплоті q_p , підведеній в циклі Карно. Так саме і теплота, яку віддає, робоче тіло в процесі 3-4, дорівнюватиме теплоті q_p , відведеній в циклі Карно. Отже, виходить, що термічний ККД розглянутого циклу буде дорівнювати термічному ККД циклу Карно.

Термодинамічні цикли, в яких здійснюється відведення теплоти від робочого тіла з наступним її підведенням, називаються **регенеративними**. Регенерація теплоти дозволяє підвищити ефективність реальних циклів (наблизити їх до найбільш досконалого оборотного циклу Карно). Проте здійснити «повну» регенерацію теплоти практично неможливо.

Термічний ККД регенеративного циклу визначиться за формулою:

$$\eta^p = 1 - q_2 / q_{1p} \quad (2.52)$$

де $q_{1p} = q_1 - q_p$; q_p - теплота, що підведена в цикл завдяки регенерації.

Контрольні запитання

1. Чому вираз для елементарної роботи не є повним диференціалом?
2. Який знак має робота дисипації?
3. Чим відрізняється робота l_v від роботи l_p ?
4. Чим зумовлена зміна ентальпії в усталених поточних процесах?
5. Якій умові підпорядковується підведена і відведена теплота в циклі Карно?
6. Які властивості мають регенеративні цикли?

3. ЕНТРОПІЯ

Після першого знайомства з ентропією в попередніх главах виникає потреба більш детального вивчення як властивостей ентропії, так і явищ, які з нею пов'язані, оскільки ентропійні методи є сучасними засобами дослідження термодинамічних процесів.

3.1. Ентропія і термодинамічна шкала температур

В термодинаміці температура є, мабуть, головною фізичною величиною. З точки зору молекулярно-кінетичної теорії газів температура являє собою міру інтенсивності теплового руху молекул. Безпосередньо вимірювати цю енергію на практиці немає змоги. Тому для вимірювання температури використовують побічні методи, а прилади, призначені для її вимірювання, називають термометрами. Принцип дії термометрів полягає в тому, що між речовиною, температура якої вимірюється, і робочим тілом термометра устанавлюється з часом стан термічної рівноваги. Цей експериментальний факт часто називають **нульовим законом термодинаміки**. При цьому робоче тіло термометра переходить в іншій рівноважний стан, за зміною котрого можна мати уявлення про температуру. Кількісна міра зміни стану залежить від фізичних властивостей робочого тіла термометра. Відлік температури здійснюється за допомогою температурних шкал, одиницею яких є градус. Отже, температура тіла, яка вимірюється різними термометрами, залежить від властивостей робочих тіл термометрів і від шкали вимірювання. Така температура називається **емпіричною**.

Шкала Цельсія ($t, ^\circ\text{C}$), якою ми користуємось на практиці, має дві реперні точки: 0°C відповідає температурі танення льоду, а 100°C – температурі кипіння води при нормальному атмосферному тиску. Інтервал між реперними точками поділений на 100 рівних відрізків (градусів). Однак добре відомо, що теплоємність тіл залежить від температури і для більшості тіл ця залежність нелінійна. Це означає, що в залежності від того, яке робоче тіло має термометр, температурна шкала буде більш або менш нерівномірною в різних її частинах. Ртутні та спиртові термометри з цієї причини малопридатні для точних вимірю-

вань температур. Вимірювання температур газовими термометрами є більш досконалим завдяки властивості газів поводити себе в діапазоні невеликих тисків майже однаково, підпорядковуючись рівнянню стану для ідеальних газів, і переходити в рідину за умови дуже низьких температур. Однак і газові термометри далекі від бажаного ідеалу.

Виходячи з цього, виникає потреба в теоретичному визначенні температури без посилання на властивості будь-яких речовин. Метод побудови термодинамічної шкали температур був розроблений Томсоном. Він подивився на цикл Карно як на пристрій, який дає змогу «вимірювати» співвідношення температур за (2.50), тобто $q_1/q_2 = T_1/T_2$. Це означає, що для будь-якого способу нагрівання (охолодження) температура змінюється не на певну величину, а у певну кількість разів. Шкала температур, яка побудована за принципом (2.50), називається **термодинамічною шкалою температур**. Її властива чудова симетрія. Якщо усі значення температур помножити на один і той же множник, то співвідношення не змінюються. Для того, щоб підвищити температуру від 99 до 100°C і від 198 до 200°C треба витратити однакову енергію, тому що $100/99 = 200/198$. Таким чином, **під час нагрівання (охолодження) тіл змінюється масштаб температурних процесів**.

Термодинамічну шкалу температур легко побудувати за допомогою циклу Карно (рис.2.10), де

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1), \quad |q_2| = T_2(s_2 - s_1).$$

Робота циклу дорівнює $l_u = q_1 - q_2 = (T_1 - T_2)(s_2 - s_1)$.

З наведених співвідношень одержимо

$$\begin{aligned} T_1 &= (T_1 - T_2) q_1 / (q_1 - |q_2|), \\ T_2 &= (T_1 - T_2) |q_2| / (q_1 - |q_2|). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Значення температур можуть бути визначені за (2.50), тобто методом, що не вимагає вимірювань, а величини q_1 і q_2 в свою чергу, можна визначити за формулами для ізотермічних процесів.

Для того, щоб термодинамічна температура мала конкретне значення треба вибрати певні реперні точки на термодинамічній шкалі. За нижню точку відліку термодинамічної температури прийнята температура, для якої ККД циклу Карно дорівнює одиниці, тобто для $T_2=0$ (див.(2.49). Отож, абсолютний нуль температури – це температура T_2 , для якої термічний коефіцієнт корисної дії циклу Карно дорівнюватиме одиниці. Легко побачити, що більш низької температури існувати не може, інакше $\eta_c > 1$, що суперечить другому закону термодинаміки. Таким чином, абсолютна (термодинамічна) температура не може мати від'ємних значень.

Якщо за реперні точки на термодинамічній шкалі вибрати реперні точки шкали Цельсія, то розрахунки дають

$$\begin{aligned} |q_2|/|(q_1 - |q_2|) &= 2,7316, \\ q_1/(q_1 - |q_2|) &= 3,7316. \end{aligned}$$

Якщо тепер за один градус прийняти одну соту інтервалу між реперними точками (як і на шкалі Цельсія), то точка танення льоду відповідає 273,16 К, а точка кипіння води –373,16К. Нуль градусів на шкалі Цельсія відповідає 273,16 градуса на шкалі Кельвіна. Ясно, що абсолютний нуль температури відповідає – 273,16°С.

3.2. Зміна ентропії в оборотних процесах

На прикладі циклу Карно ми мали змогу переконатись, що здійснити рівноважний (оборотний) теплообмін між двома тілами з різними температурами неможливо без “посередника” – робочого тіла термодинамічної системи. Для того, щоб оборотно відвести теплоту q_1 від нагрівника з температурою T_1 і оборотно передати теплоту q_2 охолоднику з температурою T_2 , треба мати оборотну теплову машину, яка виконує роботу $(q_1 - q_2)$ і віддає лише частину підведеної до робочого тіла теплоти у певній пропорції:

$$|q_1|/|q_2| = T_1/T_2; \quad \text{або} \quad |dq_1|/|dq_2| = T_1/T_2$$

Враховуючи від'ємний знак відвожуваної теплоти, наведену пропорцію можна переписати

$$dq_1/T_1 + dq_2/T_2 = 0 \quad (3.2)$$

Останній вираз схожий на закон збереження. Отже, в оборотних процесах і циклах зберігається величина,

$$\int dq/T,$$

яку Клаузіус назвав ентропією. Сама по собі теплота може передаватись, перетворюватись на роботу, але ніякої тенденції до збереження не має. Тому зрозуміло, що ні про який запас теплоти в тілі, як уже відзначалось, не може бути й мови. В оборотних процесах зменшення ентропії більш нагрітого тіла повністю компенсується зростанням ентропії менш нагрітого тіла.

В ізольованих ТДС ніяких взаємодій із зовнішнім середовищем не виникає. Тому на підставі (2.42) виходить, що $dq = Tds = 0$ і $ds = 0$, тобто зміна ентропії в оборотних процесах (циклах) ізольованої термодинамічної системи дорівнює нулю

$$ds_0 = dq/T = 0. \quad (3.3)$$

3.3. Зміна ентропії в необоротних процесах

Розглянемо тепер необоротний процес теплообміну в ізольованій ТДС з двома тілами (підсистемами), які мають однаковий тиск і неоднакові температури. Якщо всі інші взаємодії відсутні, то в системі може відбуватись лише процес теплообміну між тілами. Допустимо, що температура першого тіла T_1 , вища за температуру другого тіла T_2 . Тоді перше тіло віддає певну теплоту dQ , а друге тіло її сприймає. З одного боку

$$-dQ = T_1 dS_1, \text{ а з другого } dQ = T_2 dS_2, \text{ тобто}$$

$$-T_1 dS_1 = T_2 dS_2.$$

Враховуючи знаки теплоти та ентропії (в разі відведення теплоти ентропія від'ємна), з останнього рівняння визначимо

$$dS_2 = (T_1/T_2) |dS_1| \quad (3.4)$$

Оскільки $T_1 > T_2$, а $T_1/T_2 > 1$, то $|dS_2| > |dS_1|$.

З отриманої нерівності витікає дуже цікавий висновок, а саме: **ентропія тіла, яке сприймає теплоту, зростає у більшій мірі, ніж зменшується ентропія тіла, від якого ця теплота відводиться.** Це свідчить про те, що в процесах необоротного теплообміну поряд з перенесенням теплоти здійснюється “перенесення” ентропії. Ясно, що ентропія розглянутої системи складається з ентропій підсистем і має бути додатною, тобто

$$dS_c = (dS_1 + dS_2) > 0. \quad (3.5)$$

Таким чином, **необоротні процеси теплообміну здійснюються з “виробленням” ентропії.** Величину “виробленої” в необоротному процесі теплообміну ентропії, яка разом з теплою “переноситься” до менш нагрітого тіла, неважко визначити

$$\begin{aligned} dS_{HO} &= dS_2 - dS_1 = dQ (1/T_2 - 1/T_1) = \\ &= [(T_1 - T_2) / (T_1 \cdot T_2)] dQ > 0. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Із рівняння (3.6) видно, що оборотні адіабатні процеси, для котрих $dQ = 0$, є лише граничним випадком реальних необоротних процесів. “Виробництво” і “перенесення” ентропії відбувається аж до установлення стану термічної рівноваги ($T_1 = T_2$) після чого теплообмін припиняється ($dS = 0$).

Досвід показує, що за умови нерівноважних взаємодій, виникають додаткові джерела взаємодій, серед яких обов'язково є теплові. Тому в ізольованій ТДС завжди “виробляється” ентропія. Вироблення ентропії є наслідком дисипативних ефектів вирівнювання усередині системи, якщо навіть система адіабатна.

Візьмемо, наприклад, адіабатну систему з нерухомим поршнем, до якої енергія підводиться в формі здійснення роботи вала, а інші

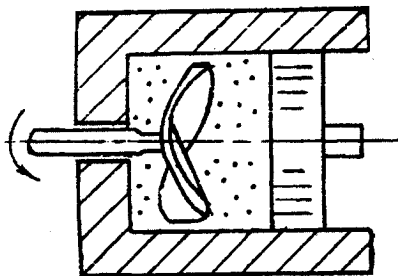


Рис.3.1.

взаємодії відсутні (рис.3.1). Для такої системи $dQ = 0$ і $dv = 0$. Тому процес підведення зовнішньої роботи необоротний. Тоді за (2.33) зміна внутрішньої енергії здійснюється тільки за рахунок виконання необоротної механічної роботи. Зміна ентропії внаслідок необоротного здійснення роботи в системі дорівнюватиме

$$dS = dU / T = dL / T = dS_{HO} > 0 . \quad (3.7)$$

Власне кажучи, саме така енергія, котру сприймає ТДС у формі здійснення механічної роботи і яка не витрачається на інші взаємодії, називається **дисипацією (розсіюванням) роботи**. Енергію дисипації дуже просто визначити з (3.7).

$$dL_{disc} = TdS_{HO} > 0 . \quad (3.8)$$

Так само, як теплота і робота, енергія дисипації є функцією процесу. Якщо б розглянута система мала рухомий поршень, то підведена до ТДС енергія частково перетворювалася би на роботу зміни об'єму, а частково на дисипацію. Тоді корисну роботу обчислюють за (2.17), а енергію (роботу) дисипації за (3.6) і (3.8).

Енергія дисипації так само, як і зміна ентропії dS_{HO} , характеризує міру необоротності процесів і втрату роботоспроможності системи. Необоротна втрата зв'язана з тим, що механічна енергія (енергія направленої руху макротіл) перетворюється на енергію безладного (теплого) руху мікрочастинок тіла, котра розсіюється в об'ємі системи. Тому дисипативні ефекти викликають зміни в ТДС, які подібні до змін в разі еквівалентного підведення теплоти. Це саме стосується і роботи тертя, котра, як відомо, супроводжується тепловими ефектами. Отже, енергія (робота) дисипації є "загубленою" для перетворення на роботу.

3.4. Енергія дисипації та зміна ентропії в усталених потоках речовини

Отримані раніше рівняння балансу енергії для усталених потоків не враховують втрати енергії внаслідок дисипативних ефектів в об'ємі системи. З гідродинаміки відомо, що під час течії в'язких речовин дотичні напруження тертя деформують кожний елемент маси потоку, тобто виконують певну роботу деформації, яка пропорційна квадрату градієнта швидкості і тому завжди додатна. Процес деформації елемента потоку є необоротним, оскільки в процесі деформації елемент потоку тільки сприймає роботу, але не може її віддавати.

Розглянемо проточну систему, зображену на рис.3.2. Зміна кінетичної енергії потоку в ТДС обумовлюється роботою зміни сил тиску, роботою двигуна, роботою сил тяжіння і роботою дисипації, тобто

$$d(C^2/2) = dl_{\text{от}} - dl_p - gdZ - dl_{\text{дис}}. \quad (3.9)$$

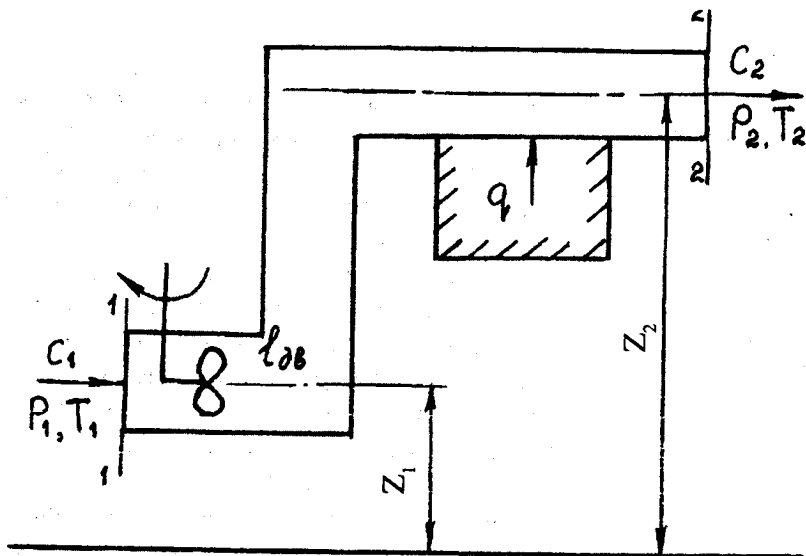


Рис.3.2.

Із (3.9) неважко визначити роботу дисипації

$$dl_{\text{дис.}} = dl_{\text{об}} + vdP - [d(C^2/2) + gdZ]. \quad (3.10)$$

Приймаючи до уваги рівняння балансу енергії (2.34) і (2.38), одержимо

$$dl_{\text{дис.}} = (dh - vdP) - dq = Tds - dq. \quad (3.11)$$

З останнього рівняння виходить, що

$$Tds = dq + dl_{\text{дис.}}. \quad (3.12)$$

Звідки зміна ентропії потоку речовини дорівнюватиме

$$\Delta s_n = \int_1^2 dq/T + \Delta s_{HO} > 0. \quad (3.13)$$

Отож, в усталених потоках зміна ентропії відбувається як за рахунок перенесення ентропії внаслідок необоротності процесу теплообміну, так і за рахунок вироблення ентропії внаслідок необоротності дисипативних ефектів. Відзначимо тільки, що робота дисипації в кожному конкретному випадку повинна визначатися за відповідними формулами.

Для проточних адіабатних систем з кількома потоками речовин ентропія через межі системи "переноситься" також з потоками цих речовин і складає [4,6]

$$\sum_{i=1}^n \left(\int dq/T \right) + \left(\sum_{i=1}^n \Delta s_{HO} \right) = \sum_{i=1}^n s_{i \text{вих.}} - \sum_{i=1}^n s_{i \text{вх.}} \quad (3.14)$$

де $s_{\text{вх.}}$, $s_{\text{вих.}}$ – питомі ентропії речовин на вході в систему і на виході з неї відповідно; n – кількість взаємодій.

Права частина (3.14) характеризує зміну ентропії всіх потоків речовин між входом і виходом з контрольного простору, а ліва – джерела цієї зміни ентропії.

Приклад 3.1. Визначити зміну ентропії та величину дисипації енергії в проточній ТДС з усталеним рухом CO_2 , наведеній на рис.3.2. Нагнітальник перекачує газ з параметрами $P_1 = 1$ бар; $t_1 = 27^\circ\text{C}$; $C_1 = 0,8$ м/с. Крутильний момент на валу нагнітальника $M = 21,7$ Н·м, а частота обертання $n = 900$ об/хв. Різниця геодезичних висот між межами системи $\Delta Z = 4$ м.

В нагрівнику газ ізобарно з $P_2 = 1,1$ бар підігрівається до температури $t_2 = 57^\circ\text{C}$. Площі вхідного і вихідного перерізів каналу дорівнюють $f_1 = 0,2$ м²; $f_2 = 0,08$ м². Для спрощення розрахунків газ вважається нестисливим, а його теплоємність $C_p = 0,761$ кДж/(кг·К) сталою.

Газова стала і питомий об'єм газу

$$R = 8314,4/\mu = 8314,4/44 = 189 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}),$$

$$v_1 = RT_1/P_1 = 189 (27 + 273,16) / 10^5 = 0,568 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Об'ємна і масова витрати газу

$$V = f_1 C_1 = 0,2 \cdot 0,8 = 0,16 \text{ м}^3/\text{с},$$

$$G = V/v_1 = 0,16/0,568 = 0,2817 \text{ кг}/\text{с}.$$

Швидкість газу в кінцевому перерізі, м/с

$$C_2 = V/f_2 = 0,16/0,08 = 2.$$

Зміна питомої кінетичної енергії, Дж/кг

$$\Delta E_k = 1 \cdot (C_2^2 - C_1^2) / 2 = 1(2^2 - 0,8^2) / 2 = 1,68.$$

Питома потенціальна енергія сил тяжіння, Дж/кг

$$\Delta E_n = 1 \cdot g \cdot \Delta Z = 1 \cdot 9,8 \cdot 4 = 39,24.$$

Питома робота зміни тиску за умови нестисливості газу ($dv=0$), Дж/кг

$$l_p = v_1(P_2 - P_1) = 0,568 (1,1 - 1) \cdot 10^5 = 5680.$$

Питома робота нагнітальника, Дж/кг

$$l_H = M\pi n \cdot 1/(G \cdot 30) = 21,7 \cdot 3,14 \cdot 900 \cdot 1 / (0,2817 \cdot 30) = 7253,4 .$$

Питома енергія дисипації за (3.10), Дж/кг

$$l_{\text{дис}} = l_H - l_p - \Delta E_k - \Delta E_n = 7253,4 - 5680 - 1,68 - 39,24 = 1532,48$$

Питома теплота, яка підведена до робочого тіла в нагрівнику, Дж/кг

$$q = l \cdot C_p (t_2 - t_1) = 1 \cdot 0,761 \cdot 10^3 (57 - 27) = 22851,6 .$$

Середня температура газу в системі, К

$$T_{cp} = 0,5 (T_1 + T_2) = 0,5 (300 + 330) = 315 .$$

Питома зміна ентропії в необоротному процесі теплообміну за (2.27), Дж/(кг·К)

$$\Delta s_q = q / T_{cp} = 22851,6 / 315 = 72,54$$

Питома зміна ентропії внаслідок дисипації, Дж/(кг·К)

$$\Delta s_{\text{дис}} = l_{\text{дис}} / T_{cp} = 1532,48 / 315 = 4,865 .$$

Загальна питома зміна ентропії в ТДС, Дж/(кг·К)

$$\Delta s_c = \Delta s_q + \Delta s_{\text{дис}} = 72,54 + 4,865 = 77,4$$

Частка дисипативних втрат енергії

$$\Psi_{\text{дис}} = l_{\text{дис}} / l_H = 1532,48 / 7253,4 = 0,2112 .$$

Таким чином, дисипативні втрати складають більше 21% підведеної нагнітальником роботи.

3.5. Дисипативно-репаративні перетворення енергії

Наявність дисипативних ефектів в реальних процесах указує на їх однонаправленість: дійсні процеси супроводжуються необоротним перетворенням роботи на теплоту. При цьому відбувається неминуча деградація енергії: перехід енергії направленої руху на більш низький рівень – енергію безладного (теплого) руху. Мірою деградації енергії є зростання теплової координати ізольованої системи – ентропії.

Поряд з цим із наукових досліджень відомі випадки такого перетворення енергії, коли в одній частині ізольованої системи здійснюються процеси з виробленням ентропії, а в іншій – з її зменшенням. Такі перетворення відбуваються в органічному взаємозв'язку і отримали назву **сполучених перетворень**. Через те, що зростання ентропії зумовлено дисипацією енергії, а локальне її зменшення свідчить про підвищення якості енергії (репарацію), то такі сполучені перетворення називаються **дисипативно-репаративними**. Саме наявність сполучки між процесами зумовлює здійснення одного з них у неприродному напрямку. Але, незважаючи на це, в ТДС відбувається достатнє компенсаційне зростання ентропії.

Наочною ілюстрацією цього принципу може бути проста механічна система (рис.3.3). У першому випадку (ліворуч) кожна вага буде рухатись донизу. У другому (праворуч), завдяки сполученню, велика вага примушує малу вагу рухатись у протиприродному напрямку.

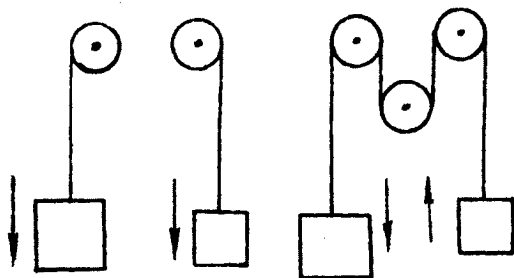


Рис.3.3.

Найбільш часто дисипативно-репаративні перетворення енергії зустрічаються в хімічній енергетиці. Розглянемо, наприклад, реакцію дисоціації $A_2 \rightarrow 2A$, в якій учасниками реакції є гази. По-перше,

щоб розірвати зв'язок $A-A$, потрібна певна енергія, котру можна взяти тільки із зовнішнього середовища. Реакція, для здійснення якої витрачається енергія із зовнішнього середовища, називається **ендотермічною**. По-друге, в результаті реакції не створюється ніяких інших сполучень, а це означає, що ніякого зменшення енергії в системі не виникає. Але в результаті реакції замість однієї молекули утворюються дві, внаслідок чого повинен зростати тиск (сумарна енергія молекул) в тому ж об'ємі, або вдвічі збільшитись об'єм за умови сталої температури, що якраз частіше спостерігається на практиці. Останнє й відповідає розсіянню енергії продуктів реакції в об'ємі системи, внаслідок чого ентропія системи зростає.

Таким чином, в ендотермічних реакціях зменшується тепловий рух зовнішнього середовища і зростає тепловий рух усередині системи. Додамо також, що реакція супроводжується ще процесом змішування молекул A_2 з новоутвореними молекулами A , що, як ми побачимо далі, зумовлює додаткове розсіяння енергії. Отже, в ендотермічних реакціях зменшення ентропії в зовнішньому середовищі з надлишком компенсується її зростанням усередині системи. Власне кажучи, здійснення будь-якої хімічної реакції пов'язане зі зростанням теплового руху мікрочастинок робочого тіла і розсіянням та деградацією енергії.

Без перебільшення можна вважати, що і реальні термодинамічні процеси є дисипативно-репаративними. Тоді математичний вираз другого закону термодинаміки можна записати у вигляді [6]

$$dS_c = \sum_{i=1}^n dS_i^- + \sum_{i=1}^n dS_i^+ \geq 0, \quad (3.15)$$

або

$$\Delta S_c = \Delta S^- + \Delta S^+ \geq 0,$$

де ΔS^- , ΔS^+ – сумарні значення усіх від'ємних і додатних змін ентропії в системі відповідно; n – кількість взаємодій.

Зокрема, для термомеханічної системи, яка здійснює цикл Карно, з урахуванням (3.2) неважко отримати співвідношення

$$\Delta s_c = -q_u / T_1 + |q_2| (T_1 - T_2) / (T_1 \cdot T_2) = 0 \quad (3.15a)$$

в якому другий доданок у правій частині співпадає з (3.6).

З наведених прикладів видно, що з'являється можливість аналізувати термодинамічні процеси та цикли не за балансом енергії (першим законом термодинаміки), а за балансом ентропії (другим законом). Зрозуміло, що для оборотних процесів і циклів $\Delta S^+ = \Delta S^- = 0$, а для необоротних $|\Delta S^+| > |\Delta S^-| > 0$.

3.6. Визначення зміни ентропії

Для аналізу досконалості термодинамічних процесів необхідно знати зміну ентропії, яку неможливо визначити експериментально. Тому і виникає потреба обчислювати зміну ентропії в процесах за допомогою розрахункових формул. Ясно, що найбільш прості співвідношення можна отримати для ідеальних газів. Використовуючи (2.43), будемо мати

$$\begin{aligned} ds &= C_v dT/T + P dv / T, \\ ds &= C_p dT/T - v dP/T. \end{aligned} \quad (3.16)$$

З урахуванням рівняння стану ідеального газу ($Pv = RT$) після інтегрування для середніх значень теплоємностей в процесах одержимо

$$\Delta s = s_2 - s_1 = C_v \ln (T_2 / T_1) + R \ln (v_2 / v_1), \quad (3.17)$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = C_p \ln (T_2 / T_1) - R \ln (P_2 / P_1).$$

Крім того, можна визначити зміну ентропії як функцію змінних P і v . Якщо продиференціювати рівняння стану

$$dT/T = dv/v + dP/P,$$

то на підставі (3.16) визначимо

$$ds = C_v (dP/P) + C_p (dv/v). \quad (3.18)$$

Інтегрування останнього рівняння дає

$$\Delta s = s_2 - s_1 = C_v \ln (P_2/P_1) + C_p \ln (v_2/v_1). \quad (3.19)$$

Абсолютні значення ентропії для більшості практичних задач (за виключенням процесів з хімічними перетвореннями) особливого інтересу не викликають.

Значення температурної складової питомої ентропії $s^0(T)$ для $P_0=1$ бар за [4] наведені в дод. 2, а значення питомої абсолютної ентропії визначаються за формулою

$$s(P,T) = s^0(T) - R \cdot \ln(P/P_0)$$

Приклад 3.2. В адиабатному теплообмінному апараті (ТА) повітря з витратою $G_n = 1$ кг/с нагрівається від $t_{1n} = 20^\circ\text{C}$ до $t_{2n} = 52^\circ\text{C}$ (рис. 3.4) за рахунок охолодження гарячих димових газів, які надходять в ТА з температурою $t_{1z} = 150^\circ\text{C}$ і витратою $G_z = 0,8$ кг/с. Тиск повітря в ТА змінюється від $P_{1n} = 1,025$ бар до $P_{2n} = 1$ бар, а тиск газів – від $P_{1z} = 0,97$ бар до $P_{2z} = 0,95$ бар. Визначити зміну ентропії в системі, вважаючи теплоємності теплоносіїв однаковими і сталими

$$C_p = C_{pn} = C_{pz} = 1 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$$

Змінами кінетичної та потенціальної енергії знехтувати. Оскільки теплообмінний апарат являє собою адиабатну систему з двома потоками речовини, то вироблення ентропії можна визначити за (3.14). Зростання ентропії в системі зумовлюється двома необоротними процесами: теплообміном і роботою дисипації внаслідок втрат тиску під час переміщення теплоносіїв вздовж поверхні теплообміну. Тому з урахуванням (3.17) зміна ентропії в системі складатиме

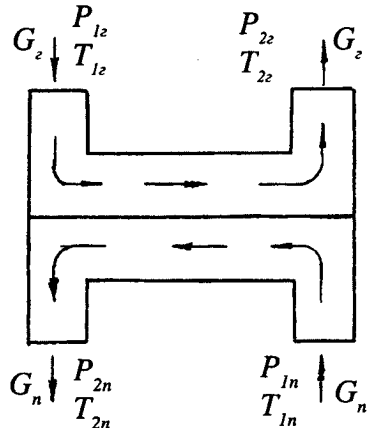


Рис.3.4.

$$\begin{aligned} \Delta S_{TA} = G_n \Delta s_n + G_z \Delta s_z = G_n C_{pn} \ln(T_{2n}/T_{1n}) - \\ - G_n R_n \ln(P_{2n}/P_{1n}) + G_z R_z \ln(P_{2z}/P_{1z}). \end{aligned} \quad (3.20)$$

Для нашого випадку $R_n = R_z = 8,3144/29 = 0,287$ кДж/(кг·К). Перший доданок у правій частині (3.20) характеризує зміну ентропії внаслідок необоротності процесу теплообміну для адіабатної системи, а інші – зміну ентропії теплоносіїв внаслідок дисипативної роботи сил тиску.

Для обчислення ΔS_{TA} за (3.20) не вистачає значення температури газів t_{2z} . Оскільки зміни кінетичної та потенціальної енергії дорівнюють нулю, то енергобаланс проточної системи теплообмінника в інтегральній формі має вигляд

$$G_n (h_{2n} - h_{1n}) = -G_z (h_{2z} - h_{1z}).$$

Звідки невідома температура газів дорівнюватиме

$$t_{2z} = t_{1z} - G_n C_p (t_{2n} - t_{1n}) / (G_z C_p) = 150 - 1 \cdot 1 (52 - 20) / (0,8 \cdot 1) = 110 \text{ }^\circ\text{C}$$

Зміна ентропії системи, кВт/К

$$\begin{aligned} \Delta S_{TA} = 1[1 \ln(325/293) - 0,287 \ln(1/1,025)] + 0,8 \cdot 0,287 \ln(0,95/ \\ 0,97) = 0,1036 - (-0,0078) + (-0,00478) = 0,1114 - 0,00478 = 0,1066. \end{aligned}$$

3.7. Ентропія та імовірність стану

Наявність дисипативних ефектів обумовлює перехід упорядкованого руху частинок ТДС в неупорядкований (тепловий) рух. Хаотичний рух частинок, який характеризує можливість в будь-який момент рухатись в довільному напрямку є менш досконалим, а тому й більш імовірним, ніж організований рух, підпорядкований певним умовам. Отже, слід сподіватися, що менш природний упорядкований рух завжди намагається перейти до більш природного безладного руху.

Інакше кажучи, під час здійснення природних процесів в ізольованій ТДС остання намагається перейти від менш імовірного стану до більш імовірного. Оскільки кількісною мірою хаотичності руху є ентропія, то її можна розглядати не тільки як міру безладдя в системі, але й як характеристику імовірності стану.

Молекулярно-кінетична теорія газів, закони якої використовуються в термодинаміці, виразити цей якісний аспект виявилась неспроможною, бо в ній не було місця для ентропії. Саме це спонукало Л.Больцмана прокласти кладку між механікою мікрочастинок і ентропією. Він виявив, що ентропія з'являється в кінетичній теорії газів як результат застосування теорії імовірності до термодинамічних систем. Формула, яку відкрив Больцман, має дуже простий вигляд і глибокий зміст

$$s = k \ln W. \quad (3.21)$$

Вона з'єднує ентропію із статистичною величиною імовірності стану W . Коефіцієнт k пізніше додав у цю формулу Планк, який і назвав його сталою Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$, Дж/К).

Для уясування суті формули Больцмана розглянемо посудину, об'єм котрої V_0 дорівнює об'єму одного моля газу для нормальних умов (22,4 л). Умовимось, що зовнішні дії відсутні, а температура газу залишається сталою. Усі молекули газу в посудині рухаються безладно. Без суттєвої помилки можна вважати, що з часом кожна молекула газу однаково часто (з однаковою імовірністю) побуває в кожній частині посудини. Якщо умовно виділити в посудині якийсь довільний об'єм V , кожна молекула газу буде перебувати там частку часу V/V_0 . Цю обставину можна описати так: імовірність знайти молекулу в об'ємі V дорівнює

$$W = V/V_0 \quad (3.22)$$

Зрозуміло, що імовірність відшукати відразу дві молекули в об'ємі V буде

$$W = (V/V_0) (V/V_0) = (V/V_0)^2,$$

а імовірність того, що всі молекули моля газу опиняться в цьому об'ємі складає

$$W_{NA} = (V/V_0)^{N_A}. \quad (3.23)$$

де N_A – стала Авогадро.

Відразу ж зазначимо: імовірність останнього стану практично неможлива не тільки в силу того, що стала Авогадро неймовірно велика, а й тому, що без будь-яких дій газ не спроможний самодовільно стискатись і займати якусь частку від свого початкового об'єму.

Однак повернемося до ентропії. Згідно з (3.17) зміна ентропії для одного моля газу за умови $T = const$ визначається так:

$$\Delta S_\mu = R_\mu \ln (V/V_0).$$

Якщо цю величину віднести до однієї молекули, то одержимо

$$\Delta s = (R_\mu/N_A) \ln (V/V_0) = k \ln(V/V_0), \quad (3.24)$$

де стала k являє собою універсальну газову сталу, віднесену до однієї молекули.

Приймаючи до уваги (3.22), остаточно маємо

$$\Delta s = s - s_0 = k \ln W. \quad (3.25)$$

Якщо тепер за початок відліку ентропії прийняти її значення для нормальних умов ($s=0$), то останнє рівняння і є формулою Больцмана (3.21). Доведення формули Больцмана для газу зі змінною температурою більш складне, потребує спеціальних знань з квантової механіки та теорії статистики і тому виходить за межі матеріалу, що викладається.

Статистичне тлумачення ентропії розкриває ще одну властивість її як міри імовірності стану ізольованої системи. Це дозволило Больцману сформулювати другий закон термодинаміки таким чином: **природа прагне перейти від менш імовірних до більш імовірних**

станів. Отже, необоротні процеси, які обумовлюють зростання ентропії ізольованої системи, є найбільш імовірними, але не єдино можливими. Тому другий закон термодинаміки не можна розглядати як певний абсолют. Таку помилку зробив Клаузіус, вважаючи до того ж і всесвіт ізольованою системою. Це, як відомо, привело його до створення хибної теорії «теплової смерті» всесвіту.

3.8. Рівняння Гюї-Стодоли

Зростання ентропії ізольованої ТДС характеризує необоротність процесів, які відбуваються в системі, та відбиває в той же час і втрату роботоспроможності внаслідок дисипації енергії. Тому приріст ентропії слід розглядати як міру втрати роботоспроможності енергії ізольованої системи. Співвідношення, яке зв'язує втрату роботоспроможності з приростом ентропії, неважко отримати з наступних міркувань.

Розглянемо ТДС (рис.3.5), в якій між гарячим джерелом теплоти зі сталою температурою T і холодним джерелом теплоти зі сталою температурою T_{nc} працюють одна оборотна і одна необоротна теплові машини. Ці машини отримують однакову теплоту q_1 .

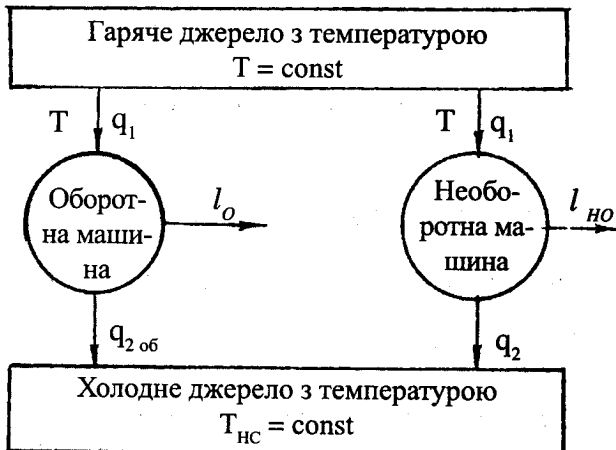


Рис.3.5

Незалежно від характеру необоротності робота оборотної машини буде більше, ніж робота необоротної машини. Це означає, що теплота, яка відводиться в холодне джерело від оборотної машини, буде менше теплоти, яка відводиться в холодне джерело від необоротної машини. Тоді робота оборотної та необоротної машини складатимуть відповідно:

$$\begin{aligned}l_{об} &= q_1 - q_{2об}, \\l_{но} &= q_1 - q_2, \\ \text{де } q_{2об} &< q_2.\end{aligned}$$

Втрата роботоспроможності в необоротній машині дорівнюватиме

$$\Delta l = l_{об} - l_{но} = q_2 - q_{2об}. \quad (a)$$

Запишемо зміну ентропії в циклах з оборотною і необоротною машинами

$$\Delta s_{об} = -q_1/T + q_{2об}/T_{нс} = 0,$$

$$\Delta s_{но} = -q_1/T + q_2/T_{нс} > 0.$$

Зміни ентропії системи з оборотною і необоротною машинами з урахуванням (а)

$$\Delta s_c = \Delta s_{но} - \Delta s_{об} = q_2/T_{нс} - q_{2об}/T_{нс} = \Delta l/T_{нс}.$$

Звідки втрата роботоспроможності дорівнює

$$\Delta l = T_{нс} \cdot \Delta s_c. \quad (3.26)$$

Вираз (3.26) називається рівнянням Гюї-Стодоли і є загальним для будь-яких необоротних процесів. Отже, втрата роботоспроможності термодинамічної системи дорівнює добутку абсолютної

температури холодного джерела на зміну ентропії в системі. Рівняння Гюї-Стодоли є основоположним для аналізу ефективності термодинамічних процесів.

Контрольні запитання

1. Що розуміють під температурою абсолютного нуля?
2. Чи може в адіабатному процесі змінюватись ентропія?
3. Що розуміють під дисипативно-репаративними перетвореннями енергії?
4. Який стан робочого тіла є найбільш імовірним?
5. Який зв'язок існує між зміною ентропії та втратою роботоспроможності?

4. ТЕРМОДИНАМІЧНА ЕФЕКТИВНІСТЬ ЕНЕРГОПЕРЕТВОРЕНЬ

Накладаючи обмеження на напрямок природних процесів (здійснюються лише ті процеси, які не супроводжуються зменшенням ентропії), другий закон термодинаміки обмежує також можливість перетворень одних форм енергії в інші. Аж ніяк не усяка форма енергії може бути перетворена в будь-яку іншу форму. Тому для практичного застосування положень термодинаміки важливо визначити можливість тих чи інших перетворень енергії з метою отримання корисної роботи.

4.1. Обмеження перетворюваності енергії

Повернемось до розглянутої адиабатної системи з нерухомим поршнем (рис.3.1), до якої енергія підводиться в формі здійснення механічної роботи вала. Згідно з першим законом термодинаміки підведена робота цілком витрачається на збільшення внутрішньої енергії системи. Очевидно, що таке підведення енергії можна здійснювати необмежено. При цьому енергія механічної роботи здатна повністю перетворюватись на енергію теплового руху. Отож, **енергію у формі механічної роботи можна необмежено перетворити на внутрішню енергію.** Такий самий результат можна отримати, якщо в систему замість механічної роботи підводити електричну енергію за

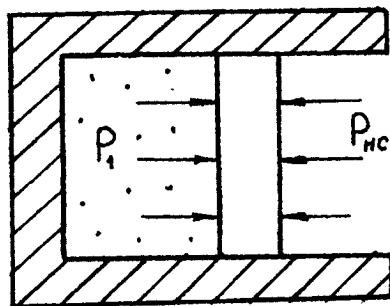


Рис.4.1.

допомогою електронагрівника. Легко побачити, що в разі нерухомого поршня ($dv=0$), тобто для сталого значення узагальненої координати, внутрішню енергію адиабатної системи зменшити неможливо. Іншими словами, в адиабатних системах із сталими координатами стану перетворити внутрішню енергію в інші форми енергії неможливо.

Розглянемо тепер адіабатну систему з рухомих поршнем (рис.4.1). Позначимо тиск робочого тіла під поршнем P_1 , а тиск зовнішнього середовища $-P_{HC}$. Ясно, що для $P_1 > P_{HC}$ поршень буде рухатись у бік меншого тиску, виконуючи певну роботу зміни об'єму. Ця робота за (2.34) здійснюється за рахунок зменшення внутрішньої енергії системи і відповідно до (2.15) дорівнює

$$l_v = \int_{v_1}^{v_{HC}} P dv = -\Delta u. \quad (4.1)$$

Але в процесі здійснення роботи поршня деформується і об'єм навколишнього середовища. На цю деформацію витрачається певна робота, яка зумовлена протидією зовнішнього середовища з тиском P_{HC}

$$l_{def} = \int_{v_1}^{v_{HC}} P_{HC} dv. \quad (4.2)$$

Таким чином, корисна робота в процесі адіабатного розширення дорівнюватиме

$$l_k = l_v - l_{def} = \int_{v_1}^{v_{HC}} (P_1 - P_{HC}) dv = -\Delta u - \int_{v_1}^{v_{HC}} P_{HC} dv. \quad (4.3)$$

Отриманий результат свідчить про те, що **внутрішня енергія закритої адіабатної системи не може бути повністю перетворена на корисну роботу**. Обмеження енергообміну зумовлено станом навколишнього середовища. Останнє розглядається як **безмежно велика гомогенна система, що перебуває у незмінному рівноважному стані**. Зрозуміло, що робота проти сил тиску навколишнього середовища переходить в процесі розширення системи до складу внутрішньої енергії навколишнього середовища і втрачає здатність до інших енергоперетворень.

На прикладі циклу Карно ми мали змогу переконатись, що не вся підведена теплота здатна перетворитись на корисну роботу

$$l_k = q_1 \eta_{ik} = q_1 (1 - T_2/T_1),$$

оскільки температура холодного джерела T_2 не може бути нижче, ніж температура навколишнього середовища T_{nc} . Як і в попередньому випадку параметри навколишнього середовища обмежують енергоперетворення.

Досвід і другий закон термодинаміки стверджують, що **перетворити накопичену навколишнім середовищем внутрішню енергію на корисну роботу неможливо** (неможливо побудувати вічний двигун другого роду).

З розглянутого видно, що не всі форми або види енергії можуть взаємоперетворюватись. За мірою перетворюваності енергію можна поділити на три групи:

- 1) енергія, котра необмежено перетворюється (кінетична, потенціальна, електрична);
- 2) енергія, перетворення котрої обмежено певними умовами (внутрішня енергія ТДС, хімічна енергія);
- 3) енергія, яка не може бути перетворена (внутрішня енергія навколишнього середовища).

Зауважимо, що необмежене перетворення енергії можливо лише в оборотних процесах. Здатність енергії до перетворень є її важливою властивістю, тому форми енергії можна оцінювати за мірою їх перетворюваності. З.Рант запропонував поділити енергію умовно на дві частини: енергію, здатну до перетворень – **ексергію**; енергію, не здатну до перетворень – **анергію**. Тоді наведені три групи енергії можна об'єднати новим формулюванням другого закону термодинаміки: **усі форми енергії складаються з ексергії та анергії, причому кожна складова може дорівнювати нулю, тобто**

$$E = E_x + A, \quad (4.4)$$

де E – енергія; E_x – ексергія; A – анергія.

Ця нова балансова рівність дозволяє дещо по-іншому сформулювати висновки другого закону відносно перетворень енергії:

- в оборотних процесах ексергія залишається сталою;
- необоротні процеси відбуваються з “виробленням” анергії;
- перетворити анергію на ексергію неможливо.

Термодинамічно ідеальним є оборотне перетворення енергії без втрат ексергії, чого практично досягти неможливо. Частина ексергії, яка втрачається в необоротному процесі, ніяким чином не може бути поновлена і є “загубленою” для використання. Подібно до ентропії зростання енергії характеризує міру необоротності процесів і втрату роботоспроможності системи. Згідно з другим законом максимальну корисну роботу можна одержати в оборотному переході ТДС у стан рівноваги з навколишнім середовищем. Саме під цією роботою (або роботоспроможністю) зараз і прийнято розуміти ексергію.

В залежності від властивостей ТДС, робочого тіла, джерел теплоти і умов здійснення процесів максимальну роботу можна визначити за допомогою співвідношень, які отримали назву **функцій роботоспроможності** і характеризують ефективність перетворення енергії. Саме визначення максимальної роботоспроможності і втрат ексергії в процесі енергоперетворення викликає практичний інтерес.

4.2. Визначення ексергії та енергії

Визначення часток ексергії та енергії під час використання енергоресурсів дає змогу не тільки оцінювати досконалість певних процесів і установок, але й розробляти заходи для підвищення їх ефективності.

4.2.1. Ексергія і енергія теплоти

Під ексергією теплоти розуміють максимальну частину цієї теплоти, яка може бути перетворена на корисну роботу за умови, що холодним джерелом є навколишнє середовище.

Визначимо питому ексергію e_q (максимальну питому роботу l_q^{max}), яку можна отримати за рахунок підведення теплоти від гарячого джерела в довільному оборотному процесі 1–2 за умови змінної температури робочого тіла T_p (рис.4.2). Згідно з (4.4) підведена енергія складається з ексергії e_q і енергії a_q , тобто $q_1 = e_q + a_q$, звідки ексергія теплоти повинна дорівнювати

$$e_q = q_1 - a_q \tag{4.5}$$

Оскільки анергія являє собою енергію «загублену» для енергоперетворень, то відповідно до (3.8) виходить, що

$$q_2 = a_q = T_{HC} \Delta s_q = q_1 (T_{HC} / T_{p.c.p.}), \tag{4.6}$$

де Δs_q – зміна ентропії гарячого джерела;
 $T_{p.c.p.}$ – середньотермодинамічна температура відведення теплоти від гарячого джерела.

Враховуючи (4.6), замість (4.5) одержимо

$$e_q = l_{max}^q = q_1 (1 - T_{HC} / T_{p.c.p.}) = q_1 \cdot \eta_c, \tag{4.7}$$

де $\eta_c = (1 - T_{HC} / T_{p.c.p.})$ – коефіцієнт, який співпадає з ККД циклу Карно в інтервалі температур від $T_{p.c.p.}$ до T_{HC} , характеризує ексергетичну цінність теплоти і називається **фактором Карно** [4].

Відзначимо, що формула (4.7) одержана для розімкнутого процесу. Неважко довести, що точно такий же результат можна отримати і для

оборотного циклу з підведенням теплоти з $T_1 = T_{p.c.p.}$ і відведенням теплоти з $T_2 = T_{HC} = const$ (цикл 1 – 2 – 3 – 4 на рис.4.2). Отже, незалежно від того, як буде виконуватись робота, ексергія теплоти завжди визначається за (4.7).

Із (4.7) видно, що **ексергія теплоти є її безентропійною частиною** і тим більша, чим вище температура підведення теплоти і нижче температура навколишнього середовища. Підведена в оборотному процесі теплоту **повніс-**

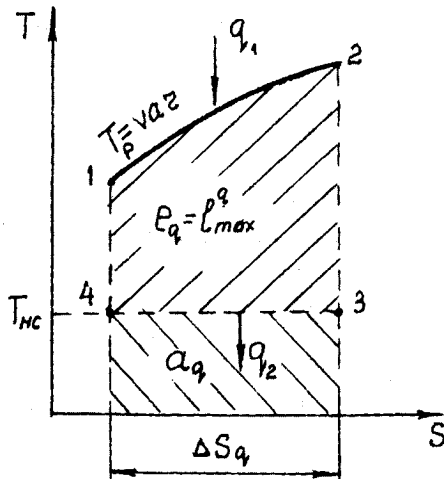


Рис.4.2.

тю перетворити на корисну роботу неможливо, оскільки частину її складає енергія.

Приклад 4.1. За умовами прикладу 2.2 виконати ексергетичний аналіз роботи газонагрівника ГТУ, якщо теплота підводиться до робочого тіла з температурою 1500 К.

Питома ексергія теплоти, яка підводиться до робочого тіла в газонагрівнику, кДж/кг

$$e_{qn} = q_1 (1 - T_{HC} / T_n) = 2000 (1 - 290/1500) = 1613,33 .$$

Питома ексергія теплоти, підведеної до газу для температури $T_3=1000$ К, кДж/кг

$$e_{qc} = q_1 (1 - T_{HC} / T_3) = 2000 (1 - 290/1000) = 1420 .$$

Питомі втрати ексергії в нагрівнику (вироблена енергія), кДж/кг

$$a_q = e_{qn} - e_{qc} = 1613,33 - 1420 = 193,33 .$$

Питома енергія за формулою, кДж/кг

$$a_q = T_{HC} q_1 (1/T_3 - 1/T_n) = 290 \cdot 2000 \cdot (1/1000 - 1/1500) = 193,33 .$$

Ексергетична ефективність газонагрівника

$$\eta_e = e_{qc} / (e_{qc} + a_q) = (1 - a_q / e_{qn}) = (1 - 193,33 / 1613,33) = 0,88 .$$

4.2.2. Ексергія робочого тіла

Під ексергією робочого тіла розуміють максимальну роботу термодинамічної системи, яка складається з робочого тіла і безмежно ємкого навколишнього середовища зі сталими незалежними параметрами. Робоче тіло може бути як нерухомим

(в закритих ТДС), так і рухомим (у відкритих ТДС). В залежності від цього ексергія робочого тіла може мати різні значення.

4.2.2.1. Ексергія робочого тіла в закритій системі

Максимальну корисну роботу можна отримати в процесі оборотного переходу системи від певного початкового стану до стану рівноваги з навколишнім середовищем. Такий оборотний перехід, як було з'ясовано в гл.2, можна здійснити за допомогою двох оборотних процесів: адіабатного (приведення до термічної рівноваги) та ізотермічного (приведення до механічної рівноваги). Отже, загальна робота переходу закритої системи до стану термодинамічної рівноваги з навколишнім середовищем буде складатись із робіт адіабатного та ізотермічного процесів. При цьому корисна робота згідно з (4.3) буде менша на величину роботи деформації навколишнього середовища, тобто

$$l_k = l_{ad} + l_{iz} - l_{def}.$$

Робота ізотермічного процесу з $T_{HC} = const$ дорівнює

$$l_{iz} = T_{HC} (s_{HC} - s_1). \quad (4.8)$$

Тоді, приймаючи до уваги (4.1), (4.2) і (4.8), одержимо вираз для визначення ексергії робочого тіла в закритій ТДС

$$e_{x1} = l_k = u_1 - u_{HC} - T_{HC} (s_1 - s_{HC}) + P_{HC} (v_1 - v_{HC}). \quad (4.9)$$

Останнє рівняння містить тільки вхідні параметри системи та параметри рівноважного стану навколишнього середовища і означає, що ексергія нерухомого робочого тіла являє частину внутрішньої енергії, яка для певного стану навколишнього середовища може бути перетворена на корисну роботу.

4.2.2.2. Ексергія усталеного потоку речовини

Якщо у вхідний переріз відкритої ТДС надходить усталений потік речовини з параметрами P_p , T_p , h_p , C_1 і питомою потенціальною енергією $\Pi_1 = gZ_1$, то за умови оборотного переходу до рівноважного стану з навколишнім середовищем у вихідному перерізі системи параметри і енергетичні характеристики потоку мають бути:

$$P_2 = P_{HC}, \quad T_2 = T_{HC}, \quad h_2 = h_{HC}, \quad C_2 = 0, \quad \Pi_2 = gZ_2 = 0.$$

Теплообмін між робочим тілом і навколишнім середовищем може здійснюватись з температурою $T_{HC} = const$, а теплота дорівнюватиме

$$q_{HC} = T_{HC} (s_1 - s_{HC}).$$

Потік, який залишає межі системи, містить тільки анергію

$$a_n = h_{HC} + q_{HC} = h_{HC} + T_{HC} (s_1 - s_{HC}). \quad (4.10)$$

Тоді згідно з (2.38) і (4.4) питома енергія, котра надходить з потоком речовини, дорівнює ексергії, що відводиться у вигляді наявної роботи, тобто

$$e_{xn} = l_{0max} = h_1 - h_{HC} - T_{HC} (s_1 - s_{HC}) + C_1^2 / 2 + gZ_1. \quad (4.11)$$

Із (4.10) і (4.11) видно, що кінетична і потенціальна енергія складаються тільки з ексергії. Відповідно до (2.39) максимальна технічна робота потоку буде складати

$$e_{xn}^T = l_{m.max}^T = h_1 - h_{HC} - T_{HC} (s_1 - s_{HC}). \quad (4.12)$$

Останній формулі можна надати і такий вигляд:

$$l_{m.max}^T = e_n^T = Z_1 - Z_{HC}, \quad (4.13)$$

де функцію $Z = h - T_{HC} s$ називають ексергетичним потенціалом [1].

4.3. Ексергетичні втрати і ексергетичні коефіцієнти корисної дії

Істотною відмінню між енергією і ексергією є те, що величина першої за законом збереження і перетворення енергії не може дорівнювати нулю, тоді як величина другої є її складовою частиною і за (4.4) може приймати нульові значення. Усяка необоротність в процесах спричиняє перетворення ексергії на анергію, яка є мірою недовиконання можливої корисної роботи.

Тому ексергетичні втрати можна розцінювати як міру термодинамічної досконалості реальних процесів в технічних установках.

За нашого часу для оцінки ефективності процесів використовують два методи: метод ексергетичних потоків і метод ексергетичних втрат. За першим методом визначаються потоки ексергії в ТДС, для чого складаються ексергетичні баланси підведеної і відведеної ексергії. Баланси, складені за (4.4), враховують як кількісну, так і якісну сторони енергії

$$\sum_{i=1}^n (E_{xi} + A_i)_{nid} = \sum_{i=1}^m (E_{xi} + A_i)_{sid}. \quad (4.14)$$

Наявність необоротних процесів зумовлює перетворення ексергії на анергію, що приводить до нерівностей

$$\sum_{i=1}^n (E_{xi})_{nid} > \sum_{i=1}^m (E_{xi})_{sid}; \quad \sum_{i=1}^n (A_i)_{nid} < \sum_{i=1}^m (A_i)_{sid}.$$

Ці перетворення свідчать про погіршення якості енергії, спричиняючи ексергетичні втрати

$$\Delta E_x^{ст} = \sum_{i=1}^n (E_{xi})_{nid} - \sum_{i=1}^m (E_{xi})_{sid} = \sum_{i=1}^m (A_i)_{sid} - \sum_{i=1}^n (A_i)_{nid} \quad (4.15)$$

Такий баланс є істотним доповненням до енергетичного балансу, а їх спільне використання значно розширює можливості термодинамічного аналізу. Розрізняють внутрішні та зовнішні втрати ексергії $\Delta e_x^{ст}$.

Внутрішні втрати цілком обумовлені необоротністю процесів в системі. Зовнішні втрати є наслідком того, що відвожувана із системи ексергія надалі не використовується (рис.4.3).

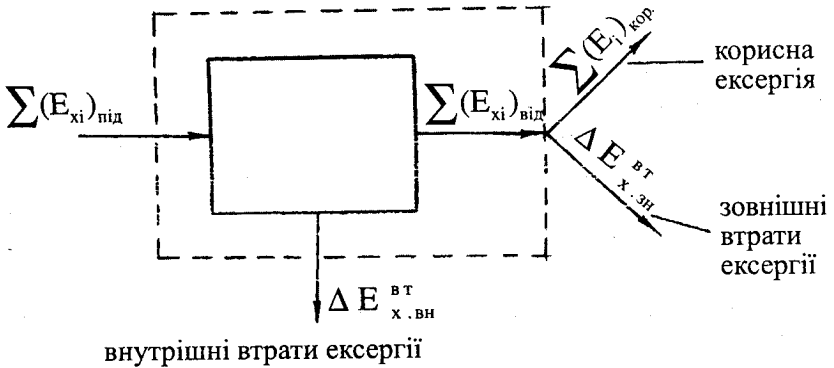


Рис.4.3. Баланс ексергії в ТДС.

Метод ексергетичних втрат базується на визначенні місцевих втрат ексергії на кожній ділянці ТДС, для чого обчислюють зростання ентропії внаслідок необоротності процесів

$$\Delta e_x^{st} = T_{HC} (\Delta s_{HO}) . \quad (4.16)$$

Крім того, для визначення втрат ексергії в окремих процесах можна скористуватись рівнянням першого закону термодинаміки

$$q = h_2 - h_1 + l$$

і отриманими вище співвідношеннями для оборотних процесів

$$e_q = q - T_{HC} \Delta s_q$$

$$e_{x2} - e_{x1} = h_2 - h_1 - T_{HC} (s_2 - s_1) .$$

Спільне їх розв'язання дає формулу для визначення роботи

$$l = e_{x1} - e_{x2} + e_q = h_1 - h_2 + q . \quad (4.17)$$

Оскільки втрата ексергії – це різниця між роботою оборотного процесу $l_{об}$ і роботою дійсного процесу $l_{д} = l_{НО}$, то

$$\Delta e_x^{ст} = l_{об} - l_{д} = e_{x1} - e_{x2} + e_q - l_{д} = (e_x)_{nid} - (e_x)_{сид} + e_q - l_{д}. \quad (4.18)$$

Для оцінки досконалості процесів або установок, як ми уже знаємо, використовують енергетичні коефіцієнти корисної дії, які характеризують співвідношення між корисною і витраченою енергіями. Але можливість вірної оцінки ефективності використання енергії дають лише співвідношення, котрі складаються з термодинамічно рівноцінних величин, тобто тільки з ексергії. Такий ексергетичний ККД дає уявлення про втрати, які в принципі можна зменшити шляхом удосконалення процесу або конструкції установки. Для визначення ексергетичного ККД деякі потоки ексергії, що перетинають межі системи, розглядаються як корисні, а інші – як споживані. Тоді балансове рівняння (4.15) можна записати у вигляді

$$\Delta e_x^{ст} = e_{x.сп} - e_{x.кор} \quad (4.19)$$

а ексергетичний ККД визначиться за формулою:

$$\eta_e = \Delta e_{x.кор} / \Delta e_{x.сп} = 1 - \Delta e_x^{ст} / e_{x.сп}. \quad (4.20)$$

Зазначимо, що в залежності від характеру (призначення) процесів корисна і споживана ексергії мають різний зміст. В теплосилових установках корисну ексергію характеризує виконана робота, а споживану – ексергія, котра надходить з продуктами згорання палива. В зворотних циклах (холодильних машинах) корисну ексергію характеризує мінімальна втрата ексергії, а споживану – дійсне надходження ексергії. Отже, визначення ексергетичного ККД передбачає точне формулювання корисної та споживаної ексергії. Однак для складних систем з багатоцільовими процесами зробити це не завжди можливо. В таких випадках доцільно користуватись оціночними коефіцієнтами Ф.Бошняковича:

коефіцієнтом оборотності

$$\varphi_{об} = 1 - \Delta E_x^{BT} / \sum_{i=1}^n (E_i)_{під} \quad (4.21)$$

і коефіцієнтом необоротності

$$\Psi_{НО} = 1 - \varphi_{об} = \Delta E_x^{BT} / \sum_{i=1}^n (E_{xi})_{під} \quad (4.22)$$

Взагалі існує багато певних об'єктивних факторів, які дозволяють обгрунтовано вибирати величини, що входять в формули для визначення ексергетичної ефективності процесу або установки. Зауважимо тільки, що будь-яка ексергетична втрата незалежно від причин і місця появи зумовлює перевитрату енергії та палива. Особливого значення набувають проблеми використання ексергії, яка залишає межі системи і являє собою вторинні енергетичні ресурси. Ексергія вторинних енергоресурсів може бути використана в комбінованих енерго-технологічних системах і установках. Повне усунення ексергетичних втрат технічно неможливо і економічно безглузде, бо потребує дуже і дуже великих затрат. Тому на практиці визначають техніко-економічний оптимум удосконалення енерготехнологічних процесів.

Приклад 4.2. Для закритої газотурбінної установки, наведеної в прикладі 2.2 (рис.2.13), визначити ексергетичні втрати та ексергетичний ККД.

Ексергетичний ККД теплосилових установок доцільно визначати за (4.20), де величина $e_{x.кор}$ характеризує корисну роботу циклу, а величина $e_{x.сн}$ – ексергію підведеної теплоти, яка може бути визначена за (4.7)

$$e_q = e_{x.сн} = q_1 (1 - T_{НС} / T_{СР}),$$

де середньотермодинамічну температуру в процесі підведення теплоти можна обчислити за формулою

$$T_{СР} = q_1 / \Delta s_{під}.$$

Оскільки для даного циклу процес підведення теплоти ізобарний ($dP=0$), то на підставі (3.17) одержимо, кДж/(кг К)

$$\Delta s_{\text{під}} = C_p \ln (T_3 / T_2) = 5,228 \ln (1000/617,44) = 2,52 .$$

Тоді середньотермодинамічна температура буде дорівнювати, К

$$T_{CP} = 2000/2,52 = 793,4 .$$

Ексергія підведеної теплоти, кДж/кг

$$e_q = e_{x.cn} = 2000 (1-290/793,4) = 1269,2 .$$

Ексергетичний ККД циклу ГТУ

$$\eta_e = l_u / e_q = 863/1269,2 = 0,68 .$$

Ексергетичні втрати, кДж/кг

$$\Delta e_x^{\text{вт}} = (1 - \eta_e) e_q = (1 - 0,68) 1269,2 = 406,14 .$$

Дійсні втрати складають саме цю величину, а не величину, кДж/кг

$$\Delta q = q_l - l_u = 2000 - 863 = 1137 ,$$

тому що тут поряд з втратами ексергії $\Delta e_x^{\text{вт}}$ входять також втрати, які ні при яких обставинах не можуть бути перетворені на корисну роботу (анергія підведеної теплоти за (4.6), кДж/кг)

$$\Delta q = a_q + \Delta e_x^{\text{вт}} = T_{\text{НС}} \Delta s_{\text{під}} + \Delta e_x^{\text{вт}} = 290 \cdot 2,52 + 406,14 = 1137 .$$

Приклад 4.3. Для умов прикладу 3.2 (рис.3.4) визначити ексергетичні втрати і ексергетичний ККД теплообмінного апарата (ТА), вважаючи, що параметри навколишнього середовища такі:

$$P_{\text{НС}} = 1 \text{ бар} , \quad T_{\text{НС}} = 293 \text{ К} .$$

Перш за все треба визначитись, яку ексергію вважати корисною, а яку споживаною. Зрозуміло, що ексергію нагрітого повітря $E_{x,n2}$ (на виході з теплообмінника) слід вважати корисною. Що стосується споживаної енергії, то тут є два випадки. Якщо ексергія грійних газів $E_{x,2z}$ після ТА більш ніде не використовується, то споживаною треба вважати ексергію, яка підводиться з гарячими газами $E_{x,z1}$. Якщо ексергія газів $E_{x,2z}$ після ТА деь використовується, то споживаною ексергією треба вважати різницю $E_{x,z1} - E_{x,2z}$.

За допомогою (4.12) і (3.17) для потоків ексергії речовин одержимо формулу

$$E_x = G [C_p (T - T_{HC}) - C_p T_{HC} \ln (T/T_{HC}) + R T_{HC} \ln (P/P_{HC})] . \quad (4.23)$$

Тоді потік ексергії нагрітого повітря (корисна ексергія), кВт

$$E_{x2n} = 1 [1 (325-293) - 1 \cdot 293 \ln (325/293) + 0,287 \cdot 293 \ln (1/1)] = 1,67.$$

Потоки ексергії грійних газів, кВт

$$E_{x,z1} = 0,8 \cdot [1 \cdot (423-293) - 1 \cdot 293 \cdot \ln (423/293) + 0,287 \cdot 293 \ln (0,97/1)] = 15,88 .$$

$$E_{x,2z} = 0,8 \cdot [1 \cdot (383-293) - 1 \cdot 293 \cdot \ln (383/293) + 0,287 \cdot 293 \ln (0,95/1)] = 8,18 .$$

В теплообмінному апараті зменшення ексергії гарячих газів витрачається на підвищення ексергії повітря і компенсацію втрат внаслідок необоротності процесів. Отже, втрати ексергії в ТА повинні складати, кВт

$$De_x = (E_{x,z1} - E_{x,2z}) - E_{x,n2} = (15,88 - 8,18) - 1,67 \approx 6 .$$

Якщо за споживану ексергію прийняти

$$E'_{x.cn} = E_{x.z1} - E_{x.z2} = 15,88 - 8,18 = 7,7 \text{ кВт}$$

то ексергетичний ККД дорівнюватиме

$$\eta'_e = (E_{x.n2} / E'_{x.cn}) = 1,67 / 7,7 = 0,2168.$$

А якщо за споживану ексергію вважати величину $E_{x.z1}$, то значення η_e складатиме

$$\eta''_e = E_{x.n2} / E_{x.z1} = 1,67 / 15,88 = 0,105,$$

тобто вдвічі менше, ніж у першому випадку.

Невеликі значення обох ексергетичних ККД свідчать про великі втрати ексергії внаслідок необоротності процесів. Визначимо складові загальних втрат ексергії. Втрати ексергії внаслідок тертя теплоносіїв в ТА, кВт

$$D^p e_{x.2} = G_2 R_2 T_{HC} \ln (P_{1z} / P_{2z}) = 0,8 \cdot 0,287 \cdot 293 \cdot \ln (0,97 / 0,95) = 0,7;$$

$$D^p e_{x.n} = G_n R_n T_{HC} \ln (P_{1n} / P_{2n}) = 1 \cdot 0,287 \cdot 293 \cdot \ln (1,025 / 1) = 2,07.$$

Ексергія, що втрачається внаслідок необоротності процесу теплопередачі в ТА, кВт

$$De_q = De_x - (D^p e_{x.2} + D^p e_{x.n}) = 6 - (0,7 + 2,07) = 3,23.$$

Складові втрат ексергії дають інформацію про те, які процеси в теплообміннику першочергово потребують удосконалення. В першу чергу потрібно вдосконалювати процеси, в яких втрати ексергії найбільші.

Контрольні запитання

1. Які обмеження на енергоперетворення накладає навколишнє середовище?
2. Що розуміють під ексергією і анергією?
3. Як визначаються ексергетичні втрати?
4. Що називають ексергетичним потенціалом?
5. Як визначається середньотермодинамічна температура?

5. ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ РІВНЯННЯ ТЕРМОДИНАМІКИ

На відміну від термічних параметрів стану, які неважко виміряти на практиці, експериментальне визначення калоричних параметрів викликає значні труднощі, а ентропії – навіть неможливе. Тому для визначення калоричних параметрів стану потрібно мати якийсь «інструмент». Таким «інструментом» в термодинаміці є характеристичні функції та диференціальні рівняння, котрі встановлюють певні взаємозв'язки між термічними і калоричними параметрами, що дозволяє за умови обмеженої кількості експериментальних даних обчислювати термодинамічні властивості систем і здійснювати їх аналіз.

5.1. Характеристичні функції

Характеристичні функції є похідними функціями від внутрішньої енергії, а тому являють собою функції стану. Однак властивостей функцій стану вони набувають лише за певних умов взаємодії (сполучення) ТДС з навколишнім середовищем. Розглянемо характеристичні функції для простої термодинамічної системи. Згідно з (2.32) і (2.36) така система описується чотирма параметрами (потенціалами і координатами взаємодії):

$$P_1 = T; \quad P_2 = -P; \quad x_1 = s; \quad x_2 = v.$$

Якщо за незалежні змінні прийняти ентропію і питомий об'єм (спряження по координатах), то повний диференціал функції $u = u(s, v)$ буде мати вигляд

$$du = (\partial u / \partial s)_v ds + (\partial u / \partial v)_s dv. \quad (5.1)$$

Якщо порівняти (5.1) з (2.36), то виходить, що

$$(\partial u / \partial s)_v = T; \quad (\partial u / \partial v)_s = -P. \quad (5.2)$$

Функції, частинні похідні яких по певних параметрах являють собою інші параметри, називаються характеристичними.

Отже, внутрішня енергія є характеристичною функцією, якщо незалежні параметри s і v .

Неважко побачити, що характеристичною функцією є також ентальпія для незалежних змінних P і s (змішане спряження). Повний диференціал функції $h = h(P, s)$ дорівнює

$$dh = (\partial h / \partial P)_s dP + (\partial h / \partial s)_P ds. \quad (5.3)$$

Порівнюючи (5.3) і (2.43), знайдемо

$$(\partial h / \partial P)_s = v; \quad (\partial h / \partial s)_P = T. \quad (5.4)$$

Для незалежних змінних T і v (друге змішане спряження) характеристичною є функція

$$F = u - Ts, \quad (5.5)$$

яка називається вільною енергією або функцією Гельмгольца. Диференціалом цієї функції за (2.43) є

$$dF = -s dT - P dv. \quad (5.6)$$

Із (5.6) очевидно, що

$$(\partial F / \partial T)_v = -s; \quad (\partial F / \partial v)_T = -P. \quad (5.7)$$

Відповідно до (5.6) для $T = const$ ($dT = 0$) робота зміни об'єму виконується за рахунок зменшення вільної енергії системи, яка складає лише частину внутрішньої енергії ТДС. Саме ця частина внутрішньої енергії може бути перетворена на роботу в ізотермічному процесі. Звідси і назва цієї енергії – **“вільна енергія”**. Друга частина внутрішньої енергії в (5.6) повинна розглядатись як **“зв'язана”**. Але за умови $T = const$ $d(Ts) = T ds = dq$. Отже, зміною «зв'язаної» енергії визначається теплота, якою система обмінюється з навколишнім середовищем в ізотермічному процесі.

Якщо незалежними змінними будуть P і T (спряження по потенціалах), то за аналогією з (5.5) і (5.6) одержимо

$$G = h - Ts = u + Pv - Ts, \quad (5.8)$$

$$dG = -sdT - (vdP) = -sdT + d(Pv) - Pdv. \quad (5.9)$$

Характеристичну функцію (5.8) називають **вільною ентальпією або функцією Гібса**.

Із (2.43) і (5.9) видно, що

$$(\partial G/\partial T)_P = -s; \quad (\partial G/\partial P)_T = v. \quad (5.10)$$

В ізотермічному процесі вільна ентальпія характеризує роботу зміни тиску. За умови (див.(4.13)) ця характеристична функція дорівнює максимальній технічній роботі потоку (ексергії потоку). Така функція є окремим випадком (5.8) і була названа ексергетичним потенціалом. З механіки відомо, що функції, диференціал яких дорівнює елементарній роботі зі зворотним знаком, називаються потенціалами. Аналогічно відповідні функції в термодинаміці називають термодинамічними потенціалами. Тому функцію Гельмгольца (5.5) називають **ізохорно-ізотермічним потенціалом**, а функцію Гібса (5.8) – **ізобарно-ізотермічним потенціалом**.

На підставі (5.2), (5.4), (5.7) і (5.10) одержимо

$$\begin{aligned} T &= (\partial u/\partial s)_v = (\partial h/\partial s)_P, \\ P &= -(\partial u/\partial v)_s = -(\partial F/\partial v)_T, \\ v &= (\partial h/\partial P)_S = (\partial G/\partial P)_T. \end{aligned} \quad (5.11)$$

За допомогою (5.11) можна визначати параметри робочого тіла для певних умов в ТДС. Приймаючи до уваги (5.10), співвідношенням (5.5) і (5.8) можна надати вигляд

$$\begin{aligned} F &= u + T(\partial F/\partial T)_v, \\ G &= h + T(\partial G/\partial T)_P. \end{aligned} \quad (5.12)$$

В процесі переходу системи із стану 1 до стану 2 зміни термодинамічних потенціалів складатимуть

$$\Delta F = F_2 - F_1 = u_2 - u_1 + T(\partial F / \partial T)_v, \quad (5.13)$$

$$\Delta G = G_2 - G_1 = h_2 - h_1 + T(\partial G / \partial T)_p. \quad (5.14)$$

Отримані рівняння називаються рівняннями Гібса-Гельмгольца.

5.2. Диференціальні співвідношення взаємності

На прикладі (5.11) можна побачити, що диференціальні співвідношення зв'язують частинні похідні одного параметра по іншому для конкретних умов (сталих потенціалів або координат). Похідні такого типу характеризують певні властивості систем. Це, з одного боку, дає змогу зіставляти властивості різних ТДС, а з другого – виявляти невідомі властивості за допомогою відомих. Отож, метод диференціальних співвідношень являє загальний і дуже ефективний засіб дослідження самих різноманітних систем.

Згідно з властивостями повного диференціала друга похідна від деякої функції ϕ не залежить від порядку диференціювання, тобто

$$\partial(\partial\phi / \partial x_i) / \partial x_j = \partial(\partial\phi / \partial x_j) / \partial x_i.$$

Тоді з рівнянь (5.2) можна отримати

$$\partial^2 u / (\partial s \partial v) = (\partial T / \partial v)_s,$$

$$\partial^2 u / (\partial v \partial s) = -(\partial P / \partial s)_v.$$

Звідки виходить

$$(\partial T / \partial v)_s = -(\partial P / \partial s)_v, \quad (\partial v / \partial T)_s = -(\partial s / \partial P)_v. \quad (5.15)$$

Похідна $(\partial v / \partial T)_s$ характеризує термічне розширення в адиабатному процесі, а похідна $(\partial P / \partial s)_v$ – пружність в процесі ізохорного

теплообміну. Обидві величини є конкретними властивостями системи. За аналогією з попереднім із (5.4), (5.7) і (5.10) неважко знайти

$$(\partial v / \partial T)_p = - (\partial s / \partial P)_T, \quad (\partial T / \partial v)_p = - (\partial P / \partial s)_T, \quad (5.16)$$

$$(\partial s / \partial v)_T = (\partial P / \partial T)_v, \quad (\partial v / \partial s)_T = (\partial T / \partial P)_v, \quad (5.17)$$

$$(\partial v / \partial s)_p = (\partial T / \partial P)_s, \quad (\partial s / \partial v)_p = (\partial P / \partial T)_s. \quad (5.18)$$

Взагалі можна сказати, що система рівнянь (5.15) – (5.18) описує зміну ентропії для певних умов здійснення процесів.

Наведені рівності називають співвідношеннями взаємності або **рівняннями Максвелла**.

5.3. Диференціальні рівняння теплоємностей

В загальному випадку теплоємність визначається за (2.23). Для простих термодинамічних систем величина dq , визначається з рівнянь першого закону (2.36), а повний диференціал du – за (2.2). Виходячи з цього, одержимо співвідношення для визначення теплоємності

$$C = C_v + [(\partial u / \partial v)_T + P] dv / dT. \quad (5.19)$$

Похідна $(\partial u / \partial v)_T$ має розмірність тиску. Вона характеризує внутрішній тиск, обумовлений силами міжмолекулярної взаємодії речовини.

Приймаючи до уваги, що $du = Tds - Pd v$ і поділивши останнє рівняння на $d v$ за умови $T = const$, матимемо

$$(\partial u / \partial v)_T = T (\partial s / \partial v)_T - P. \quad (5.20)$$

З урахуванням (5.7) і (5.20) вираз (5.19) приймає вигляд

$$C = C_v + T (\partial P / \partial T)_v (\partial v / \partial T), \quad (5.21)$$

який є загальним для обчислень теплоємностей у будь-яких процесах. Окрім формули для визначення теплоємності в конкретних процесах можна отримати при фіксуванні в (5.21) певних параметрів. Зокрема для ізобарної теплоємності одержимо

$$C_p = C_v + T(\partial P / \partial T)_v (\partial v / \partial T)_p. \quad (5.22)$$

Це співвідношення називається **рівнянням Майєра**. На практиці рівняння (5.21) найбільш часто використовують для обчислення теплоємності C_v , оскільки експериментальне визначення C_p і більш зручне, і більш точне.

5.4. Диференціальні рівняння внутрішньої енергії та ентальпії

Диференціальне рівняння внутрішньої енергії можна отримати на підставі (2.2) і (5.20)

$$du = C_v dT + [T(\partial P / \partial T)_v - P] dv. \quad (5.23)$$

Утворимо тепер повний диференціал внутрішньої енергії для змінних P і v .

$$du = (\partial u / \partial P)_v dP + (\partial u / \partial v)_p dv. \quad (5.24)$$

Оскільки $(\partial u / \partial P)_v = (\partial u / \partial T)_v (\partial T / \partial P)_v$, то

$$(\partial u / \partial P)_v = C_v (\partial T / \partial P)_v. \quad (5.25)$$

Похідну $(\partial u / \partial v)_p$ можна визначити з рівняння

$$du = CdT - Pdv, \text{ коли } P = \text{const } (C=C_p),$$

$$(\partial u / \partial v)_p = C_p (\partial T / \partial v)_p - P. \quad (5.26)$$

Тоді підстановка (5.25) і (5.26) в (5.24) дає

$$du = C_v(\partial T/\partial P)_v dP + [C_p(\partial T/\partial v)_p - P] dv. \quad (5.27)$$

Для визначення диференціального рівняння ентальпії скористаємося залежністю (2.6), де частинну похідну $(\partial h/\partial P)_T$ можна знайти з рівняння $dh = Tds + vdP$ для $T = \text{const}$. Тоді

$$(\partial h/\partial P)_T = T(\partial s/\partial P)_T + v. \quad (5.28)$$

Зважаючи на (5.16), одержимо

$$(\partial h/\partial P)_T = v - T(\partial v/\partial T)_p. \quad (5.29)$$

На підставі (2.7) і (5.29) замість (2.6) будемо мати

$$dh = C_p dT + [v - T(\partial v/\partial T)_p] dP \quad (5.30)$$

Визначимо тепер диференціальне рівняння ентальпії для змінних P і v .

$$dh = (\partial h/\partial v)_p dv + (\partial h/\partial P)_v dP. \quad (5.31)$$

Оскільки $(\partial h/\partial v)_p = (\partial h/\partial T)_p (\partial T/\partial v)_p$, то

$$(\partial h/\partial v)_p = C_p (\partial T/\partial v)_p. \quad (5.32)$$

Похідну $(\partial h/\partial P)_v$ в (5.31) легко визначити з рівняння $dh = CdT + vdP$ для $v = \text{const}$ ($C = C_v$)

$$(\partial h/\partial P)_v = C_v (\partial T/\partial P)_v + v. \quad (5.33)$$

Враховуючи (5.32) і (5.33), остаточно одержимо

$$dh = C_p (\partial T/\partial v)_p dP + [C_v (\partial T/\partial P)_v + v] dv. \quad (5.34)$$

5.5. Диференціальні рівняння ентропії

Для простої термодинамічної системи потенціали P і T , як відомо, є однозначними функціями координат v і s , тому $s = s(v, T)$ і $s = s(P, T)$. Повні диференціали цих функцій дорівнюють

$$ds = (\partial s / \partial v)_T dv + (\partial s / \partial T)_v dT, \quad (5.35)$$

$$ds = (\partial s / \partial P)_T dP + (\partial s / \partial T)_P dT.$$

Приймаючи до уваги (2.31) і визначивши похідні $(\partial s / \partial v)_T$ та $(\partial s / \partial P)_T$ із (5.16), замість (5.35) одержимо

$$ds = C_v dT/T + (\partial P / \partial T)_v dv,$$

$$ds = C_p dT/T - (\partial v / \partial T)_P dP. \quad (5.36)$$

В рівняннях (5.36) частинні похідні легко визначаються з рівняння стану. Якщо в рівняння $du = Tds - Pdv$ підставити значення du з (5.27), то будемо мати ще одне рівняння для визначення ентропії

$$ds = C_v / T (\partial T / \partial P)_v dP + C_p / T (\partial T / \partial v)_P dv. \quad (5.37)$$

Отримані співвідношення дозволяють обчислювати зміну ентропії за допомогою величин, які можна виміряти на практиці (теплоємностей, тиску, температури).

5.6. Диференціальні рівняння ексергії

Для заданого стану навколишнього середовища ексергія є параметром стану. Якщо за змінні параметри прийняти P і T , то повний диференціал функції $e_x = e_x(P, T)$ буде

$$de_x = (\partial e_x / \partial P)_T dP + (\partial e_x / \partial T)_P dT. \quad (5.38)$$

Якщо тепер записати диференціальне рівняння ексергії (4.12) і підставити в нього значення dh із (5.30), а значення ds із (5.36), то неважко отримати

$$de_x = C_p(1 - T_{HC}/T)dT + [v - (T - T_{HC})(\partial v/\partial T)_P]dP. \quad (5.39)$$

Порівнюючи (5.38) і (5.39), знаходимо

$$(\partial e_x/\partial T)_P = C_p(1 - T_{HC}/T) = C_p \cdot \eta_c, \quad (5.40)$$

$$(\partial e_x/\partial P)_T = v - (T - T_{HC})(\partial v/\partial T)_P. \quad (5.41)$$

Крім того, можна визначити

$$(\partial e_x/\partial h)_P = 1 - T_{HC}(\partial s/\partial h)_P, \quad (5.42)$$

$$(\partial e_x/\partial s)_P = (\partial h/\partial s)_P - T_{HC}, \quad (5.43)$$

Значення похідної $(\partial s/\partial h)_P = 1/T$ легко отримати із (2.43) за умови $P = \text{const}$. Зважаючи на це, останні рівняння приймають вигляд:

$$(\partial e_x/\partial h)_P = (1 - T_{HC}/T) = \eta_c, \quad (5.44)$$

$$(\partial e_x/\partial s)_P = T - T_{HC}. \quad (5.45)$$

Співвідношення (5.39), (5.44) і (5.45) дають змогу визначити характер ізобари на ексергетичних діаграмах. Якщо $T < T_{HC}$ ізобара являє собою низхідну, а якщо $T > T_{HC}$ – висхідну криві.

Приклад 5.1. Визначити зв'язок між адіабатною $(\partial v/\partial P)_S$ та ізотермічною $(\partial v/\partial P)_T$ стисливостями.

Для адіабатного квазістатичного процесу $dq = Tds = 0$.

Тому для $ds = 0$ замість (5.36) можна записати

$$C_v (dT/T) + (\partial P/\partial T)_v dv = 0; \quad (5.46)$$

$$C_p (dT/T) - (\partial v/\partial T)_p dP = 0.$$

Визначимо з кожного рівняння значення dT/T і прирівняємо отримані результати:

$$1/C_v (\partial P/\partial T)_v dv = -1/C_p (\partial v/\partial T)_p dP. \quad (5.47)$$

З останнього рівняння визначимо

$$(\partial v/\partial P)_s = -(C_v/C_p) (\partial v/\partial T)_p (\partial T/\partial P)_v. \quad (5.48)$$

Із диференціального рівняння стану (1.6) витікає

$$(\partial v/\partial T)_p (\partial T/\partial P)_v = -(\partial v/\partial P)_T. \quad (5.49)$$

Тоді підстановка (5.49) в (5.48) дає

$$(\partial v/\partial P)_s = C_v/C_p (\partial v/\partial P)_T. \quad (5.50)$$

Цей взаємозв'язок і є шуканим. Він установлює залежність між двома фізичними величинами, які характеризують різні властивості речовини. Оскільки $C_p > C_v$ (див.(5.22)), то ізотермічна стисливість більша за адіабатну. Для однакової зміни тиску зміна об'єму в разі $s=const$ менша зміни об'єму в разі $T=const$. Цей висновок має важливе практичне значення для термодинамічного аналізу машин, призначених для стиску газів.

В процесі стиску зі сталою температурою середня інтенсивність молекулярного руху залишається сталою. Під час адіабатного стиску температура (середня інтенсивність молекулярного руху) збільшується, що і зумовлює зростання протидії процесу стиску.

6. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ І ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ

Поняття ідеального газу було вже визначене раніше, а з деякими його властивостями ми встигли ознайомитись в процесі викладання матеріалу. Нагадаємо, що ідеальним або досконалим газом називається такий гіпотетичний газ, який підпорядковується рівнянню стану (1.12), а коефіцієнти термічного розширення α і термічної пружності γ якого за (1.16) мають однакові значення. Найбільш близькими до властивостей ідеальних газів є одноатомні гази, які дають незначні відхилення від рівняння стану. Для ідеальних газів можна отримати прості співвідношення, котрі значно спрощують термодинамічний аналіз. Однак їх використання для розрахунків з реальними газами дає лише наближені результати.

6.1. Властивості ідеальних газів

Кожний ідеальний газ характеризується власною газовою сталою і значеннями питомих теплоємностей C_p і C_v . Згідно з кінетичною теорією газів теплоємності ідеальних газів не залежать від температури і залишаються сталими, що не узгоджується з експериментальними даними. Справа в тому, що кінетична теорія не враховує коливання атомів, інтенсивність яких залежить від температури. Саме тому найбільш точні результати ця теорія дає для одноатомних газів.

Головними властивостями ідеальних газів є незалежність внутрішньої енергії, ентальпії та теплоємностей від тиску і об'єму. Ці властивості можуть бути точно установлені з диференціальних рівнянь термодинаміки. Доведемо, наприклад, незалежність внутрішньої енергії та ентальпії від тиску і об'єму, тобто що $(\partial u/\partial v)_T = 0$ і $(\partial u/\partial P)_T = 0$, а також $(\partial h/\partial v)_T = 0$ і $(\partial h/\partial P)_T = 0$.

Підстановка значення похідної $(\partial s/\partial v)_T$ із (5.17) в (5.20) дає

$$(\partial u/\partial v)_T = T (\partial P/\partial T)_v - P. \quad (6.1)$$

Враховуючи друге рівняння (1.15), неважко переконатись, що

$$(\partial u / \partial v)_T = RT/v - P = 0. \quad (6.2)$$

Далі перетворимо похідну

$$(\partial u / \partial P)_T = (\partial u / \partial v)_T (\partial v / \partial P)_T.$$

Через те, що перша похідна в правій частині за (6.2) дорівнює нулю, то і добуток дорівнює нулю. Аналогічно до цього за допомогою (5.17) і (5.25) можна побачити, що і ентальпія ідеальних газів є однозначною функцією температури. Крім того, такий же результат витікає з умови, що ентальпія ідеального газу дорівнює: $h = u + RT$.

Приймаючи до уваги (2.3) і (2.7), приходимо до висновку, що і теплоємності C_p і C_v є також однозначними функціями температури. Для ідеальних газів рівняння Майєра (5.22) за допомогою (1.15) спрощується і приймає вигляд

$$C_p = C_v + R. \quad (6.3)$$

Оскільки $C_p > C_v$, то відношення

$$C_p / C_v = k = 1 + R / C_v, \quad (6.4)$$

як відомо з фізики, отримало назву **коефіцієнта Пуассона**. Тому, що зі збільшенням температури теплоємність газу зростає, то значення k зменшуються. В кінетичній теорії газів коефіцієнт k визначається за формулою

$$k = 1 + 2/j, \quad (6.5)$$

де j – кількість степенів свободи молекули газу.

Для одноатомних $j = 3$, $k = 1,666$; для двоатомних $j = 5$, $k = 1,4$; для триатомних $j = 6$, $k = 1,33$. Дослідні дані показують, що для одноатомних газів можна прийняти $k = 1,67$; для двоатомних $k = 1,4$; для триатомних і багатоатомних $k = 1,29$.

Отже, для відомих k значення теплоємностей ідеальних газів можна легко визначити

$$C_v = R/(k-1), \quad C_p = k \cdot R/(k-1). \quad (6.6)$$

У загальному випадку залежність теплоємностей від температури можна описати так

$$C = a + bT + cT^2 + \dots \quad (6.7)$$

де коефіцієнти a , b , c визначаються для кожного газу експериментально.

Зміну питомої ентропії можна визначити за допомогою співвідношень (5.36) і (5.37), які з урахуванням (1.15) перетворюються на отримані раніше рівняння (3.17) і (3.19). Рівняння для визначення зміни питомої ентропії одержимо із (5.29), (1.15) і (4.12)

$$de_x = C_p (1 - T_{HC}/T) dT + RT_{HC} (dP/P). \quad (6.8)$$

З останнього виразу видно, що ентропія ідеальних газів залежить як від тиску, так і від температури. Приймаючи середнє значення теплоємності в інтервалі температур від T_{HC} до T , інтеграл (6.8) буде мати вигляд

$$\Delta e_x = e_x - e_{x,HC} = C_p(T - T_{HC}) - T_{HC} [C_p \ln(T/T_{HC}) + R \ln(P/P_{HC})]. \quad (6.9)$$

Це співвідношення співпадає з (4.23), яке було отримано іншим шляхом. Відзначимо, що визначені рівняння для ідеальних газів є лише окремими (граничними) випадками загальних рівнянь термодинаміки.

Приклад 6.1. Вважаючи азот ідеальним газом, визначити його теплоємності C_p і C_v , а також зміну калоричних параметрів в процесі нагрівання 1 кг від $T_{HC} = 290$ К до $T_1 = 390$ К, якщо тиск газу змінюється від $P_{HC} = 1$ бар до $P_1 = 1,1$ бар.

Газова стала азоту, Дж/(кг·К)

$$R = 8314,4/\mu = 8314,4/28 = 297.$$

Оскільки для двоатомних газів $k = 1,4$, то питомі теплоємності дорівнюватимуть, кДж/(кг·К)

$$C_v = R \cdot 10^{-3} / (k-1) = 297 \cdot 10^{-3} / (1,4 - 1) = 0,7423$$

$$C_p = kC_v = 1,4 \cdot 0,742 = 1,04.$$

Зміна внутрішньої енергії та ентальпії, кДж/кг

$$\Delta u = C_v (T_1 - T_{HC}) = 0,742 \cdot (390 - 290) = 74,23,$$

$$\Delta h = C_p (T_1 - T_{HC}) = k \cdot \Delta u = 1,4 \cdot 74,23 = 104.$$

Зміна ентропії, кДж/(кг·К)

$$\begin{aligned} \Delta s &= C_p \ln (T_1/T_{HC}) - R \ln (P_1/P_{HC}) = \\ &= 1,04 \ln (390/290) - 0,297 \ln (1,1/1) = 0,233. \end{aligned}$$

Зміна ексергії, кДж/кг

$$\Delta e_x = C_p (T_1 - T_{HC}) - T_{HC} \cdot \Delta s = 1,04 \cdot 100 - 290 \cdot 0,233 = 36,33.$$

6.2. Властивості сумішей ідеальних газів

Дуже часто робочими тілами в теплових установках є суміші різних газів. Прикладами газових сумішей можуть бути: атмосферне повітря, продукти згорання палива (димові гази) та інші. Тут ми обмежимося розглядом властивостей механічних сумішей, складених з хімічно нереагуючих ідеальних газів.

6.2.1. Основні визначення

Кожний газ (компонент) суміші рівномірно розповсюджений в об'ємі і чинить на стінки посудини тиск, який не залежить від присутності інших газів. Тиск, який створює певний газ за умови, що він займає весь об'єм суміші з певною її температурою, називається парціальним. Для окремого ідеального компонента суміші справедливо рівняння стану (1.12), звідки виходить, що парціальний тиск i -го компонента дорівнює

$$P_i = m_i R_i T_{cm} / V_{cm} . \quad (6.10)$$

За законом Дальтона повний тиск суміші складається з парціальних тисків компонентів, тобто

$$P_{cm} = P_1 + P_2 + \dots + P_n = \sum_{i=1}^n P_i . \quad (6.11)$$

Стан газової суміші не може бути визначений лише двома параметрами. Для опису стану суміші потрібні величини, які б характеризували її склад. Склад суміші може бути заданий масовими, об'ємними або мольними частками. Якщо маса суміші m_{cm} , а маси компонентів: m_1, m_2, \dots, m_n , то відношення

$m_1/m_{cm} = g_1, m_2/m_{cm} = g_2$ і т.д. являють собою масові частки окремих газів, а їх сума дорівнює

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1 . \quad (6.12)$$

Склад суміші, заданий об'ємними частками, треба розуміти так. Уявимо, що всі компоненти суміші ізольовані один від одного, але мають однакові температуру і тиск. Тоді відношення об'єму окремого газу (парціального об'єму) до об'єму всієї суміші буде об'ємною часткою певного газу, тобто

$V_1/V_{cm} = r_1$, $V_2/V_{cm} = r_2$ і т.д. Для однакових температур і тисків суміші та компонентів із (6.10) витікає

$$P_i V_{cm} = m_i R_i T_{cm}, \quad P_{cm} V_i = m_i R_i T_{cm}.$$

Отже,

$$V_i/V_{cm} = r_i = P_i/P_{cm}. \quad (6.13)$$

Оскільки

$$V_{cm} \sum_{i=1}^n P_i = P_{cm} \sum_{i=1}^n V_i$$

то на підставі (6.11) одержимо

$$V_{cm} = \sum_{i=1}^n V_i; \quad r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1 \quad (6.14)$$

Молярна частка компонента газової суміші визначається відношенням кількості речовини даного компонента до кількості речовини суміші

$$Z_1 = m_1/\mu_1; \quad Z_2 = m_2/\mu_2; \quad Z_n = m_n/\mu_n;$$

$$n_1 + n_2 + \dots + n_n = 1, \quad n_i = Z_i / \sum_1^n Z_i. \quad (6.15)$$

де μ – молекулярні маси компонентів.

За законом Авогадро за умови однакових температури та тиску один кіломоль будь-якого газу займає однаковий об'єм V_μ .

Тоді

$$V_i = V_\mu \cdot m_i / \mu_i; \quad V_{cm} = V_\mu \cdot m_{cm} / \mu_{cm};$$

$$V_i/V_{cm} = n_i = r_i. \quad (6.16)$$

Отже, молярні і об'ємні частки суміші чисельно рівні. Із (6.15) і (6.16) неважко визначити молекулярну масу суміші, яку називають **увною молекулярною масою**, наділяючи її властивостями однорідного газу.

$$\mu_{cm} = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i = 8,3144 / R_{cm} , \quad (6.17)$$

де

$$R_{cm} = \left[\sum_{i=1}^n (r_i / R_i) \right]^{-1} . \quad (6.18)$$

Густина суміші складатиме

$$\rho_{cm} = m_{cm} / V_{cm} = \sum_{i=1}^n \rho_i r_i . \quad (6.19)$$

З отриманих співвідношень неважко визначити взаємозв'язок між масовими і об'ємними (молярними) частками.

$$g_i = r_i (\rho_{cm} / \rho_i) = r_i (\mu_i / \mu_{cm}) = r_i (R_{cm} / R_i) . \quad (6.20)$$

Якщо суміш задана масовими частками, то масова теплоємність суміші дорівнюватиме

$$C_{m_{cm}} = \sum_{i=1}^n C_{mi} g_i . \quad (6.21)$$

Зрозуміло, що співвідношення для об'ємної та молярної теплоємностей мають вигляд

$$C_{cm} = \sum_{i=1}^n C_i r_i ; \quad C_{\mu_{cm}} = \sum_{i=1}^n C_{\mu i} r_i . \quad (6.22)$$

Приклад 6.2. Для нормальних фізичних умов ($P_0 = 760$ мм рт.ст., $T_0 = 273$ К) об'ємний склад суміші дорівнює:

$$\text{CO} = 2\% ; \text{CO}_2 = 18\% ; \text{H}_2\text{O} = 5\% ; \text{N}_2 = 75\% .$$

Визначити характеристики та ізобарні теплоємності суміші.

Об'ємні частки суміші

$$r_1 = \text{CO} / 100 = 0,02, \quad r_2 = \text{CO}_2 / 100 = 0,18,$$

$$r_3 = \text{H}_2\text{O} / 100 = 0,05, \quad r_4 = \text{N}_2 / 100 = 0,75.$$

Молекулярна маса суміші, кг/кМоль

$$\mu_{см} = 28 \cdot 0,02 + 44 \cdot 0,18 + 18 \cdot 0,05 + 28 \cdot 0,75 = 30,4.$$

Масові частки суміші

$$g_1 = 0,02 (28/30,4) = 0,0118, \quad g_2 = 0,18 (44/30,4) = 0,26,$$

$$g_3 = 0,05 (18/30,4) = 0,026, \quad g_4 = 0,75 (28/30,4) = 0,69.$$

Газова стала суміші, кДж/кг К

$$R_{см} = 8,3144/30,42 = 0,273.$$

Густина суміші за законом Авогадро, кг/м³

$$\rho_{см} = \mu_{см} / 22,4 = 30,4/22,4 = 1,358.$$

Газові сталі компонентів суміші, кДж/(кг К)

$$R_1 = 8,3144/28 = 0,297, \quad R_2 = 8,3144/44 = 0,189,$$

$$R_3 = 8,3144/18 = 0,462, \quad R_4 = 8,3144/28 = 0,297.$$

Ізобарні масові теплоємності газів, кДж/(кг К)

$$C_{pm1} = kR / (k-1) = 1,4 \cdot 0,297 / (1,4-1) = 1,04,$$

$$C_{pm2} = 1,33 \cdot 0,189/0,33 = 0,759,$$

$$C_{pm3} = 1,33 \cdot 0,462/0,36 = 1,707,$$

$$C_{pm4} = 1,4 \cdot 0,297/0,4 = 1,04.$$

Ізобарна масова теплоємність суміші, кДж/(кг К)

$$C_{pmсм} = 1,04 \cdot 0,118 + 0,759 \cdot 0,26 + 1,847 \cdot 0,0263 \cdot 1,04 \cdot 0,69 = 1,089.$$

Ізобарна об'ємна, $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ та ізобарна молярна, $\text{кДж}/(\text{кМоль} \cdot \text{К})$ теплоємності

$$C'_{p_{cm}} = C_{p_{cm}} \cdot \rho_{cm} = 1,089 \cdot 1,358 = 1,478,$$

$$C'_{\mu_{cm}} = C_{\mu_{cm}} \cdot \mu_{cm} = 1,089 \cdot 30,4 = 33,09.$$

6.2.2. Калоричні параметри сумішей ідеальних газів

Оскільки в процесі змішування ідеальних газів хімічні взаємодії відсутні, а тиск і температура залишаються сталими (змішування відбувається без теплообміну), то внутрішня енергія і ентальпія залишаються сталими (зовнішня робота відсутня). Адитивність об'єму і внутрішньої енергії означає, що

$$U_i = m_i u_i, \quad H_i = m_i h_i.$$

Тоді питомі значення внутрішньої енергії та ентальпії дорівнюватимуть

$$u_{cm} = \sum_{i=1}^n (g_i u_i), \quad h_{cm} = \sum_{i=1}^n (g_i h_i). \quad (6.23)$$

В оборотних процесах змішування ентропія ідеальної суміші залишається сталою, а її величина дорівнює сумі ентропій окремих компонентів

$$s_{cm}(T, v) = \sum_{i=1}^n s_i(T, v). \quad (6.24)$$

Це співвідношення називається **законом Гібса**. Якщо компоненти взяти за власними значеннями парціальних тисків і температури суміші, то одержимо

$$m_{cm} s_{cm}(T, P) = \sum_{i=1}^n m_i s_i(T, P).$$

Тоді, враховуючи (3.17), можна записати

$$s_{cm} = \sum_{i=1}^n g_i [C_{pi} \ln(T_i / T_{HC}) - R_i \ln(P_i / P_{HC}) + s_{oi}], \quad (6.25)$$

де s_{oi} – початкові значення ентропії компонентів.

За формулою (6.25) можна визначити зміну ентропії за будь-яких умов змішування. Якщо, наприклад, до змішування всі гази мали однакові температури T і тиск P , то зміна ентропії внаслідок необоротності процесу змішування визначиться як різниця

$$(\Delta s_{cm})_{HO} = s_{cm} - \sum_{i=1}^n s_i = \sum_{i=1}^n g_i R_i \ln(P / P_i) > 0, \quad (6.26)$$

де P_i – парціальні тиски компонентів в суміші.

Тому що $P = P_{cm}$, а $P_i < P$, то з урахуванням (6.20) будемо мати

$$(\Delta s_{cm})_{HO} = -R_{cm} \sum_{i=1}^n r_i \ln r_i > 0, \quad (6.27)$$

оскільки $r_i < 1$, а $\ln r_i < 0$.

Отож, зростання ентропії в процесах змішування не залежить від інших параметрів суміші, а визначається лише її складом. Необоротність процесів змішування зумовлює втрати ексергії

$$(\Delta e_x^{ex})_{cm} = \sum_{i=1}^n m_i e_{xi} - e_{x,cm} \sum_{i=1}^n m_i, \quad (6.28)$$

звідки ексергія суміші буде складати

$$e_{x,cm} = \sum_{i=1}^n g_i e_{xi} - T_{HC} (\Delta s_{cm})_{HO}. \quad (6.29)$$

Якщо визначити середнє значення C_{pcm} в інтервалі температур T_{HC} до T , то на підставі (6.9) і (6.27) одержимо

$$e_{x,cm} = C_{pcm} [T - T_{HC} - T_{HC} \ln(T / T_{HC})] + T_{HC} R_{cm} [\ln(P / P_{HC}) - \sum_{i=1}^n r_i \ln r_i]. \quad (6.30)$$

Треба зауважити, що використання (4.12) для визначення ексергії в процесах зміщування призводить до помилок. Так за (4.12) маємо

$$e_{xcm} = h_{cm} - h_0 - T_{HC} (s_{cm} - s_{HC}).$$

Але, використовуючи (6.23) і (6.25), одержимо рівняння

$$e_{xcm} = C_{рсм} [T - T_{HC} - T_{HC} \ln (T/T_{HC})] + T_{HC} R_{cm} \ln(P/P_{HC}), \quad (6.31)$$

яке неадекватне (6.30)

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що називають парціальним тиском газу?
2. Як довести, що внутрішня енергія ідеального газу не залежить від тиску і об'єму?
3. Від яких параметрів залежить ексергія ідеального газу?
4. Що розуміють під уявною молекулярною масою суміші газів?
5. Як визначити газову сталу суміші?

7. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Дослідження термодинамічних процесів здійснюється для виявлення закономірностей їх перебігу і визначення ефективності енергоперетворень. При цьому процеси розглядаються як рівноважні. Математичним апаратом для аналізу процесів є рівняння законів термодинаміки, рівняння стану та інші співвідношення для ідеальних газів, на які ми будемо посилались тільки у міру необхідності. Зазначимо також, що всі розрахунки здійснюються для одиничної маси газу.

7.1. Політропний процес

Політропними (багатоваріантними) процесами називаються довільні процеси, які відбуваються за будь-яких умов зміни стану і в яких теплоємність приймає будь-яке, але стале значення. Це накладає певні обмеження на енергоперетворення. Притягуючи перший закон термодинаміки, неважко переконатись, що за умови $C = \text{const}$ розподіл підведеної теплоти між зміною внутрішньої енергії і роботою зміни об'єму залишається сталим, а саме

$$\begin{aligned} du/dq &= C_v dT / (CdT) = C_v/C = \varphi, \\ dl_v/dq &= (dq - du)/dq = 1 - \varphi = \Psi. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Рівняння процесу можна отримати з рівнянь першого закону

$$\begin{aligned} CdT &= C_p dT - v dP, \\ CdT &= C_v dT + P dv, \end{aligned}$$

звідки виходить

$$(C - C_p) / (C - C_v) = -vdP / (Pdv). \quad (7.2)$$

Оскільки теплоємності сталі, позначимо ліву частину (7.2) через n , тоді

$$n = (C - C_p) / (C - C_v) = -vdP / (Pdv). \quad (7.3)$$

Сталу n називають показником політропи. Інтегруючи (7.3), одержимо

$$Pv^n = \text{const}, \quad \text{або } P^{1/n} v = \text{const}. \quad (7.4)$$

З урахуванням рівняння стану можна визначити такі співвідношення між термічними параметрами в процесі 1-2:

$$P_2 / P_1 = (v_1 / v_2)^n, \quad T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1},$$

$$T_2 / T_1 = (P_2 / P_1)^{(n-1)/n}. \quad (7.5)$$

Ці співвідношення характеризують зміни параметрів в процесі і називаються **рівняннями політропного процесу**. Значення теплоємності визначається з (7.3)

$$C = C_v (n - k) / (n - 1). \quad (7.6)$$

Теплота процесу

$$q_{1-2} = \int_1^2 C dT = C_v (n - k) (T_2 - T_1) / (n - 1). \quad (7.7)$$

Зміна внутрішньої енергії та ентальпії

$$\Delta u = C_v (T_2 - T_1); \quad \Delta h = C_p (T_2 - T_1). \quad (7.8)$$

Роботу зміни об'єму зручно визначити таким чином:

$$l_v = q - \Delta u = C_v (n - k) (T_2 - T_1) / (n - 1) - C_v (T_2 - T_1) =$$

$$= R (T_2 - T_1) [(1 - k) / (n - 1)] \cdot (k - 1)^{-1} = R (T_1 - T_2) / (n - 1). \quad (7.9)$$

Приймаючи до уваги (7.5), замість (7.9) можна також отримати

$$l_v = P_1 v_1 [1 - (v_1/v_2)^{n-1}] / (n-1), \quad (7.10)$$

$$l_v = P_1 v_1 [1 - (P_2/P_1)^{(n-1)/n}] / (n-1). \quad (7.11)$$

Робота зміни тиску згідно з (7.3) дорівнює

$$l_p = n l_v = n \cdot P_1 v_1 [1 - (P_2/P_1)^{(n-1)/n}] / (n-1). \quad (7.12)$$

Зміну ентропії в процесі можна визначити за (3.17) і (3.18) або за співвідношенням

$$ds = dq/T = C(dT/T) = C_v(n-k)/(n-1) (dT/T),$$

інтегрування котрого дає

$$\Delta s = s_2 - s_1 = C_v(n-k)/(n-1) \ln(T_2/T_1). \quad (7.13)$$

Для певного значення показника політропи n формула (7.13) дозволяє побудувати процес на $T-s$ діаграмі (рис.7.1). Величина q_{1-2} , як відомо, еквівалентна площі під кривою процесу 1-2. Визначивши q_{1-2} за (7.7), неважко визначити Δu , l_v і l_p , а саме:

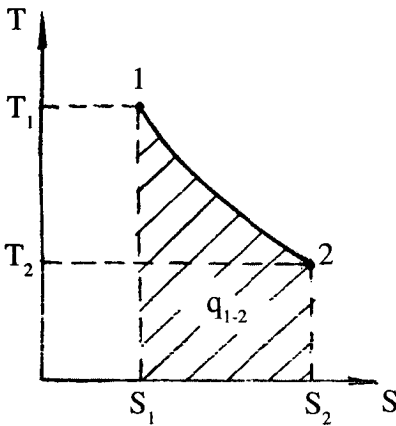


Рис.7.1.

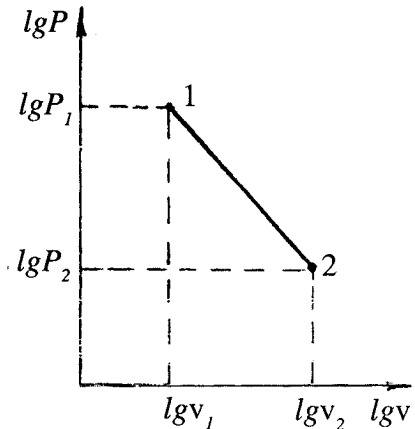


Рис.7.2.

$$\Delta u = \varphi q, \quad l_v = \Psi q, \quad l_p = n l_v = n \Psi q,$$

де

$$\varphi = \Delta u / q = (n-1) / (n-k), \quad (7.14)$$

$$\Psi = 1 - \varphi = (k-1) / (k-n).$$

Для відомих вхідних і кінцевих параметрів процесу показник політропи можна обчислити, логарифмуючи (7.4)

$$n = (lg P_1 - lg P_2) / (lg v_2 - lg v_1). \quad (7.15)$$

Якщо $P-v$ діаграму побудувати в логарифмічних координатах (рис. 7.2), то процес зобразиться прямою лінією, а показник політропи визначиться як тангенс кута нахилу прямої до вісі абсцис.

В загальному випадку зміна ексергії згідно з (4.11) складатиме

$$\Delta e_x = h_2 - h_1 - T_{HC} (s_2 - s_1) + (C_2^2 - C_1^2) / 2 + g(Z_2 - Z_1). \quad (7.16)$$

Приклад 7.1. В політропному процесі від 1 кг двоатомного газу з параметрами навколишнього середовища $P_1 = P_{HC} = 1$ бар і $T = T_{HC} = 300$ К відводиться 100 кДж теплоти, а його внутрішня енергія зростає на 100 кДж. Визначити рід газу, його кінцеві параметри, роботу зміни тиску, зміну ентропії та ексергії, якщо його теплоємність $C_p = 1$ кДж/(кг К). Змінами кінетичної і потенціальної енергії знехтувати,

Для двоатомного газу $C_p/C_v = k = 1,4$. Визначаємо теплоємність C_v і газову сталу R , кДж/(кг К)

$$C_v = C_p / k = 1 / 1,4 = 0,7143$$

$$R = C_p - C_v = 1 - 0,7143 = 0,2857.$$

Молекулярна маса газу, кг/кмоль

$$\mu = 8,3144 / R = 8,3144 / 0,2857 \approx 29.$$

Отже, робочий газ – повітря.

Частка теплоти, яка витрачається на зміну внутрішньої енергії

$$\varphi = \Delta u / q = 100 / (-100) = -1 .$$

Показник політропи за (7.14)

$$n = (1 - \varphi k) / (1 - \varphi) = (1 + 1 \cdot 1,4) / (1 + 1) = 1,2.$$

Робота зміни об'єму, кДж/кг

$$l_v = q - \Delta u = -100 - 100 = -200.$$

Від'ємний знак є ознакою зменшення об'єму. Виходить, що здійснюється робота стиску. Робота зміни тиску, кДж/кг

$$l_p = n \cdot l_v = 1,2(-200) = -240.$$

Кінцеву температуру повітря визначимо з формули зміни внутрішньої енергії (7.8), К

$$T_2 = T_1 + \Delta u / C_v = 300 + 100 / 0,7143 = 440.$$

Кінцевий тиск за (7.5), бар

$$P_2 = P_1 (T_2 / T_1)^{n/(n-1)} = 1 \cdot (440/300)^{1,2/0,2} = 10.$$

Зміна ентропії в процесі за (7.13), кДж/(кг К)

$$\Delta s = 0,7143 (1,2 - 1,4) / (1,2 - 1) \ln (440/300) = -0,383.$$

Зміна ексергії за (7.16) і (3.17), кДж/кг

$$\Delta e_x = 1(440 - 300) - 300 [1 \cdot \ln (440/300) - 0,2857 \cdot 1 \cdot \ln (10/1)] = 240.$$

Таким чином, в разі підведення до робочого тіла роботи зміни тиску його ентропія зменшується, а ексергія збільшується на величину цієї роботи.

7.2. Окремі випадки політропних процесів

Оскільки політропний процес – це довільний процес з будь-яким сталим значенням показника політропи, то ясно, що для певних значень n можна отримати процеси з іншими характеристиками. Розглянемо деякі окремі випадки політропних процесів, найбільш поширених на практиці.

7.2.1. Ізохорний процес

Якщо показник політропи приймає значення $n = \pm \infty$, то за (7.4) виходить, що процес відбувається при $v = \text{const}$ ($dv = 0$). Такий процес називається **ізохорним**. Із рівняння стану витікає

$$v = RT/P = \text{const}, \quad T/P = \text{const},$$

$$\text{або} \quad T_2/T_1 = P_2/P_1. \quad (7.17)$$

Співвідношення (7.17) відповідає закону Шарля. Зрозуміло, якщо $dv = 0$, то $Pdv = 0$, тобто робота зміни об'єму не виконується. Тоді, згідно з першим законом термодинаміки.

$$q = C(T_2 - T_1) = \Delta u = C_v(T_2 - T_1), \quad (C = C_v). \quad (7.18)$$

В ізохорному процесі вся підведена теплота витрачається на зміну внутрішньої енергії. Із (7.1) легко побачити, що $\phi = 1$, а $\Psi = 0$.

Робота зміни тиску дорівнює

$$l_p = \int_1^2 -v dP = -v(P_2 - P_1). \quad (7.19)$$

Від'ємний знак показує, що здійснення роботи l_p можливе лише за умови підведення її ззовні.

Зміну ентальпії можна визначити так:

$$\Delta h = C_p(T_2 - T_1) = \Delta u - v(P_2 - P_1). \quad (7.20)$$

Отже, ентальпія робочого тіла зростає як за рахунок збільшення внутрішньої енергії (підведення теплоти), так і за рахунок підведення роботи зміни тиску.

Зміна ентропії за (3.17) складає

$$\Delta s = C_v \ln(T_2/T_1). \quad (7.21)$$

Зображення ізохорного процесу з підведенням теплоти на діаграмах наведено на рис.7.3. Зміна ексергії за (7.16) дорівнюватиме

$$\Delta e_x = C_p(T_2 - T_1) - T_{HC} C_v \ln(T_2/T_1). \quad (7.22)$$

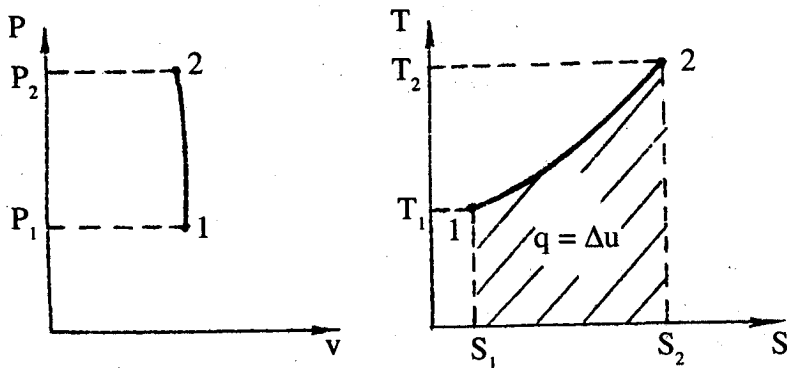


Рис.7.3.

7.2.2. Ізобарний процес

Ізобарним називається процес, в якому тиск залишається сталим ($P = \text{const}$ і $dP = 0$). Цей окремий випадок політропного процесу реалізується якщо $n = 0$ (див. 7.4). Співвідношення параметрів в процесі витікає з (7.5)

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{\gamma} \quad (7.23)$$

Цей вираз, як відомо, є законом Гей-Люссака. Коли $n = 0$, за (7.6) маємо $C = C_v k = C_p$. Теплота процесу дорівнює

$$q = \int_1^2 C_p dT = C_p (T_2 - T_1) = h_2 - h_1 = \Delta h. \quad (7.24)$$

Уся теплота, яка підведена до робочого тіла в ізобарному процесі, витрачається на зміну ентальпії. Це можливо лише тому, що робота зміни тиску не здійснюється ($-vdP = 0$).

Робота зміни об'єму

$$\begin{aligned} l_v &= \int_1^2 P dv = P(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1) = \\ &= C_p (T_2 - T_1)(k - 1) / k = \Delta h(k - 1) / k. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Зміна ентропії в процесі за (3.17)

$$\Delta s = C_p \ln (T_2 / T_1). \quad (7.26)$$

На рис. 7.4 показано зображення процесу на діаграмах. Тому що $C_p > C_v$, то для однакової різниці температур ізобара на T - s діаграмі розташована нижче ізохори. Зміна внутрішньої енергії визначається за (7.8). Частки теплоти, що витрачаються на зміну внутрішньої енергії та здійснення роботи за (7.1) складають

$$\varphi = C_v \Delta T / (C_p \Delta T) = 1/k; \quad \Psi = 1 - \varphi = (k - 1) / k. \quad (7.27)$$

Зміна ексергії визначається за формулою

$$\Delta e_x = C_p [(T_2 - T_1) - T_{HC} \ln (T_2 / T_1)] . \quad (7.28)$$

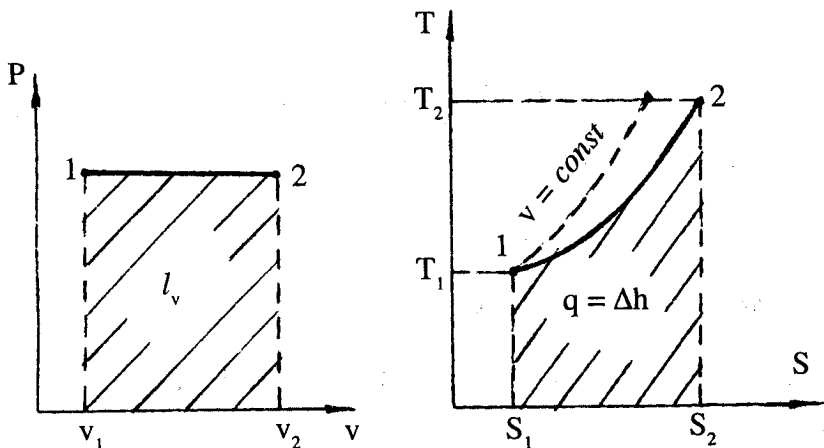


Рис.7.4.

Приклад 7.2. В циліндрі двигуна внутрішнього згорання до газу з молекулярною масою $\mu = 30$ кг/кМоль ізобарно підводиться $0,924$ кДж/кг теплоти. Визначити відстань, яку пройде поршень діаметром $D = 0,08$ м від мертвої верхньої точки, і роботу поршня, якщо теплоємність газу $C_{p\mu} = 36$ кДж/(кМоль·К), початкова температура $t_1 = 550$ °С, об'єм камери стиску $V_c = 250$ см³, тиск $P_1 = 1$ Мпа.

Газова стала, Дж/(кг·К)

$$R = 8314,4/\mu = 8314,4/30 = 272,14 .$$

Маса газу в процесі, кг

$$m = P_1 V_c / (RT_1) = 10^6 \cdot 250 \cdot 10^{-6} / (272,14 \cdot 823) = 1,1 \cdot 10^{-3} .$$

Масова теплоємність, кДж/(кг·К)

$$C_{pm} = C_{p\mu} / \mu = 36/30 = 1,2.$$

Зміна температур в процесі, °С

$$\Delta t = Q / (m \cdot C_{pm}) = 0,924 / (1,1 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2) = 700.$$

Кінцева температура газу, °С

$$t_2 = t_1 + \Delta t = 550 + 700 = 1250.$$

Робота зміни об'єму, Дж

$$L_v = ml_v = mR(T_2 - T_1) = mR\Delta t = 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot 272,14 \cdot 700 = 213,4.$$

Оскільки $P(V_2 - V_1) = mR\Delta t$, то зміна об'єму, м³

$$\Delta V = L/P = 213,4/10^6 = 0,2134 \cdot 10^{-3}.$$

Площа поршня, м²

$$F = \pi D^2/4 = 0,785 \cdot D^2 = 0,785 \cdot 0,08^2 = 5 \cdot 10^{-3}$$

Відстань, яку долає поршень, м

$$S = \Delta V/F = 0,2134 \cdot 10^{-3} / (5 \cdot 10^{-3}) = 0,0426.$$

7.2.3. Ізотермічний процес

Ізотермічний ($T = \text{const}$, $dT = 0$, $Pv = RT = \text{const}$) процес за (7.4) відбувається коли $n=1$. Рівняння процесу $Pv = \text{const}$ для певного процесу 1–2 може бути записано у вигляді закону Бойля-Маріотта.

$$P_2 / P_1 = v_1 / v_2. \quad (7.29)$$

На P - v діаграмі співвідношення (7.29) зобразиться рівнобічною гіперболою (рис.7.5). За формулою (7.6) виходить, що теплоємність процесу дорівнює нескінченності. Це якраз і характеризує умову здійснення процесу, в якому, не дивлячись на підведення теплоти, робоче тіло не змінює температуру. Тому що $dT = 0$, то $C_v dT = 0$ і $C_p dT = 0$, тобто в ізотермічному процесі підведена теплота не витрачається на зміну внутрішньої енергії та ентальпії. Тоді на підставі (2.43) одержуємо

$$q = T(s_2 - s_1) = \int_1^2 P dv = - \int_1^2 v dP = l_v = l_p. \quad (7.30)$$

Інтеграли в (7.30) легко обчислюються

$$l_v = \int_1^2 P v \cdot dv/v = P v \cdot \ln(v_2/v_1) = RT \ln(v_2/v_1), \quad (7.31)$$

$$l_p = - \int_1^2 v \cdot P dP/P = P v \ln(P_1/P_2) = RT \ln(P_1/P_2).$$

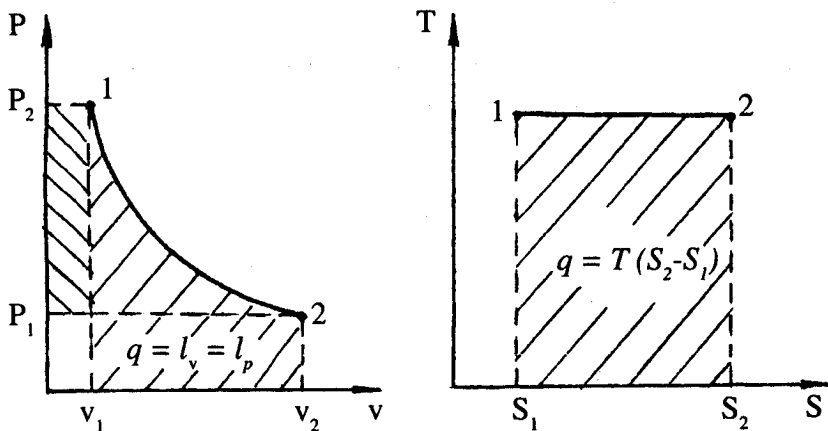


Рис.7.5.

Отож, остаточно замість (7.30) маємо

$$q = T(s_2 - s_1) = RT \ln(v_2/v_1) = RT \ln(P_1/P_2). \quad (7.32)$$

Звідки неважко визначити зміну ентропії

$$\Delta s = s_2 - s_1 = q/T = R \ln(v_2/v_1) = R \ln(P_1/P_2). \quad (7.33)$$

Зображення процесу на діаграмах показано на рис.7.5.

Зрозуміло, що в ізотермічному процесі $\phi = \Delta u/q = 0$,

$a \Psi = 1 - \phi = 1$. За (7.30) уся підведена теплота перетворюється на роботу. Але отриманий результат суперечить другому закону термодинаміки і тому потребує перевірки. Скористуємось методом ексергетичного аналізу. За умови $\Delta h = 0$ зміна ексергії в процесі складає.

$$\Delta e_x = e_{x1} - e_{x2} = T_{HC} \Delta s = T_{HC} R \ln(v_2/v_1) = T_{HC} R \ln(P_1/P_2). \quad (7.34)$$

На підставі (4.17) в разі $\Delta h = 0$ одержимо вираз

$$l = q = e_{x1} - e_{x2} + e_q \quad (7.35)$$

який спростовує ілюзію того, що в ізотермічному процесі робота виконується тільки за рахунок підведеної теплоти. Не треба забувати, що згідно з (4.6) з підведеною теплотою переноситься енергія $a_q = q(T_{HC}/T)$. Підстановка в (7.35) значення e_q із (4.7) і значення Δe_x з (7.34) дає

$$l = (1 - T_{HC}/T) \cdot q + T_{HC} R \ln(P_1/P_2). \quad (7.36)$$

Порівнюючи (7.32) і (7.36), приходимо до висновку, що рівність $q=l$ виконується лише за умови

$$q(T_{HC}/T) = T_{HC} R \ln(P_1/P_2), \quad (7.37)$$

яка означає, що енергія, яка надходить з теплотою, дорівнює зміні ексергії в процесі.

Рівняння (7.36) показує, що при оборотному ізотермічному розширенні ідеального газу робота отримується як за рахунок ексергії внесеної теплоти, так і за рахунок розширення газу. При цьому повинна виконуватись умова (7.37).

Якщо ізотермічний процес розширення ідеального газу буде здійснюватись з температурою навколишнього середовища ($T = T_{nc}$), то від навколишнього середовища буде підводиться теплота $q = q_{nc}$, яка складається тільки з анергії. В цьому разі порушується умова, що вся теплота перетворюється на роботу, оскільки згідно з другим законом термодинаміки такий процес здійснити неможливо. Пояснити це протиріччя можна за допомогою ексергетичного аналізу. Для $T = T_{nc}$ із (7.36) і (7.37) відповідно одержимо

$$l = T_{nc} \cdot R \cdot \ln(P_1/P_2),$$

$$q = T_{nc} \cdot R \cdot \ln(P_1/P_2).$$

тобто теплота, яка внесена з навколишнього середовища дорівнює зміні ексергії ідеального газу. Завдяки цьому результат енергетичного балансу показує, що робота чисельно дорівнює теплоті, яка підведена з навколишнього середовища.

Приклад 7.3. Повітря з параметрами навколишнього середовища $P_1 = P_{nc} = 0,1$ Мпа і $T_1 = T_{nc} = 290$ К стискається в ізотермічному компресорі до п'ятикратного зменшення об'єму. Визначити теоретичну потужність компресора, якщо його подача $V = 600$ м³/год, а також зміну ентропії та ексергії.

Питомий об'єм повітря на вході в компресор, м³/кг

$$v_1 = RT/P = 287 \cdot 290 / 10^5 = 0,831.$$

Масова подача компресора, кг/с

$$G = V/(v_1 \cdot 3600) = 600 / (0,831 \cdot 3600) = 0,2.$$

Кінцевий тиск за умовами стиску ($v_1/v_2=5$), Мпа

$$P_2 = P_1(v_1/v_2) = 0,1 \cdot 5 = 0,5.$$

Зміна ентропії в процесі, кВт/К

$$\Delta S = GR \ln (P_1/P_2) = 0,2 \cdot 0,287 \cdot \ln(1/5) = -0,092.$$

Теоретична потужність компресора в процесі оборотного стиску і відвожувана теплота, кВт

$$N=Q=T\Delta S = 290 (-0,092) = -26,76.$$

Від'ємний знак як і в прикладі 7.1 вказує на підведення роботи і відведення теплоти.

Зміна ексергії, кВт

$$\Delta E_x = T_{HC} (S_1 - S_2) = T_{HC} (-\Delta S) = 290 \cdot 0,092 = 26,76.$$

Ексергія зростає на величину підведеної потужності.

7.2.4. Адіабатний (ізоентропний) процес

Раніше вже відзначалось, що адіабатний процес може відбуватись тільки в теплоізолюваній системі ($dq=0$) з енергообміном у формі здійснення роботи. Оскільки $dq=Tds = 0$, а $T \neq 0$, то $ds = 0$ ($s=const$), тобто процес відбувається без зміни ентропії (ізоентропно). Підкреслимо, що ця умова виконується тільки в адіабатних оборотних процесах. Неважко побачити, що процес реалізується якщо $n=k$. Тоді за (7.6) $C=0$ і $CdT=dq=0$. Рівня процесу і співвідношення між параметрами визначаються подібно до (7.4) і (7.5)

$$P_2/P_1 = (v_1/v_2)^k, T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1}, \quad (7.38)$$

$$T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(k-1)/k}.$$

Зрозуміло, що для $dq = 0$ $dl_v = -du$, $dl_p = -dh$, тобто робота зміни об'єму виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії, а робота зміни тиску – за рахунок зменшення ентальпії. Визначимо ці роботи

$$\begin{aligned} \ell_v &= -\Delta u = -\int_1^2 C_v dT = C_v(T_1 - T_2) = R(T_1 - T_2)/(k-1) = \\ &= RT_1[1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k}]/(k-1) = P_1 v_1[1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k}]/(k-1), \end{aligned} \quad (7.39)$$

$$\begin{aligned} l_p &= k \cdot \ell_v = C_p(T_1 - T_2) = kR(T_1 - T_2)/(k-1) = \\ &= kRT_1[1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k}]/(k-1) = kP_1 v_1[1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k}]/(k-1). \end{aligned} \quad (7.40)$$

Умова $n=k$ за (7.14) дає: $\varphi = \infty$; $\Psi = -\infty$. Зіставлення рівнянь ізотерми ($n=1$) і адиабати показує, що на P - v діаграмі адиабата проходить крутіше, ніж ізотерма (рис.7.6), тому що $k>1$.

Ясно, що за умови $\Delta S = 0$ зміна ексергії дорівнює

$$\begin{aligned} \Delta e_x &= e_{2x} - e_{1x} = h_2 - h_1 = C_p(T_2 - T_1) = \\ &= kRT_1[(P_2/P_1)^{(k-1)/k} - 1]/(k-1) \end{aligned} \quad (7.41)$$

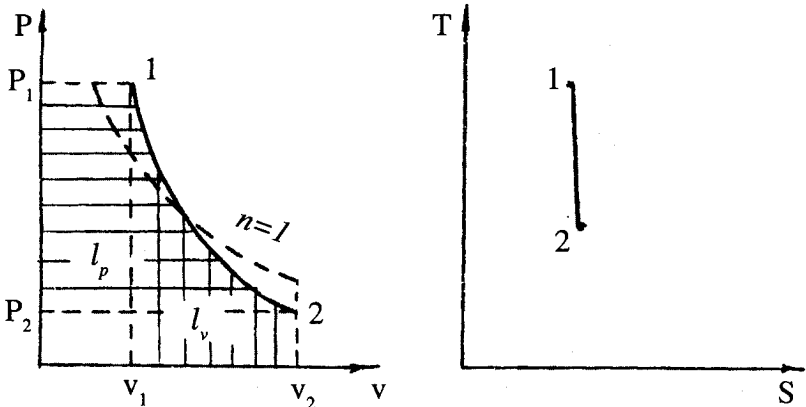


Рис.7.6.

Із (7.40) і (7.41) видно, що ексергія робочого тіла може бути збільшена за рахунок здійснення зовнішньої роботи зміни тиску.

Приклад 7.4. За умовами прикладу 7.3. визначити теоретичну потужність адіабатного компресора, зміну температури і внутрішньої енергії повітря.

Кінцевий тиск повітря після стику в компресорі, Мпа

$$P_2 = P_1 \cdot (v_1/v_2)^k = 0,1 \cdot 5^{1,4} = 0,95.$$

Температура повітря після стиску, К

$$T_2 = T_1 \cdot (v_1/v_2)^{k-1} = 290 \cdot 5^{0,4} = 552.$$

Зміна внутрішньої енергії, кВт

$$\Delta U = G \cdot R \cdot (T_2 - T_1) / (k - 1) = 0,2 \cdot 0,287 \cdot (552 - 290) / (1,4 - 1) = 37,55.$$

Теоретична потужність компресора в процесі оборотного адіабатного стиску, кВт

$$N = G \cdot l_p = L_p = k \cdot L_v = k \cdot (-\Delta U) = 1,4 \cdot (-37,55) = -45,78.$$

Порівнюючи потужності адіабатного та ізотермічного компресорів, маємо змогу переконатись, що ізотермічний стиск більш вигідний, ніж адіабатний. Цей результат не є несподіваним, адже, як було доведено в (5.50), ізотермічна стисливість газів більша за адіабатну і остання чинить більшу протидію процесу стиску.

7.3. Аналіз термодинамічних процесів

З розглянутого видно, що політропний процес є узагальнюючим процесом, окремі випадки якого реалізуються при певних значеннях показника політропи. В залежності від n різні значення приймають теплоємність, зміна внутрішньої енергії та ентальпії, робота

і теплота процесу. На рис. 7.6 показані залежності $C=C(n)$. Із наведеного рисунка видно, що в інтервалі $1 < n < k$ значення теплоємності від'ємне. Це пояснюється тим, що для процесів, розташованих між ізотермою і адіабатою, теплота і різниця температур мають різні знаки. В таких процесах теплота підводиться, але температура зменшується за рахунок зменшення внутрішньої енергії, яка бере участь у виконанні роботи.

Деякі закономірності термодинамічних процесів зручно аналізувати на T - s діаграмі. Відомий показник політропи дає можливість за допомогою формули (7.13) побудувати на цій діаграмі відповідний процес (рис. 7.7.). Із рисунка 7.7. видно, що всі процеси, які починаються в точці 1 і розташовані праворуч від адіабати ($C=0$, $s=\text{const}$), здійснюються зі зростанням ентропії та підведенням теплоти іззовні, а процеси, які розташовані ліворуч від адіабати, здійснюються зі зменшенням ентропії та з відведенням теплоти в зовнішнє середовище.

В областях VIII, I і II одночасно збільшується температура ($dT > 0$), ентропія ($ds > 0$) і підводиться теплота ($dq > 0$), а в областях IV, V, VI одночасно зменшується температура ($dT < 0$), ентропія ($ds < 0$) і відводиться теплота ($dq < 0$). Теплоємності термодинамічних процесів, які

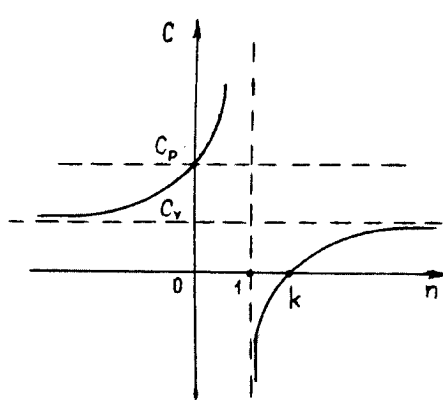


Рис.7.6.

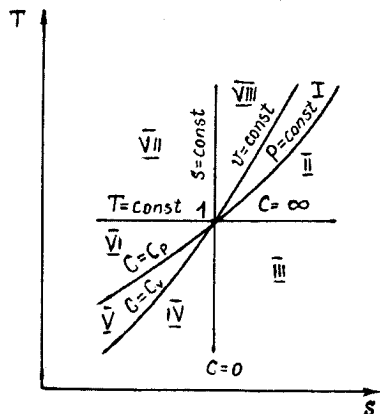


Рис.7.7.

розташовані в областях VIII, I, II, IV, V, VI додатні, а в областях III і VII - від'ємні.

На рис.7.8 в логарифмічних координатах зображені окремі випадки політропних процесів. Ізобарі відповідає кут нахилу 0° ; ізохорі - 90° , ізотермі - 45° . Для адиабати кут нахилу залежить від значення k (роду газу). Отже, аналізувати і обчислювати термодинамічні процеси можна і за допомогою графічних методів.

Для певного газу на $T-s$ діаграмі будуються ізохори та ізобари рівноважних станів (рис.7.9). За відомими початковими і кінцевими параметрами (P, v, s, T) на $T-s$ діаграмі визначаються точки 1 і 2 процесу, після чого цей процес неважко обчислити. Оскільки показник політропи визначається за (7.3), то з урахуванням (3.19) одержимо

$$n = (\Delta s_{1-2} - \Delta s_p) / (\Delta s_{1-2} - \Delta s_v) = (s_1 - s_a) / (s_1 - s_g). \quad (7.42)$$

Показник політропи додатний, якщо точки а і b розташовані по один бік від точки 1. Якщо точка 1 розташована між точками а і b, то $n < 0$.

Якщо знехтувати кривиною лінії 1-2 у заданому інтервалі температур, то теплота процесу дорівнюватиме

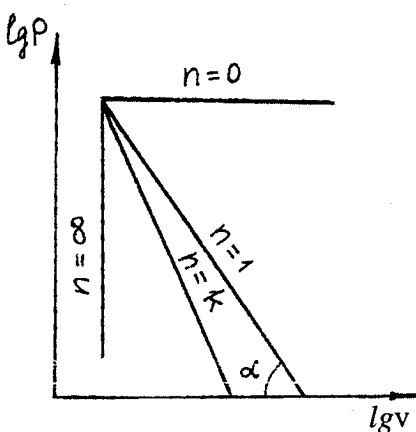


Рис.7.8.

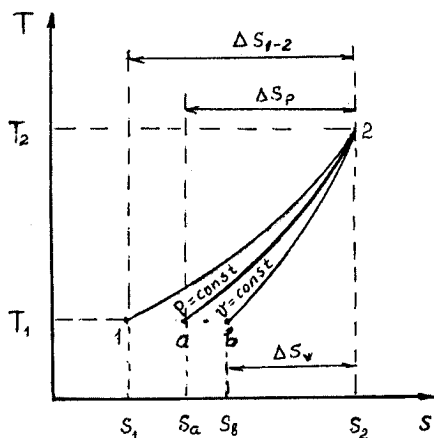


Рис.7.9.

$$q_{1,2} = 0,5 (T_1 + T_2) \Delta s_{1,2}. \quad (7.43)$$

Аналогічно зміна внутрішньої енергії та ентальпії будуть складати

$$\Delta u = 0,5 (T_1 + T_2) \Delta s_v \quad (7.44)$$

$$\Delta h = 0,5 (T_1 + T_2) \Delta s_p.$$

Роботи l_v і l_p визначають відповідно до рівнянь першого закону термодинаміки. В процесі обчислення треба враховувати знаки зміни параметрів. Так само будується і $h-s$ діаграма, яка для ідеальних газів з точністю до масштабного коефіцієнта співпадає з $T-s$ діаграмою.

Слід зазначити, що застосування наближених формул (в разі заміни кривих процесів на прямі) призводить до певних похибок в розрахунках і тим більших, чим більше різниця між кінцевою і початковою температурами процесу ($T_2 - T_1$). У випадку, коли необхідно отримати точні результати розрахунків користуватись наведеними вище співвідношеннями не можна.

Контрольні запитання

1. Що характеризує показник політропи?
2. Як визначити частку теплоти, яка йде на виконання роботи в політропному процесі?
3. Для якого процесу робота зміни об'єму дорівнює роботі зміни тиску?
4. Чому для ізотермічного процесу справедлива рівність $q=l$, яка в принципі суперечить другому закону термодинаміки?
5. Які властивості мають процеси, розташовані між ізотермою і адіабатою?
6. Чому ізохора на $T-s$ діаграмі зображується крутішою, ніж ізобара при однаковій різниці температур?

8. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ І ПРОЦЕСИ РЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Власне кажучи, реальні гази являють собою пари певних речовин. Їх властивості відрізняються від властивостей ідеальних газів внаслідок наявності сил міжмолекулярної взаємодії та певного об'єму самих молекул. Сила міжмолекулярної взаємодії залежить від середньої відстані між молекулами, тобто є функцією питомого об'єму газу. Таким чином, на відміну від внутрішньої енергії ідеального газу, яка не залежить від питомого об'єму, внутрішня енергія реальних газів залежить від питомого об'єму, a , отже, і тиску.

Наявність кінцевого об'єму молекул у реальному газі також зумовлює якісну і кількісну відміну його властивостей в порівнянні з ідеальним. Вплив зазначених факторів виявляється на стисливості реальних газів. Реальні гази внаслідок кінцевого об'єму його молекул мають бути менш стисливими, ніж ідеальні. З іншого боку наявність сил міжмолекулярної взаємодії (притягання) повинні зумовлювати більшу стисливість реальних газів. Стисливість реальних газів може бути більшою або меншою за стисливість ідеальних газів в залежності від того, який з зазначених факторів превалює. Мірою відхилення властивостей реальних газів від властивостей ідеальних газів може бути коефіцієнт стисливості $Z = Pv/(RT)$, значення котрого для ідеальних газів дорівнює одиниці. Дослідами встановлено, що в залежності від тиску величина Z для реальних газів може бути меншою або більшою від одиниці. Неоднаковість коефіцієнта стисливості зумовлює відміну калоричних властивостей реальних газів від аналогічних властивостей ідеальних газів. Властивості реальних газів залежать також від того, в якій області перебуває газоподібна фаза речовини. Тому перш за все розглянемо умови й закономірності фазових переходів.

8.1. Фазові діаграми

Речовина, як відомо, в залежності від тиску і температури може існувати в трьох агрегатних станах: твердому, рідкому і газоподібному. Різні форми існування речовини, які відділені одна від одної поверхнею поділу, називаються **фазами**. Перехід речовини з однієї фази в іншу називається **фазовим переходом**. Фазовий перехід із твердого стану в рідкий називається **плавленням**, із твердого в газоподібний – **сублімацією**, а з рідкого в газоподібний – **пароутворенням**. Зворотні фазові перетворення називаються **твердінням**, **десублімацією** і **конденсацією** відповідно. Рівноважний стан ТДС, яка складається з кількох фаз, називається **фазовою рівновагою**. Рівноважна система, до складу якої входять різні фази однієї речовини, називається **однокомпонентною**.

Кількість параметрів, які можна довільно змінювати в процесі переходу ТДС з одного стану в інший, називається **числом ступенів свободи**. Правило фаз Гібса встановлює залежність між числом ступенів свободи, кількістю фаз і кількістю компонентів системи

$$C = k - \varphi + n, \quad (8.1)$$

де k – кількість зовнішніх незалежних параметрів; φ і n – кількість фаз і компонентів системи відповідно.

Для простої ТДС $k = 2$ (потенціали P і T). Тому, правило фаз Гібса має вигляд

$$C = 2 + n - \varphi. \quad (8.2)$$

Неважко помітити, що для однокомпонентної системи з однією фазою $C = 2$. Це означає, що рівноважний стан такої ТДС визначається двома незалежними параметрами (P і T), а всі інші параметри є їх функціями. Для однокомпонентних систем з двома фазами $C = 1$, тобто рівноважний стан визначає один незалежний параметр. Для однокомпонентної трифазної ТДС $C = 0$. Тому рівновага усіх фаз можлива лише при конкретних значеннях параметрів P і T . На P – T діаграмі

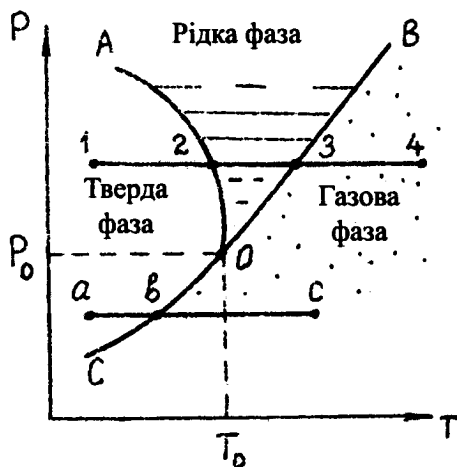


Рис.8.1.

рівноважний стан трифазної системи зображується точкою, яка називається **потрійною точкою** (рис.8.1). В потрійній точці O існують одночасно три фази речовини лише з параметрами P_0 , T_0 і збігаються три лінії зміни стану рівноважних систем. За умови зміни одного з параметрів рівновага між фазами порушується. На лінії OA рівноважно існують рідка і тверда фаза (крива плавлення). На лінії OB рівноважно існують рідка і газоподібна фази (крива конденсації або випаровування), а на лінії OC – газоподібна і тверда фази (крива сублімації). Форма кривих залежить від молекулярної структури речовини і не може бути визначена термодинамічними методами.

З наведеної діаграми видно, що для різних тисків ізобарне нагрівання речовини зумовлює різний характер фазових переходів. Більш зручно використовувати $P-v$ або $T-s$ фазові діаграмами, де області рівноваги фаз зображуються не однією лінією, а відповідають певним площинам, обмеженими лініями, які називаються пограничними кривими.

З наведеної діаграми видно, що для різних тисків ізобарне нагрівання речовини зумовлює різний характер фазових переходів. Більш зручно використовувати $P-v$ або $T-s$ фазові діаграмами, де області рівноваги фаз зображуються не однією лінією, а відповідають певним площинам, обмеженими лініями, які називаються пограничними кривими.

Розглянемо фазові переходи на $P-v$ діаграмі (рис. 8.2). Ясно, що малим питомим об'ємам відповідає стан твердої речовини, для якої навіть в разі великих температур і тисків питомий об'єм змінюється дуже мало. Якщо тверде тіло ізобарно нагрівати (процес $A-B$), то його температура зростає, а об'єм змінюється мало. В точці B тіло починає плавитись. В процесі $B-C$ речовина переходить із твердого стану в рідкий. В подальшому ізобарному нагріванні рідини температура її зростає по лінії CD з деяким збільшенням об'єму.

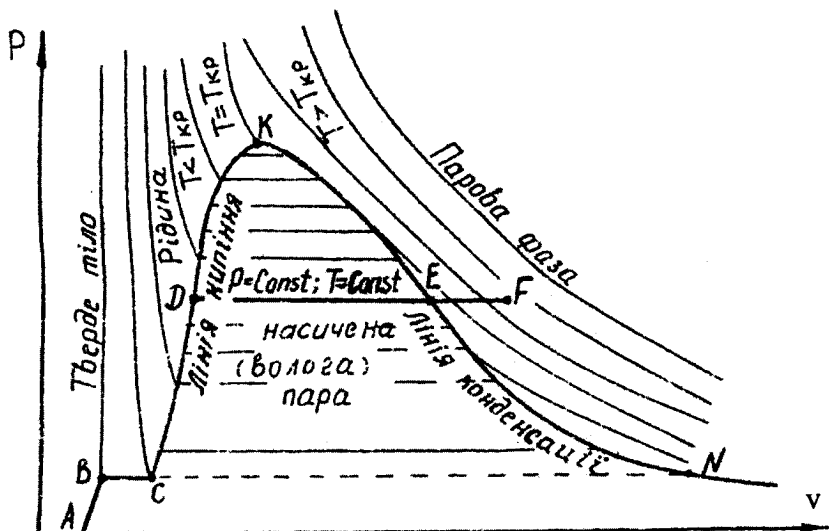


Рис.8.2.

В точці D рідина починає кипіти (стан насичення) за умови незмінних температури та тиску, які називаються **температурою і тиском насичення** (T_H, P_H).

В процесі $D-E$ відбувається випарювання рідини (процес пароутворення) за умови $P_H = \text{const}$ і $T_H = \text{const}$. При цьому все більша і більша частина рідини переходить в парову фазу, а питомий об'єм істотно зростає, оскільки складається з об'ємів обох фаз. В точці E випаровується остання краплина рідини, тобто існує тільки парова фаза, яка називається **сухою насиченою паром**. Під час ізобарного підведення теплоти в процесі $E-F$ температура пари перевищує температуру насичення ($T > T_H$), і така пара називається **перегрітою**.

Якщо описані процеси побудувати для різних тисків, то на діаграмі утворюються дві лінії: лінія кипіння $СК$ і лінія конденсації KN . У міру зростання тиску температура кипіння рідини збільшується. При цьому скорочується область переходу киплячої рідини в суху насичену пару, а для певних значень $P_{кр}$ і $T_{кр}$ щезає зовсім. Це означає, що процес пароутворення відбувається, проминаючи двофазну

область. Параметри, які відповідають такому процесу, називаються **критичними**. Лінії кипіння і конденсації збігаються у так званій критичній точці К. Рівновага між рідкою і паровою фазами можлива лише за умови $T < T_{кр}$. За характером ізотерм, побудованих на рис.8.2, видно, що реальні гази наближаються до ідеальних коли $T > T_{кр}$, тобто в області перегрітої пари.

В областях твердого, рідкого і газоподібного стану речовина гомогенна, тобто її фізичні властивості незмінні в межах об'єму. Ці області називаються однофазними. В областях плавлення, насичення і сублимації речовина гетерогенна, тобто складається з двох фаз, а ці області називаються двофазними.

8.2. Умови рівноваги двофазних систем і закономірності фазових переходів

У двофазних областях фази мають однакові параметри P і T , але питомий об'єм і калоричні параметри кожної з фаз мають різні значення. Стан двофазної системи визначається також масовими частками фаз.

Розглянемо умови рівноваги в двофазній області. Нехай під поршнем перебуває рідка і парова фази речовини (рис.8.3) у певному стані насичення. Параметри рідини позначимо одним штрихом, а параметри пари – двома штрихами. В двофазній системі кожна фаза має певну масу і займає певний об'єм.

Зрозуміло, що маса і об'єм речовини складатимуть відповідно

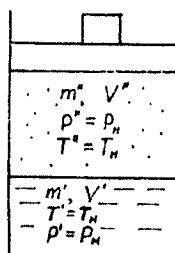


Рис.8.3.

$$\begin{aligned} m &= m' + m'', \\ V &= V' + V'' = m'v' + m''v''. \end{aligned} \quad (8.3)$$

Внутрішня енергія і ентропія також адитивно складаються з внутрішньої енергії та ентропії окремих фаз

$$\begin{aligned} U &= m'u' + m''u'', \\ S &= m's' + m''s''. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Запишемо (2.43) для рівноважних взаємодій

$$dU + PdV - TdS = 0. \quad (8.5)$$

Оскільки умовами взаємодії в області насичення є: $P^I = P^{II} = P_H$ і $T^I = T^{II} = T_H$, скористаємося характеристичною функцією Гібса (сполучення по потенціалах P і T).

Диференціюючи (5.8) для сталих P і T , одержимо

$$dG = dU + PdV - TdS. \quad (8.6)$$

Із порівняння (8.5) і (8.6) виходить, що умовою рівноваги повинно бути

$$dG = 0. \quad (8.7)$$

Приймаючи до уваги, що маса речовини залишається сталою, а $dm^{II} = -dm^I$ замість (8.7) будемо мати

$$u^{II} + P^{II}v^{II} - T^{II}s^{II} = u^I + P^Iv^I - T^I s^I. \quad (8.8)$$

Умова (8.8) вказує на те, що дві фази можуть співіснувати за певних спряжених значеннях P і T .

Таким чином, **дві фази перебувають в стані рівноваги, якщо їх температури, тиски та ізобарно-ізотермічні потенціали однакові.**

Із діаграми фазових станів на рис.8.2 видно, що в докритичній області перехід до іншої фази (лінії BC і DE) супроводжується різкою зміною питомих об'ємів. Крім того, в процесі фазових переходів стрибкоподібно змінюється і ентропія. Однак зміні ентропії повинна відповідати певна теплота. Це означає, що фазові переходи здійснюються з виділенням або поглинанням теплоти, яка називається **теплотою фазових переходів.**

Для рівноважної зміни тиску і температури умову (8.7) в розгорнутому вигляді можна записати так

$$\begin{aligned} & (\partial G^I / \partial P)_T dP + (\partial G^I / \partial T)_P dT = \\ & = (\partial G^{II} / \partial P)_T dP + (\partial G^{II} / \partial T)_P dT. \end{aligned} \quad (8.9)$$

Приймаючи до уваги властивості характеристичних функцій (5.10), замість (8.9) одержимо

$$(v^I - v^{II})dP = -(s^{II} - s^I)dT,$$

або

$$dP/dT = (s^{II} - s^I)/(v^{II} - v^I). \quad (8.10)$$

Зміна ентропії зумовлена теплотою фазових переходів ($ds = dq_\phi/T$). Позначимо цю теплоту r , L і λ для процесів пароутворення, плавлення і сублімації відповідно. Тоді для зазначених процесів замість (8.10) будемо мати залежності:

$$dP/dT = r/[T_H(v^{II} - v^I)], \quad (8.11)$$

$$dP/dT = L/[T_{nn}(v^I - v_0)], \quad (8.12)$$

$$dP/dT = \lambda/[T_c(v_0 - v_{II})]. \quad (8.13)$$

де v_0 – питомий об'єм твердої фази; T_{nn} , T_c – абсолютні температури плавлення і сублімації.

Рівняння (8.11) – (8.13) називаються рівняннями Клапейрона-Клаузу і у с а .

Якщо в докритичній області параметри v і s змінюються стрибками, то ізобарно-ізотермічний потенціал під час фазових переходів ніяких стрибків не зазнає. Через це і виникла назва таких переходів – **фазові переходи першого роду**.

Зовсім інший характер мають фазові переходи в критичній точці. Тут питомий об'єм і ентропія змінюються безперервно, але стрибкоподібно змінюються інші похідні ізобарно-ізотермічного потенціалу, які згідно з (8.9), (5.10), (1.8) дорівнюють

$$\begin{aligned} (\partial^2 G/\partial P^2)_T &= (\partial v/\partial P)_T = \alpha v \\ (\partial^2 G/\partial T^2)_P &= -(\partial S/\partial T)_P = -C_p/T. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Отже, характерною ознакою фазових переходів **другого роду** є стрибкоподібна зміна теплоємності та коефіцієнтів термічного розширення.

8.3. Аналіз рівняння Ван-дер-Ваальса

Якщо рівняння Ван-дер-Ваальса (1.17) розв'язати відносно питомого об'єму, то можна отримати

$$v^3 - (RT/P + v)v^2 + (a/P)v - av/P = 0. \quad (8.15)$$

Рівняння (8.15) має три корені. Позначимо ці корені v_1, v_2, v_3 . Тоді замість (8.15) запишемо

$$(v - v_1)(v - v_2)(v - v_3) = 0. \quad (8.16)$$

Останнє рівняння має три дійсні корені, коли $T < T_{кр}$ (точки 1, 2 і 3 на рис.8.4). Оскільки процеси пароутворення і конденсації відбувається ізобарно-ізотермічно, то в області 1-3 ізобара співпадає з ізотермою. В області $T > T_{кр}$ (8.16) має один дійсний корінь (точка a) і два уявних, які не мають фізичної суті.

Якщо $T = T_{кр}$, рівняння (8.16) має три дійсних і однакових корені, а умовами критичного стану речовини є рівності

$$(\partial P / \partial v)_T = 0, \quad (\partial^2 P / \partial v^2)_T = 0. \quad (8.17)$$

з яких на підставі (8.11) і (8.14) випливає, що в критичній точці $v'' \rightarrow \infty$; $r \rightarrow 0$; $C_p \rightarrow \infty$.

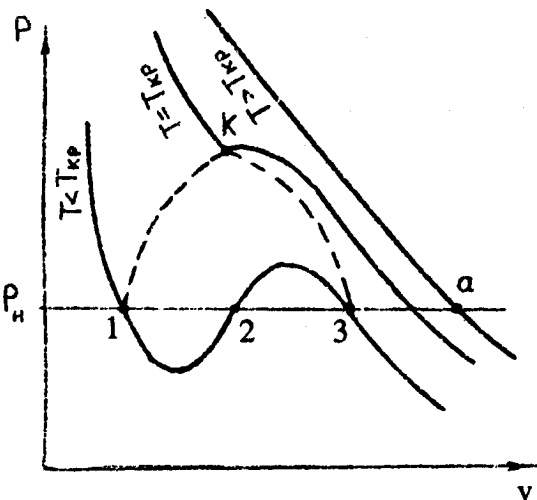


Рис.8.4.

Для критичної точки K рівняння (8.15) і (8.16) приймає вигляд:

$$v^3 - (\epsilon + RT_{кр}/P_{кр})v^2 + (a/P_{кр})v - a\epsilon/P_{кр} = 0,$$

$$(v - v_{кр})^3 = v^3 - 3v^2v_{кр} + 3vv_{кр}^2 - v_{кр}^3 = 0.$$

Внаслідок їх тотожності одержимо:

$$a = 3v_{кр}^2 P_{кр}, \quad \epsilon = v_{кр}/3, \quad R = 8v_{кр} P_{кр}/(3T_{кр}). \quad (8.18)$$

Підстановка (8.18) в (1.17) дає змогу записати рівняння Ван-дер-Ваальса в безрозмірній формі

$$(\pi + 3/\varphi^2)(3\varphi - 1) = 8\tau \quad (8.19)$$

де $\pi = P/P_{кр}$, $\varphi = v/v_{кр}$; $\tau = T/T_{кр}$ – безрозмірні параметри, які називаються **приведеними параметрами**.

Стани різних газів, для яких їх приведені параметри мають однакові значення називаються **відповідними станами**. Гази у відповідних станах поведуть себе однаково. Це положення називають **законом відповідних станів**. Реальні газу у відповідних станах є термодинамічно подібними. Але це правило в дійсності виконується досить приблизно. Більшість існуючих рівнянь стану є модифікаціями рівняння Ван-дер-Ваальса і мають дуже складну структуру або придатні для обмежених речовин і діапазонів зміни параметрів. Тому на практиці використовують різні таблиці з властивостями речовин [5.10], діаграми, а також програми для розрахунків на ЕОМ термодинамічних властивостей речовин.

8.4. Процеси генерації пари

Робочим тілом в багатьох теплотехнологічних і теплосилових установках є пара різних речовин. В техніці для здобування пари використовується процес випарювання, котрий складається з таких ізobarних процесів: підігрівання рідини до температури кипіння (насичення), пароутворення і перегріву пари. Розглянемо ці процеси за допомогою $T-s$ діаграми (рис.8.5).

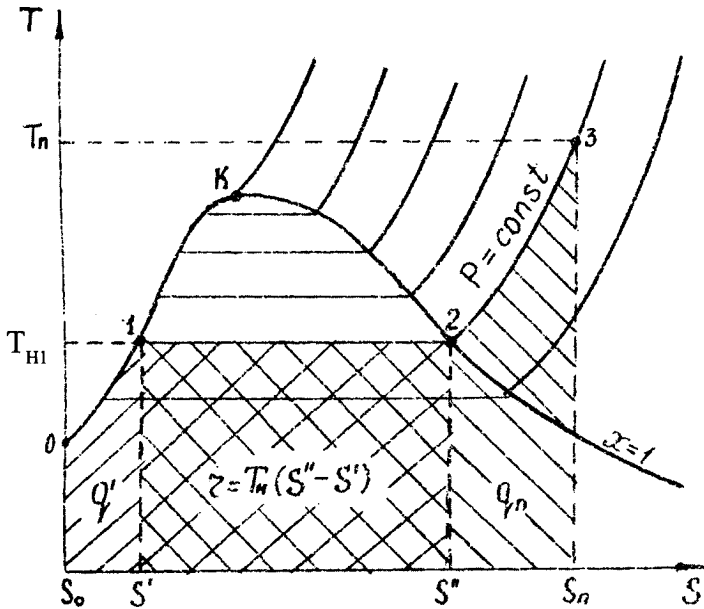


Рис.8.5.

За початкову точку візьмемо потрійну точку, в якій значення ентропії будемо вважати нульовим. Для певного тиску P_1 рідина нагрівається від початкової температури T_0 до температури насичення T_H (процес 0–1). Для ізобарного процесу зміна внутрішньої енергії, ентальпії та ентропії рідини буде дорівнювати відповідно

$$\begin{aligned} \Delta u &= u' - u_0 = (h' - P_1 v_1') - (h_0 - P_1 v_0); \\ \Delta h &= h' - h_0 = q^1 = \bar{C}_p^1 (T_{H1} - T_0); \\ \Delta s &= s' - s_0 = \bar{C}_p^1 \ln (T_{H1} / T_0). \end{aligned} \quad (8.20)$$

Тут \bar{C}_p^1 – середня ізобарна теплоємність рідини.

В точці 1 рідина закипає і починається процес пароутворення 1–2 за умови $P_1 = const$ і $T_{H1} = const$. Площа під лінією процесу хара-

характеризує теплоту фазового переходу (теплоту пароутворення), котра дорівнює

$$r = T_{II}(s^{II}-s^I) = h^{II}-h^I = (u^{II}-u^I) + P_I(v^{II}-v^I). \quad (8.21)$$

Величину $u^{II}-u^I$ в (8.21) називають роботою дисрегації, яка здійснюється в процесі зміни агрегатного стану і позначається ρ_δ . Величина $P(v^{II}-v^I)$ являє собою роботу зміни об'єму і позначається ψ_v . Тому можна записати

$$r = T_{II}(s^{II}-s^I) = h^{II}-h^I = \rho_\delta + \psi_v. \quad (8.22)$$

Значення r , ρ_δ і ψ_v в критичній точці дорівнюють нулю, оскільки $v^I=v^{II}$, $u^I=u^{II}$, $s^I=s^{II}$, $h^I=h^{II}$.

Параметри сухої насиченої пари в точці 2 будуть

$$\begin{aligned} h^{II} &= h^I + r, \\ u^{II} &= u^I + r - \psi_v, \\ s^{II} &= s^I + r/T_{II}. \end{aligned} \quad (8.23)$$

Між точками 1 і 2 знаходиться область вологої пари, яка являє собою суміш киплячої рідини і сухої насиченої пари. Для обчислення параметрів вологої пари необхідно визначити масові частки рідини і пари в суміші. Маса суміші (вологої пари) m_x складається з маси рідини m^I і маси сухої насиченої пари m^{II} .

Відношення

$$m^{II} / m_x = m^{II} / (m^I + m^{II}) = x \quad (8.24)$$

називається мірою сухості пари і характеризує частку, яку складає маса сухої насиченої пари в суміші.

Зрозуміло, що для киплячої рідини $x=0$, а для сухої насиченої пари $x=1$. Питомий об'єм і калоричні параметри вологої пари адитивно складаються з параметрів рідини і сухої насиченої пари

$$\begin{aligned}
 v_x &= v^I(1-x) + v^{II}x = v^I + x(v^{II}-v^I); \\
 u_x &= u^I + x(u^{II}-u^I); \\
 h_x &= h^I + x(h^{II}-h^I) = h^I + r x; \\
 s_x &= s^I + x(s^{II}-s^I) = s^I + (r/T_H)x.
 \end{aligned}
 \tag{8.25}$$

Після переходу через криву $x=1$ суха насичена пара ізобарно перегрівается до заданої температури T_n (процес 2–3). Теплота, яка витрачається на перегрів пари, дорівнює

$$q_n = \bar{C}_{pn} (T_n - T_{H1}) = h_n - h^{II} \tag{8.26}$$

де \bar{C}_{pn} – середня ізобарна теплоємність пари в процесі. Відповідно до цього зміна ентропії складає

$$\Delta s_n = s_n - s^{II} = \bar{C}_{pn} \ln(T_n / T_{H1}). \tag{8.27}$$

Внутрішню енергію перегрітої пари можна обчислити за формулою:

$$u_n = u^{II} + q_n - P_H(v_n - v^{II}). \tag{8.28}$$

За допомогою отриманих формул і рівнянь стану можна обчислити і скласти таблиці параметрів стану для даної речовини в залежності від тиску і температури (див. дод.3). Такі розрахунки виконуються на ЕОМ і складають дві групи таблиць: таблиці для області насичення і таблиці для перегрітої пари. В процесі складання таблиць використовують експериментальні дані для теплоємностей і кривих насичення. Таблиці з відповідними параметрами стану речовин наведені також в спеціальній літературі [5.10].

Приклад 8.1. Визначити приблизне рівняння залежності $t_H = f(P_H)$ для NH_3 в інтервалі тисків від 0,08 до 0,16 МПа, якщо відомо, що середня теплота пароутворення $r=1360$ кДж/кг, а для $P_H=0,1$ МПа, $t_H=-35,5$ °С. Визначити також температуру насичення, якщо $P_H=0,125$ МПа.

Для розв'язання задачі треба скористатись рівнянням Клапейрона-Клаузіуса (8.11). Оскільки ніякої інформації відносно питомих об'ємів нема, то у першому наближенні можна вважати, що $v^{II} \gg v^I$, $v^{II} = RT_H / P_H$. Тоді за (8.11) одержимо

$$dP_H / dT_H = rP_H / (RT_H^2).$$

Після інтегрування останнього виразу будемо мати

$$\ln P_H = -r / (RT_H) + C.$$

Сталу інтегрування визначимо з початкових умов, тобто

$$C = \ln(0,1 \cdot 10^6) + 1360 \cdot 10^3 / (489 \cdot 239,5) = 23,14,$$

де $R = 8314,4/17 = 489$ – газова стала.

Тоді рівняння кривої насичення буде

$$\ln P = -2786/T_H + 23,14.$$

Температура насичення для $P_H = 0,125$ МПа

$$T = 2786 / [23,14 - \ln(0,125 \cdot 10^6)] = 244,4,$$

або

$$t_H = 244,4 - 273,15 = -28,7^\circ\text{C}.$$

Табличне значення температури дорівнює -29°C .

Таким чином, для заданого інтервалу зміни тисків прийняті допущення не призводять до істотних помилок.

8.5. Діаграми станів реальних речовин

Вище ми ознайомились з $P-v$ і $T-s$ діаграмами станів. Використання їх для визначення калоричних параметрів в процесах незручно, тому що потребує обчислення певних площин. Не зовсім зручно користуватись і таблицями стану, оскільки залишається невідомим, в який стан приходить в процесі рідина або її пара. У цьому зв'язку більш доцільним було б користування спеціальними діаграмами. Оскільки процеси фазових переходів ізобарні, а теплота процесу дорівнює різниці ентальпій, то на ентальпійних діаграмах вона буде визначатись певними відрізками Δh . В 1904 році Мольє запропонував $h-s$ діаграму, яка знайшла поширення в техніці (рис.8.6. і дод.4).

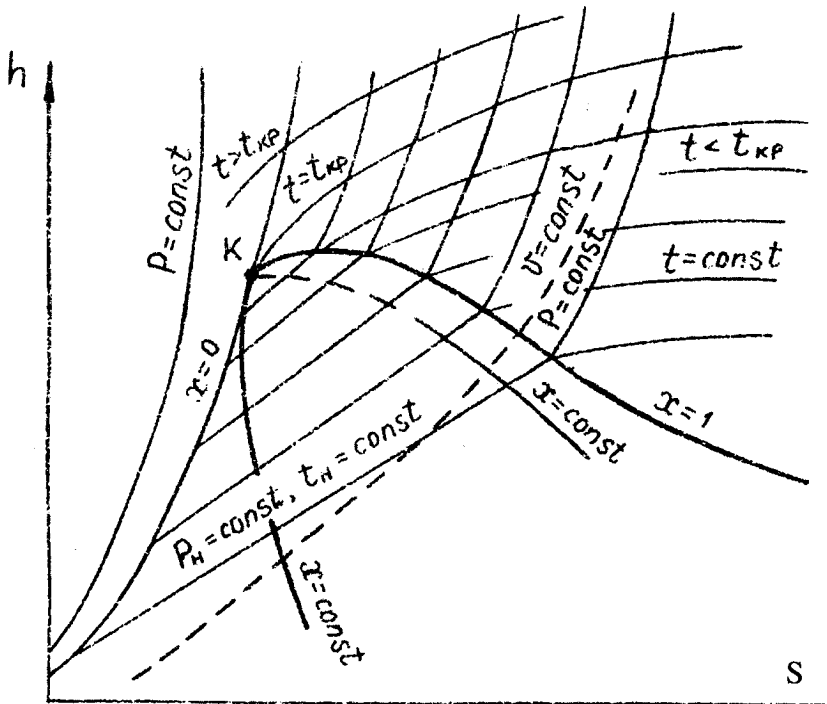


Рис.8.6.

На h - s діаграмі за табличними даними будуються пограничні криві $x=0$ і $x=1$. В області вологої пари ізотерми співпадають з ізобарами, які є прямими лініями з тангенсом кута нахилу $(\partial h/\partial s)_p = T_H = \text{const}$. В області перегрітої пари ізобари й ізотерми розходяться, причому ізобари піднімаються вгору, а ізотерми наближаються до горизонталей $h=\text{const}$, особливо для інтервалу низьких тисків. Лінії $x=\text{const}$ утворюються діленням ізобар в інтервалі $0 < x < 1$ на рівні відрізки. Лінії $x=0$ і $x=1$ збігаються в критичній точці. Найбільш поширена h - S діаграма для водяної пари (рис.8.7), яку будують в діапазоні $0,6 < x < 1$ до тисків 30 МПа. На діаграму нанесена сітка ізохор, які піднімаються більш круто, ніж ізобари (на діаграмі пунктирні лінії). Стан пари визначається на діаграмі певною точкою, яка знаходиться на перетині будь-яких двох параметрів. Діаграма має багато цінних властивостей і дозволяє наочно і швидко обчислювати термодинамічні процеси. Зазначимо також, що точність розрахунків, отриманих за допомогою h - s діаграми, менша, ніж в разі користування таблицями термодинамічних властивостей водяної пари (дод.3).

Рівноцінною h - s діаграмі, а в деяких випадках і більш зручною, є діаграма lgP - h , яка найчастіше використовується в холодильній техніці.

8.6. Термодинамічні процеси реальних газів

Розрахунки процесів з реальними газами виконуються за допомогою відповідних таблиць і діаграм. Найбільш поширеним робочим тілом в теплотехнічних установках є водяна пара. Тому розрахунки окремих термодинамічних процесів розглянемо на конкретних прикладах, користуючись h - s діаграмою водяної пари (дод.4) і приймаючи, що маса робочого тіла дорівнює 1 кг.

8.6.1. Ізохорний процес

Пара з густиною 2 кг/м^3 і тиском 4 бар ізохорно нагрівається до тиску $0,5 \text{ МПа}$. Визначити роботу зміни тиску, зміну внутрішньої енергії, ентальпії, ентропії та ексергії, якщо температура навколишнього середовища $T_0 = 290 \text{ К}$.

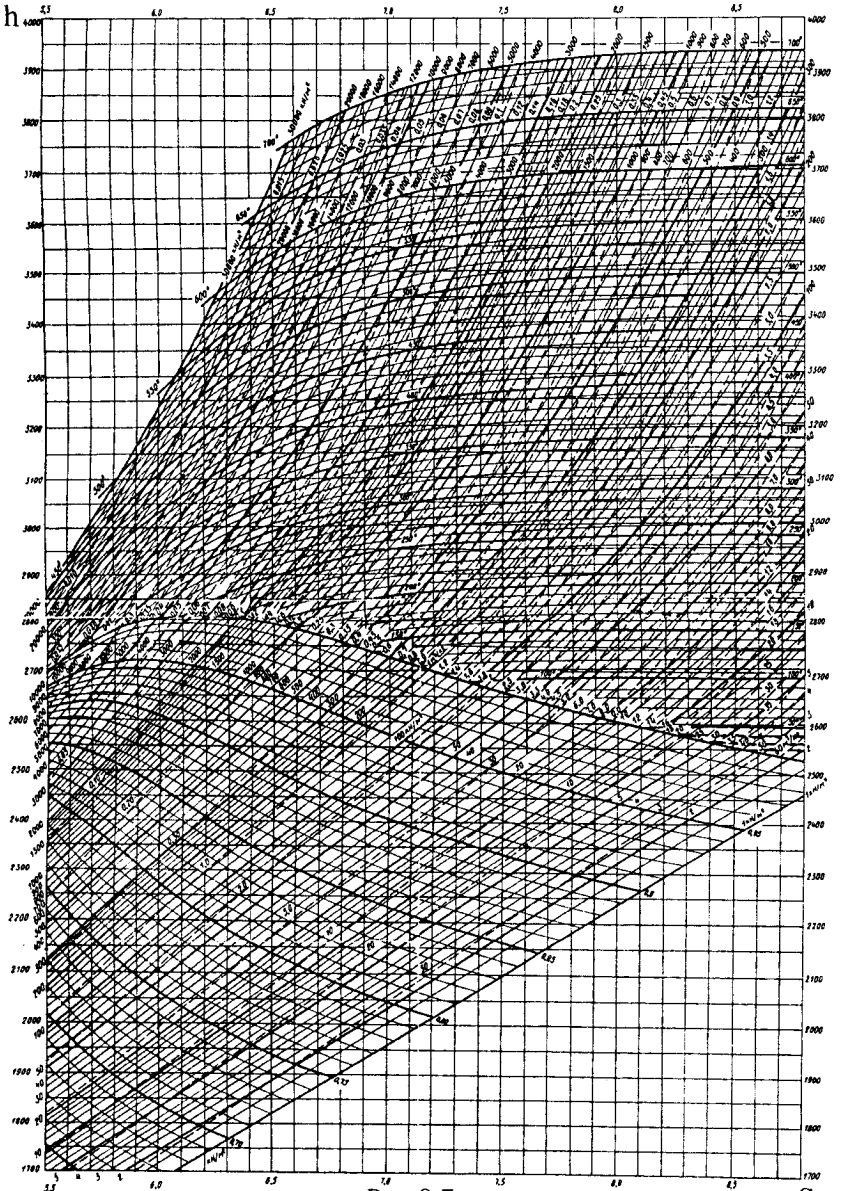


Рис.8.7.

S

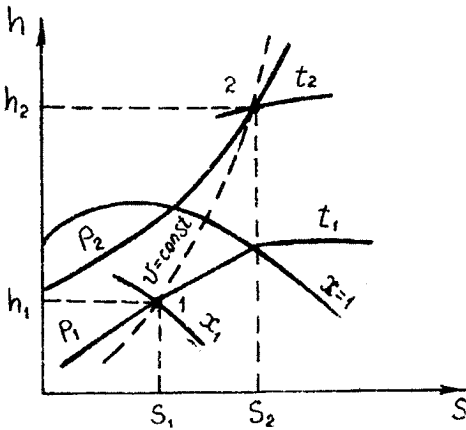


Рис.8.8.

Побудуємо ізохорний процес на $h-s$ діаграмі, для чого визначимо положення точок процесу. Питомий об'єм пари дорівнює $v=1/\rho = 1/2 = 0,5 \text{ м}^3/\text{кг}$. Початкову точку 1 визначимо на перетині ізобари P_1 з ізохорою $v = 0,5 \text{ м}^3/\text{кг}$ (рис.8.8). Параметри в точці 1: $h_1 = 2640 \text{ кДж/кг}$; $t_1 = 138 \text{ }^\circ\text{C}$; $x_1=0,96$; $s_1 = 6,75 \text{ кДж/(кг К)}$.

Кінцева точка процесу 2 лежить на перетині ізо-

хори v з ізобарою P_2 . Параметри пари в точці 2: $h_2= 2920 \text{ кДж/кг}$; $t_2=270^\circ\text{C}$; $s_2=7,35 \text{ кДж/(кг·К)}$.

Робота зміни тиску кДж/кг

$$l_p = v(P_1 - P_2) = 0,5 (0,4 - 0,5) \cdot 10^6 \cdot 10^{-3} = -50 .$$

Зміна ентальпії та внутрішньої енергії, кДж/кг

$$\Delta h = h_2 - h_1 = 2920 - 2640 = 280;$$

$$\Delta u = (h_2 - P_2 v_2) - (h_1 - P_1 v_1) = v (P_1 - P_2) + \Delta h = 280 - 50 = 230.$$

Зміна ентропії, кДж/(кг К)

$$\Delta s = s_2 - s_1 = 7,35 - 6,75 = 0,6 .$$

Зміна ексергії, кДж/кг

$$\Delta e_x = \Delta h - T_o \Delta s = 280 - 290 \cdot 0,6 = 106.$$

8.6.2. Ізобарний процес

Пара з параметрами $P_1=2$ МПа і $x_1=0,9$ перегрівається на 200°C . Визначити теплоту, витрачену на перегрів пари, роботу зміни об'єму, зміну внутрішньої енергії та ексергії при $T_0=290$ К.

Початкову точку процесу 1 знаходимо на перетині ізобари з лінією x_1 (рис.8.9). Параметри пари в точці 1: $t_1 = 214^\circ\text{C}$; $h_1=2660$ кДж/кг; $v_1 = 0,1$ м³/кг; $s_1 = 6,14$ кДж/(кг К).

За умовою задачі $\Delta t = t_2 - t_1 = 200^\circ\text{C}$. Тоді температура перегрітої пари дорівнює

$$t_2 = t_1 + \Delta t = 214 + 200 = 414^\circ\text{C}.$$

Кінцева точка процесу визначається на перетині ізобари з ізотермою t_2 . Параметри пари в точці 2: $h_2 = 3280$ кДж/кг; $v_2=0,15$ м³/кг; $s_2=7,16$ кДж/(кг К).

Теплота, яка витрачена на перегрів пари, кДж/кг

$$q_n = h_2 - h_1 = 3280 - 2660 = 620.$$

Робота зміни об'єму, кДж/кг

$$l_v = P(v_2 - v_1) = 2 \cdot 10^6 (0,15 - 0,1) 10^{-3} = 100.$$

Зміна внутрішньої енергії, кДж/кг

$$\Delta u = q - l_v = 620 - 100 = 520.$$

Зміна ексергії, кДж/кг

$$\Delta e_x = \Delta h - T_0 \Delta s = 620 - 290 \cdot (7,16 - 6,14) = 324,2.$$

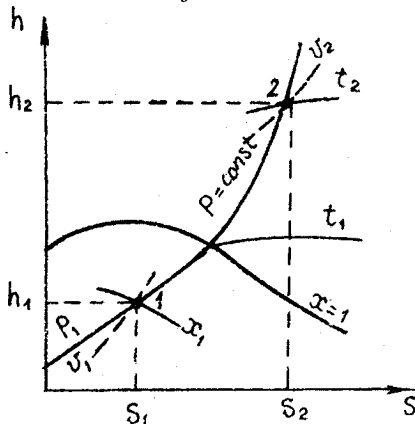


Рис.8.9.

Перевіряємо

$$q = h_2 - h_1 = 360 = 2600 - 2240.$$

Робота зміни об'єму, кДж/кг

$$l_v = P(v_2 - v_1) = 0,12 \cdot 10^6 (1,28 - 1) \cdot 10^{-3} = 33,6.$$

Зміна внутрішньої енергії, кДж/кг

$$\Delta u = q - l_v = 360 - 33,6 = 326,4.$$

Отже, в ізотермічному процесі з реальними газами зміна внутрішньої енергії не дорівнює нулю.

Для обчислення теплоти пароутворення визначимо ентальпію сухої насиченої пари в точці 2'': $h''_2 = 2692$ кДж/кг. Тоді для ізобарно-ізотермічного процесу 1-2'' будемо мати

$$q_{1,2} = h''_2 - h_1 = r(1 - x_1),$$

звідки теплота пароутворення дорівнює, кДж/кг

$$r = (h''_2 - h_1) / (1 - x_1) = (2692 - 2240) / (1 - 0,8) = 2260.$$

8.6.4. Адіабатний процес

Пара з початковими параметрами $P_1 = 5$ МПа і $t_1 = 520^\circ\text{C}$ адіабатно розширюється в турбіні до допустимого значення вологості пари $W_2 = 12\%$. Вважаючи процес оборотним і нехтуючи зміною кінетичної енергії пари, визначити технічну роботу, зміну внутрішньої енергії та питому витрату пари на виробництво 1 кВт·год енергії.

Початкову точку на h - s діаграмі знайдемо на перетині ізобари P_1 з ізотермою t_1 (рис.8.11). Параметри пари в точці 1: $h_1 = 3480$ кДж/кг; $v_1 = 0,075$ м³/кг.

Якщо допустима вологість пари в кінці розширення 12%, то допустима міра сухості пари дорівнює

$$x_2 = 1 - W/100 = 1 - 12/100 = 0,88 .$$

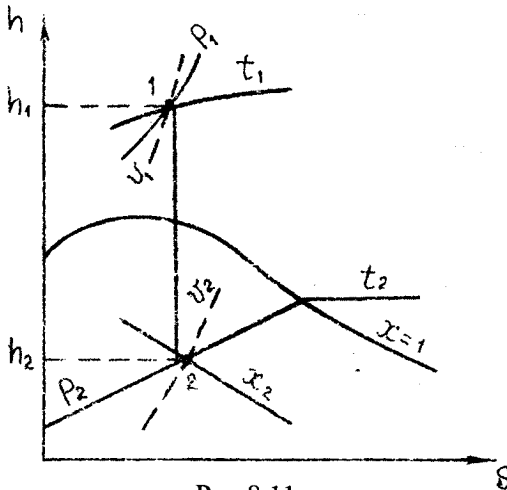


Рис.8.11.

В адиабатному оборотному процесі $\Delta s=0$. Тоді кінцева точка процесу 2 знайдеться на перетині вертикалі $s_1=s_2$ з кривою $x_2 = 0,88$. Кінцеві параметри пари: $P_2 = 0,02$ МПа; $v_2 = 6,5$ м³/кг; $t_2 = 60$ °С.

Технічна робота пари в турбіні дорівнює зміні ентальпії, кДж/кг

$$l_T = h_1 - h_2 = 3480 - 2360 = 1120.$$

Оскільки енергія 1 кВт·год еквівалентна 3600 кДж, то питома витрата пари на турбіну повинна складати, кг/ (кВт·год)

$$d = 3600 / l_T = 3600 / 1120 = 3,214.$$

Зміна внутрішньої енергії в процесі дорівнює, кДж/кг

$$\begin{aligned} \Delta u &= (h_2 - P_2 v_2) - (h_1 - P_1 v_1) = P_1 v_1 - P_2 v_2 - l_T = \\ &= 10^6 (0,5 \cdot 0,075 - 0,02 \cdot 6,5) 10^{-3} - 1120 = -1027,5. \end{aligned}$$

8.6.5. Процес зі сталою мірою сухості пари

Пара з параметрами $P_1 = 2$ МПа і $x_1 = 0,9$ розширюється за умови $x = const$ до температури $t_2 = 99$ °С. Визначити теплоту і роботу зміни об'єму, зміну внутрішньої енергії, а також середню теплоємність в процесі.

Побудувавши процес на $h-s$ діаграмі (рис.8.12), визначимо параметри в точках процесу: $h_1 = 2610$ кДж/кг; $t_1 = 213$ °С; $v_1 = 0,09$ м³/кг; $s_1 = 5,95$ кДж/(кг·К); $h_2 = 2448$ кДж/кг; $v_2 = 1,53$ м³/кг; $s_2 = 6,7$ кДж/(кг·К).

З властивостей $h-s$ діаграми відомо, що площа під кривою процесу характеризує підведену теплоту з певною температурою. Визначимо середню температуру в процесі, °C

$$t_{cp} = (t_1 + t_2) / 2 = (213 + 99) / 2 = 156.$$

Теплота в процесі розширення пари, кДж/кг

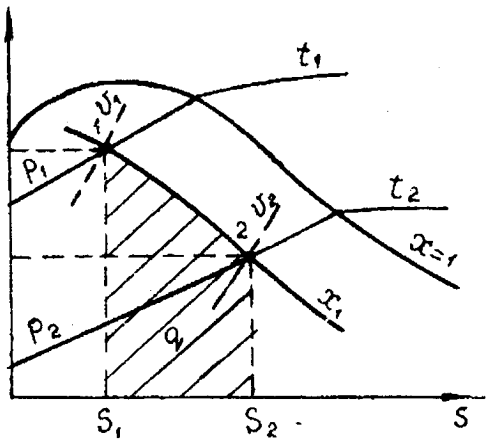


Рис.8.12.

$$q = T_{cp} \Delta s = (156 + 273) (6,7 - 5,95) = 321,75.$$

Середня теплоємність пари, кДж/(кг·К)

$$C_{cp} = q / \Delta t = 321,75 / (213 - 99) \approx 2,82.$$

Зміна внутрішньої енергії, кДж/кг

$$\begin{aligned} \Delta u &= u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (P_2 v_2 - P_1 v_1) = \\ &= 2448 - 2610 - 10^6 (0,1 \cdot 1,53 - 2 \cdot 0,09) 10^{-3} = -135. \end{aligned}$$

Робота зміни об'єму, кДж/кг

$$l_v = q - \Delta u = 345 - (-135) = 480.$$

З наведеного прикладу видно, що робота зміни об'єму виконується як за рахунок теплоти, так і за рахунок зменшення внутрішньої енергії. Відзначимо також, що не дивлячись на підведення теплоти, ексергія тіла зменшується. Для $T_0 = 290$ К зміна ексергії дорівнюватиме, кДж/кг

$$\Delta e_x = (h_2 - h_1) - T_0 \Delta s = (2448 - 2610) - 290 (6,7 - 5,95) = -379.$$

Контрольні запитання

1. Як записується правило фаз Гібса?
2. Що розуміють під теплою фазових переходів і як вона визначається?
3. Що називають критичними параметрами пари?
4. Що розуміють під мірою сухості пари?
5. Що називають приведеними параметрами?
6. Як визначаються параметри пари в області $0 < x < 1$?
7. Чи супроводжується процес пароутворення здійсненням роботи?
8. Як визначається ізобарна теплоємність в області вологої пари?

9. ПАРОГАЗОВІ СУМІШІ. ВОЛОГЕ ПОВІТРЯ. ПРОЦЕСИ З ВОЛОГИМ ПОВІТРЯМ

На практиці нерідко доводиться зустрічатись з використанням парогазових сумішей в теплотехнологічних процесах. Якщо в певній області температур один із компонентів суміші може конденсуватись, то така суміш називається **парогазовою**.

Характерним прикладом парогазової суміші є вологе повітря, яке являє собою суміш сухого повітря і водяної пари. Розглянемо загальні властивості парогазових сумішей.

9.1. Властивості парогазових сумішей

Виходячи з того, що до складу парогазових сумішей входить компонент, здатний конденсуватись за певних умов, то розрізняють дві характерні області стану сумішей. В першій області конденсації якогось з компонентів суміші не виникає і всі компоненти газоподібні. Така суміш (стан суміші) називається **ненасиченою парогазовою сумішшю**. Цей стан існує до тих пір, доки парціальний тиск пари P_n менший за тиск насичення пари P_n^* в суміші, тобто коли $P_n < P_n^*$.

В другій області парціальний тиск пари співпадає з тиском P_n^* ($P_n = P_n^*$), а парогазова суміш складається з двох фаз: газоподібної та конденсату. Така суміш називається **насиченою парогазовою сумішшю**. Конденсат пари може існувати в суміші у вигляді дрібно розпиленої рідини (туману) або у вигляді окремих крапель (осадка). Газова фаза і конденсат перебувають у стані термодинамічної рівноваги, тобто мають однакові тиск і температуру, причому тиск газоподібної фази дорівнює сумі парціальних тисків газу P_g і насиченої пари P_n^* . Таким чином, тиск P_n залежить не тільки від температури, але й від величини P_g або тиску суміші, тобто $P_n = f(T, P)$. Для визначення останньої залежності використовують умову рівноваги фаз (8.8) для пари і конденсату.

Якщо ненасичену парогазову суміш ізобарно охолоджувати, то парціальний тиск пари P_n для певної температури досягає тиску

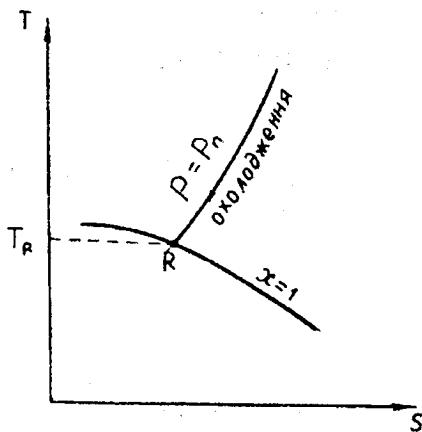


Рис.9.1.

для заданого парціального тиску є температурою точки роси. Вона збільшується з підвищенням тиску пари P_n і концентрації пари в суміші.

Приклад 9.1. Об'ємний склад парогазової суміші дорівнює: $N_2 = 90\%$, $H_2O = 10\%$ для тиску $P = 2$ бар. Визначити температуру точки роси і склад суміші в процесі її охолодження до 40°C .

Об'ємні частки суміші складають $r_1 = 0,9$, $r_2 = 0,1$.

Парціальний тиск пари дорівнює, бар

$$P_n = P r_2 = 2 \cdot 0,1 = 0,2 .$$

З таблиць водяної пари (дод.3) визначаємо температуру насиченої пари для тиску $P_n = 0,2$ бар, яка дорівнює 60°C . Для температур $t \leq 60^\circ\text{C}$ починається конденсація водяної пари. Під час охолодження суміші до 40°C вона буде складатись з азоту, водяної пари і конденсату. Парціальний тиск водяної пари для $t = 40^\circ\text{C}$ за даними таблиць дорівнює $0,07375$ бар. Тоді парціальний тиск азоту дорівнюватиме, бар

$$P_2 = P - P_n = 2 - 0,07375 = 1,92625 .$$

насичення P_n і суміш стає насиченою (рис. 9.1).

Стан, який відповідає умові $P_n = P_n$, називається **точкою роси**, а температура, яка відповідає конденсації – **температурою точки роси**.

Кожному стану парогазової суміші відповідає певна температура точки роси T_R , яка не залежить від загального тиску суміші. Точка роси лежить на перетині ізобари $P_n = P_n$ з кривою $x = 1$. Температура насичення

Об'ємні частки газу і пари в охолодженій суміші складатимуть

$$\begin{aligned} r_2 &= P_c / P = 1,92625/2 = 0,9635 , \\ r_2 &= P_n / P = 0,07375/2 = 0,03665 . \end{aligned}$$

Отже, за рахунок конденсації об'ємна частка водяної пари в суміші зменшується на

$$\Delta r = 0,1 - 0,03685 = 0,06315 .$$

9.2. Вологе повітря

Повітря, в котрому нема водяної пари, називається сухим. В складі атмосферного повітря завжди міститься певна кількість водяної пари. Суміш сухого повітря з водяною парою називається **вологим повітрям**. Пара в повітрі найчастіше перебуває з невеликими парціальними тисками ($P_n < P_n$) і в перегрітому стані. Критична температура сухого повітря дорівнює -141°C . Тому сухе повітря і водяну пару в повітрі можна розглядати як гази, які за властивостями наближаються до ідеальних газів, а вологе повітря (ВП) – як окремий випадок ідеальних парогазових сумішей.

9.2.1. Основні характеристики вологого повітря

В процесах з вологим повітрям маса сухого повітря m_{ne} в суміші, як правило, залишається сталою, тоді як маса вологи змінюється внаслідок конденсації або випаровування. Зміна вологи може бути виміряна або обчислена за формулами фазових переходів. Тому для опису складу ВП доцільно використовувати відношення маси пари m_n до маси сухого повітря m_{ne} , яке називається **вологовмістом**

$$d = m_n / m_{ne} = \rho_n / \rho_{ne} . \quad (9.1)$$

Для ненасиченої області ($P_n < P_n$), з урахуванням допущення про ідеальність компонентів суміші, їх маси можна визначити з рівнянь стану

$$m_n = P_n V / (R_n T); m_{ns} = P_{ns} V / (R_{ns} T), \quad (9.2)$$

де T і V – температура і об'єм ВП відповідно; P_n і P_{ns} – парціальні тиски пари і сухого повітря.

Із (9.1) і (9.2) одержимо

$$d = (R_{ns} P_n) / (R_n P_{ns}) = 0,622 P_n / P_{ns} = 0,622 P_n / (P - P_n). \quad (9.3)$$

Тут враховані значення газових сталих пари $R_n = 462$ Дж/(кг·К) і сухого повітря $R_{ns} = 287$ Дж/(кг·К).

Як бачимо, склад ненасиченого ВП однозначно може бути заданий або вологовмістом, або парціальним тиском. Зрозуміло, що вологовміст насиченого повітря можна визначити за (9.3) за умови $P_n = P_n^*$, а саме:

$$d_n = 0,622 P_n^* / (P - P_n^*) \quad (9.4)$$

Оскільки тиск насичення залежить від температури, то вологовміст насиченого ВП залежить від температури і загального тиску суміші. Якщо $d > d_n$ ВП містить у вигляді насиченої пари лише частину вологи, а інша її частина $m_{ns}(d - d_n)$ перебуває у вигляді конденсату. Для $d > d_n$ і сталої температури тиск насичення сталий, хоча вологовміст може змінюватись. Тому для опису складу насиченого ВП парціальний тиск пари ($P_n = P_n^*$) непридатний.

Кількість водяної пари у ВП може визначатись величиною **абсолютної вологості**, яка характеризує масу пари в одиниці об'єму, тобто

$$\rho_n = m_n / V = P_n / (R_n T). \quad (9.5)$$

Абсолютна вологість має найбільше значення для певної температури, коли ВП насичене. Тому відношення

$$\varphi = \rho_n / \rho_n^* = P_n / P_n^*, \quad (0 \leq \varphi \leq 1), \quad (9.6)$$

називається **відносною вологістю повітря**.

З рівнянь (9.4) і (9.6) неважко отримати

$$d = 0,622 \varphi P_n / (P - \varphi P_n), \quad (9.7)$$

або

$$\varphi = Pd / [(0,622 + d) \cdot P_n]. \quad (9.8)$$

Масові частки сухого повітря і пари в суміші складають

$$g_{ns} = 1/(1+d); \quad g_n = d/(1+d). \quad (9.9)$$

Для газової сталої ВП одержимо формулу

$$R = R_{ns} g_{ns} + R_n g_n = (287+462d) / (1+d). \quad (9.10)$$

Мірою насичення називається відношення вологовміста до максимально можливого вологовміста для заданих тиску і температури

$$\begin{aligned} \psi_n &= d/d_n = \varphi (P - P_n) / (P - P_n) = \\ &= \varphi (0,622 + d) / (0,622 + d_n). \end{aligned} \quad (9.11)$$

Густина вологого повітря дорівнює сумі мас сухої частини повітря і водяної пари в одиниці об'єму суміші, тобто складається з парціальних густин сухого повітря і водяної пари

$$\begin{aligned} \rho &= P_{ns} / (R_{ns} T) + P_n / (R_n T) = \\ &= P (1 - 0,378 P_n / P) / (0,287 T) = \rho_{ns} (1+d) / (1+1,61 d). \end{aligned} \quad (9.12)$$

Тут значення P_n і P мають розмірність кПа.

З останнього рівняння видно, що з підвищенням парціального тиску (зростанням вологовмісту) густина вологого повітря зменшується.

Приклад 9.2. Вологе повітря з температурою 20°C і тиском 100 кПа має температуру точки роси 15 °C. Визначити відносну і абсо-

лютну вологості ВП, його вологовміст, густину, газову сталу і уявну молекулярну масу.

З таблиць (дод.3) визначаємо тиски насичення для температур 15 і 20 °С, які дорівнюють 1,7 і 2,3368 кПа відповідно.

Відносна вологість за (9.6)

$$\phi = P_R / P_n = 1,7 / 2,3368 = 0,729.$$

Абсолютна вологість за (9.5), кг/м³

$$\rho_n = P_n / (R_n T) = 1,7 / (0,462 \cdot 293) = 0,01258.$$

Вологовміст ВП за (9.3), кг/кг

$$d = 0,622 P_n / (P - P_n) = 0,622 \cdot 1,7 / (100 - 1,7) = 0,01078.$$

Газова стала за (9.10), Дж/(кг·К)

$$R = (287 + 462 d) / (1 + d) = (287 + 462 \cdot 0,01078) / (1 + 0,010785) = 291.$$

Уявна молекулярна маса ВП, кг/ кмоль

$$\mu = 8314,4 / R = 8314,4 / 291 = 28,67.$$

Густина ВП за (9.12), кг/м³

$$\begin{aligned} \rho &= P(1+d) / [(0,287 \cdot T)(1+161d)] = \\ &= 100(1+0,01078) / [(0,287 \cdot 293)(1+1,61 \cdot 0,010785)] = 1,187. \end{aligned}$$

9.2.2. Калоричні параметри вологого повітря

Для визначення калоричних параметрів ВП перш за все необхідно знати теплоємність C_p , яку відносять до 1 кг сухої частини повітря, або теж саме, що для $(1+d)$ вологого повітря

$$C_p = C_{p_{\text{не}}} + C_{p_{\text{н}}} d . \quad (9.13)$$

В інтервалі температур 0–100 °С теплоємність сухого повітря можна прийняти рівною 1 кДж/(кг·К), а теплоємність водяної пари – 1,96 кДж/(кг·К). Тоді замість (9.13) одержимо

$$C_p = 1 + 1,96 d . \quad (9.14)$$

Відносячи ентальпію ВП до маси сухого повітря, будемо мати

$$h = h_{\text{не}} + h_{\text{н}} d . \quad (9.15)$$

Для ненасиченої області ($d < d_{\text{н}}$) водяна пара перегріта, а її властивості наближаються до властивостей ідеального газу. Тому можна вважати, що теплоємність і ентальпія ненасиченого ВП не залежать від тиску. Тоді ентальпія ненасиченого ВП буде складати

$$h = C_{p_{\text{не}}} t + (r + C_{p_{\text{н}}} t) d = 1 \cdot t + (2500 + 1,96 \cdot t) d, \quad (9.16)$$

де $r = 2500$ – теплота пароутворення, кДж/кг.

Насичене ВП ($d > d_{\text{н}}$) для $t > 0$ °С складається з маси сухого повітря, маси водяної пари $m_{\text{н}} \cdot d_{\text{н}}$ і маси конденсату $m_{\text{не}} (1 - d_{\text{н}})$. Тому ентальпія такого повітря визначається за формулою:

$$\begin{aligned} h &= C_{p_{\text{не}}} t + d_{\text{н}} (r + C_{p_{\text{н}}} t) + (d - d_{\text{н}}) C_{p_{\text{с}}} t = \\ &= 1 \cdot t + d_{\text{н}} (2500 + 1,96 \cdot t) + (d - d_{\text{н}}) \cdot 4,19 \cdot t . \end{aligned} \quad (9.17)$$

Насичене ВП для $t < 0$ °С містить замість конденсату тверду фазу (лід). За аналогією з (9.17) ентальпія повітря в цьому випадку дорівнюватиме

$$h = 1 \cdot t + d_{\text{н}} (2500 + 1,96 \cdot t) - (d - d_{\text{н}}) (333 - 2,05 \cdot t) . \quad (9.18)$$

Тут 333 – теплота твердіння льоду, кДж/кг; 2,05 – теплоємність льоду, кДж/(кг К).

Питома ентропія ВП визначається таким чином:

$$s = s_{ns} + s_n d, \quad (9.19)$$

де ентропія сухого повітря s_{ns} і водяної пари s_n обчислюються за відповідними формулами або визначається з таблиць (дод.2).

Величину ексергії ВП доцільно подавати як суму трьох складових: термічної e_x^T , механічної e_x^M і вологісної e_x^d , тобто

$$e_x = e_x^T + e_x^M + e_x^d \quad (9.20)$$

де складові ексергії визначаються за формулами:

$$e_x^T = T_o (C_{pns} + C_{pnd}) [T/T_o - 1 - \ln(T/T_o)]; \quad (9.21)$$

$$e_x^M = T_o R_{ns} (0,622 + d) \ln(P/P_o); \quad (9.22)$$

$$e_x^d = T_o R_n \{ (0,622 + d) \ln[(0,622 + d) : (0,622 + d_o)] + d \cdot \ln(d/d_o) \}. \quad (9.23)$$

Приклад 9.3. Повітродувка перекачує з навколишнього середовища повітря з параметрами: $t_o = t_1 = 20^\circ\text{C}$; $P_o = P_1 = 1$ бар; $\varphi_1 = 70\%$ у нагрівальну камеру, де воно ізобарно підігрівається до температури $t_2 = 120^\circ\text{C}$. Визначити вологовміст ВП, його кінцеву відносну вологість, теплоту, витрачену на підігрів, і ексергію, якщо витрата повітря $360 \text{ м}^3/\text{год}$, а кінцевий тиск $P_2 = 120$ кПа.

Тиск насичення для 20°C як і в попередньому прикладі дорівнює $2,3368$ кПа. Вологовміст повітря, кг/кг

$$d = 0,622 \varphi_1 P_n / (P_1 - \varphi_1 P_n) = 0,622 \cdot 0,7 \cdot 2,3368 / (100 - 2,3368) = 0,01.$$

Густина сухого повітря з рівняння стану, $\text{кг}/\text{м}^3$

$$\rho_{ns} = P / (R_{ns} \cdot T) = 10^5 / (287 \cdot 293) = 1,189.$$

Густина вологого повітря за (9.12), $\text{кг}/\text{м}^3$

$$\rho = 1,189 (1 + 0,01) / (1 + 1,61 \cdot 0,01) = 1,132.$$

Масова витрата ВП, кг/с

$$G = V \cdot \rho / 3600 = 360 \cdot 1,132 / 3600 = 0,1132.$$

Звернемо увагу на те, що в процесі нагрівання (охолодження) вологовміст повітря не змінюється. Теплота, що витрачається на ізобарний підігрів. кВт

$$\begin{aligned} Q &= G(h_2 - h_1) = G(1 + 1,96 \cdot d)(t_2 - t_1) = \\ &= 0,1132(1 + 1,96 \cdot 0,011)(120 - 20) = 11,538. \end{aligned}$$

Кінцева відносна вологість повітря, кг/кг

$$\begin{aligned} \varphi_2 &= d / (0,622 + d) (P_2 / P_{n2}) = 0,01 / (0,622 + 0,01) (120 / 198,5) = \\ &= 0,95 \text{ або } 95\%. \end{aligned}$$

Тут $P_{n2} = 198,5$ кПа визначено з таблиць для $t_2 = 120$ °С.

Оскільки вологовміст залишається сталим, то складова e_x^d в (9.20) дорівнює нулю, а ексергія буде складати, кВт

$$\begin{aligned} e_x &= 0,1132 \{ 293 (1 + 1,96 \cdot 0,01) [413/293 - 1 - \ln(413/293)] + \\ &293 \cdot 0,287 (0,622 + 0,01) \times \ln(120/100) \} = 413. \end{aligned}$$

9.3. h – d діаграма вологого повітря

Розрахунки процесів з вологим повітрям значно спрощуються з використанням h–d діаграми, яку запропонував Л.К.Рамзін у 1918 році (рис.9.2). Діаграма будується для середньобарометричного тиску $P_0 = 100$ кПа. За початок відліку прийнята точка з параметрами: $t = 0$ °С; $d = 0$ і $h = 0$. Лінії $h = const$ для зручності проводять під кутом 135° до вертикальних ліній $d = const$. Крім ліній $h = f(d)$ будують ізотерми, лінії відносної вологості, а в нижній частині діаграми лінії парціальних тисків. Крива $\varphi = 100\%$ характеризує стан насиче-

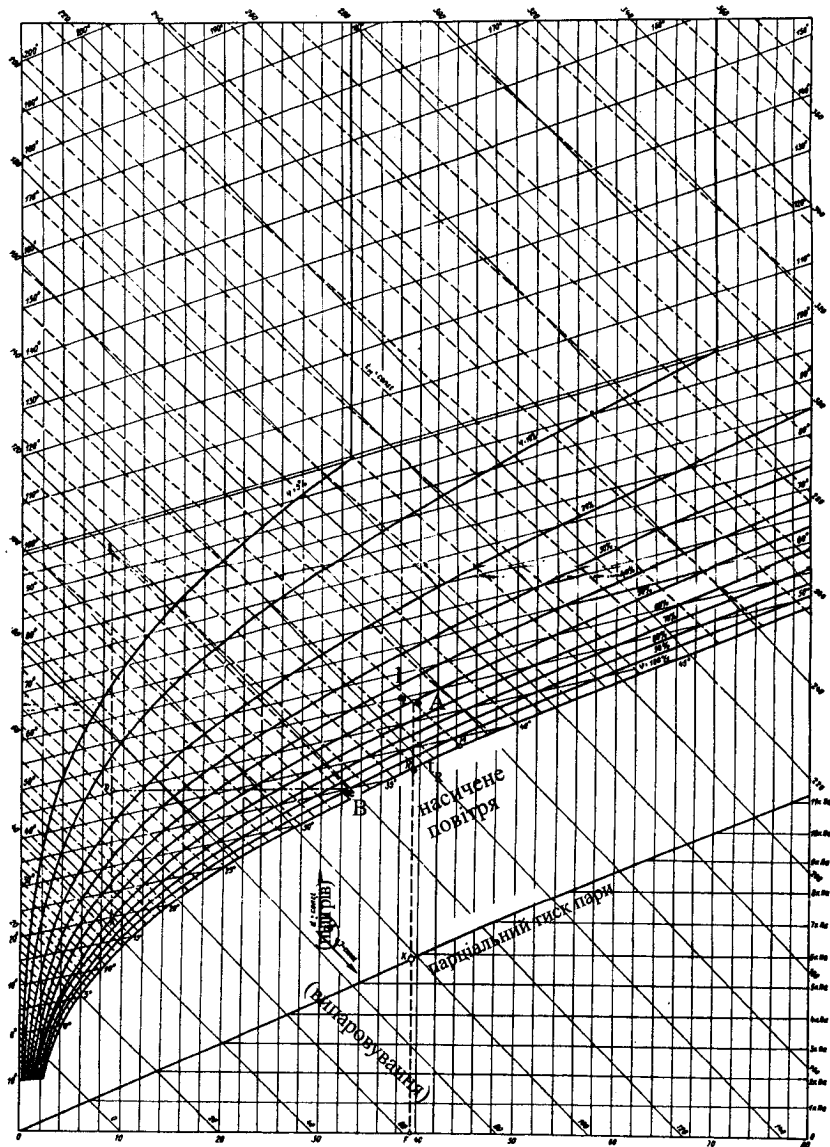


Рис.9.2.

ного ВП. Будь-яка точка на $h-d$ діаграмі відповідає певному стану ВП, а зміна цього стану характеризується лінією процесу. Якщо тиск в процесі відрізняється від тиску, для якого побудована діаграма, то параметри в процесі можна перерахувати за (9.3) і наступними за нею формулами.

Для кожного стану на діаграмі (наприклад, точки А) неважко визначити температуру точки роси, провівши вертикаль $d=const$ до перетину з кривою насичення. Значення ізотерми в точці В буде відповідати температурі t_R .

На $h-d$ діаграмі штриховими лініями нанесені також ізотерми мокрого термометра ($t_m = const$), які починаються на вісі $d=0$ і закінчуються на кривій насичення. Справа в тому, що на практиці найбільш поширеним способом вимірювання відносної вологості повітря є психрометричний. Психрометр складається з двох однакових термометрів, один з яких обгорнутий мокрою стрічкою. Стрічка всмоктує воду із стаканчика для того, щоб кулька термометра завжди була вологою. Цей термометр називається **мокрим**. Другий термометр називається **сухим** і виміряє звичайну температуру повітря. За рахунок випаровування вологи температура мокрого термометра завжди менша, ніж сухого. Різниця між показаннями сухого і мокрого термометрів називається **психрометричною**. Температуру мокрого термометра можна визначити з рівняння балансу ВП в процесі контакту з поверхнею води

$$h_2 - h_1 = 4,19 t_m (d_2 - d_1). \quad (9.24)$$

В кінцевому стані контакту ВП має бути насиченим. Ізотерма $t_m = const$ є лінією насичення повітря, яке на початку було сухим, а наприкінці стає насиченим. Показання психрометра дають змогу визначити на $h-d$ діаграмі відносну вологість і вологовміст повітря. Для цього визначають точку перетину ізотерм сухого і мокрого термометрів (точка 1 на рис.9.2).

Приклад 9.4. Довести, що на $h-d$ діаграмі лінія $\phi = const$ після перетину з ізотермою $100\text{ }^\circ\text{C}$ наближається до лінії $d=const$ ($P_6 = 100\text{ кПа}$).

З формули (9.7) виходить, що для $t = 100\text{ }^\circ\text{C}$ і $P_6 = 760\text{ мм.рт.ст.}$
 $P_n = P_n = P_6$. Тоді

$$d = 0,622 \varphi P_6 / (P_6 - \varphi P_6) = 0,622 \varphi / (1 - \varphi).$$

Отже, якщо $\varphi = \text{const}$, то і $d = \text{const}$.

9.4. Термодинамічні процеси з вологим повітрям

9.4.1. Загальні характеристики

Важливою характеристикою будь-якого процесу зміни стану ВП є тепловологісне відношення

$$\epsilon = \Delta h / \Delta d \quad (9.25)$$

В залежності від знаків Δh і Δd величина ϵ може приймати будь-які додатні або від'ємні значення. Процеси зміни стану зображуються на $h-d$ діаграмі

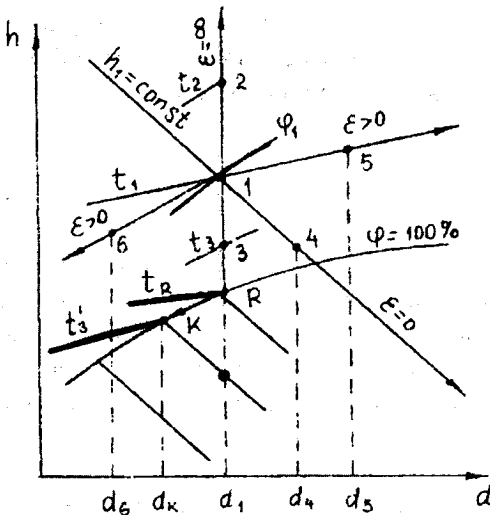


Рис.9.3.

відірками прямих ліній, які з'єднують початкову і кінцеву точки процесу (окрім процесів, що відбуваються на лінії $\varphi = \text{const}$). Величина ϵ являє собою кутовий коефіцієнт лінії, яка характеризує зміну стану вологого повітря.

Розглянемо характерні випадки зміни стану ВП на $h-d$ діаграмі (рис.9.3). Візьмемо точку 1 з певними параметрами: d_1, φ_1, t_1, h_1 .

Якщо ВП нагрівати в процесі 1-2 до темпе-

ратури t_2 або охолоджувати в процесі 1–3 до температури t_3 , то його вологовміст не змінюється. Теплота, яка підводиться до ВП або відводиться від нього дорівнює різниці ентальпій Δh . Для нагрівання $\Delta h > 0$, а $\varepsilon = \infty$, а для охолодження $\Delta h < 0$, а $\varepsilon = -\infty$. Якщо ізобарне охолодження здійснювати до температури $t < t_R$, то стан повітря буде перебувати в області туману. Це означає, що виникає часткова конденсація водяної пари, а в складі ВП міститься рідка фаза (вода). В процесі такого охолодження температура ВП спочатку досягає температури точки роси і стає насиненим. Зміна стану ВП після цього відбувається по лінії насичення від точки R до точки K. Маса сконденсованої вологи на 1 кг сухого повітря дорівнює різниці $d_l - d_k$, а маса сухої насиченої пари визначається значенням $d_k = d_h(t'_3)$. В процесі такого охолодження

$$\Delta h < 0, \Delta d < 0, \Delta \varepsilon > 0.$$

В процесі 1–4 вологовміст повітря зростає за умови сталої ентальпії (процес адіабатного зволоження). Такі процеси відбуваються в теоретичних (без втрат теплоти) сушарках, де випаровується волога з висушуваного матеріалу. Оскільки тут $\Delta h = 0$, то і $\Delta \varepsilon = 0$.

В процесі 1-5 ВП одночасно поглинає теплоту і вологу. Такі процеси мають місце під час змішування потоків. При цьому $\Delta h > 0$, $\Delta d > 0$ і $\varepsilon > 0$.

Процес 1-6 характеризується одночасним охолодженням і осушкою повітря. Подібні процеси використовуються в системах кондиціонування повітря. Тут $\Delta h < 0$, $\Delta d < 0$, а $\varepsilon > 0$.

Більш детальний розгляд процесів з вологим повітрям за допомогою $h-d$ діаграми доцільно здійснити на конкретних прикладах, користуючись дод.5.

9.4.2. Процеси в теоретичній сушарці

Сушінням називається процес виділення вологи з матеріалу за допомогою теплообміну. В конвективних сушарках теплота до висушуваного матеріалу підводиться від газоподібного теплоносія. Ос-

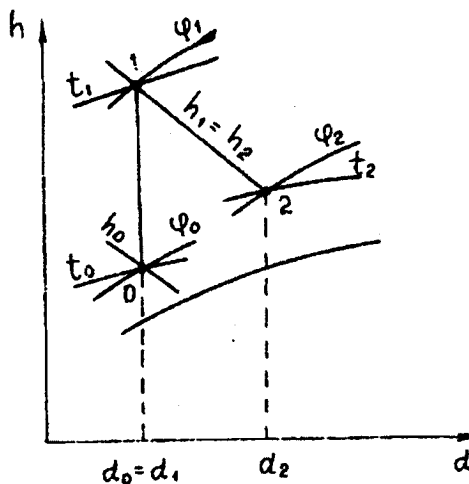


Рис.9.4.

новними елементами конвективної сушарки з вологим повітрям є: нагнітальник (вентилятор), теплообмінник для нагрівання повітря (калорифер) і обладнання для випаровування вологи (сушильна камера).

Вентилятор нагнітає атмосферне повітря з параметрами: t_0 , d_0 , φ_0 , h_0 в калорифер, де воно ізобарно нагрівається до температури t_1 зі сталим значенням d_0 (рис.9.4). При цьому відносна вологість повітря змен-

шується до значення φ_1 . Далі ВП надходить в адіабатну сушильну камеру, де з висушуваного матеріалу випаровується волога.

В процесі сушіння вологовміст і відносна вологість повітря збільшуються до значень d_2 і φ_2 , а температура зменшується до значення t_2 .

З матеріального балансу вологи в сушарці видно, що маса вологи, яка випаровується з матеріалу і збільшує вологовміст повітря, дорівнює

$$W = d_2 - d_1. \quad (9.26)$$

Питома теплота, що необхідна для випаровування вологи з висушуваного матеріалу складає

$$q = (h_2 - h_0) / W \approx (h_2 - h_0) / (d_2 - d_0) \approx \varepsilon. \quad (9.27)$$

9.4.3. Ізобарне охолодження вологого повітря

Принцип ізобарного охолодження ВП був уже по суті справи викладений раніше. Тому розглянемо цей процес на конкретному прикладі.

Приклад 9.5. Вентилятор, видатність якого $V=3600 \text{ м}^3/\text{год}$, нагнітає атмосферне повітря з параметрами: $P_1 = 1 \text{ бар}$, $t_1 = 25^\circ\text{C}$; $\varphi_1 = 70\%$ в повітроохолодник, де його температура зменшується до $t_2 = 5^\circ\text{C}$. Визначити відведену теплоту і кількість скоонденсованої вологи.

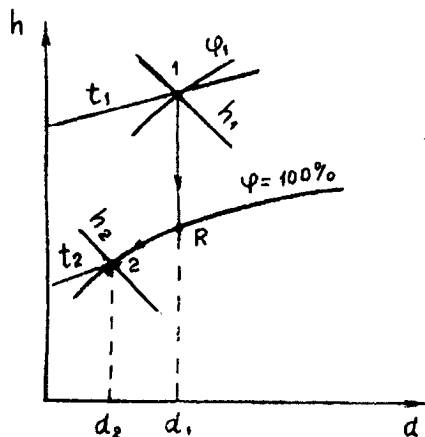


Рис.9.5.

Побудуємо процес охолодження повітря на $h-d$ діаграмі (рис.9.5). Початкову точку знаходимо на перетині кривої $\varphi_1=70\%$ з ізотермою $t_1=25^\circ\text{C}$. Інші параметри в точці 1 дорівнюють: $d_1 = 14 \text{ г/кг}$; $h_1 = 60 \text{ кДж/кг}$. З точки 1 по лінії $d_1=const$ опускаємось до перетину з кривою насичення (точка R) і далі по кривій до перетину її з ізотермою $t_2 = 5^\circ\text{C}$ (точка 2). Параметри в точці 2: $h_2 = 20 \text{ кДж/кг}$; $d_2 = 8 \text{ г/кг}$.

Після того, як процес побудовано, перш за все треба визначити масову видатність вентилятора, але для цього повинна бути відома густина повітря в точці 1.

Густина сухого повітря, кг/м^3

$$\rho_{na} = P/(R_{na} T) = 10^5 / (287 \cdot 298) = 1,186.$$

Густина вологого повітря, кг/м^3

$$\rho = 1,186 (1 + 14 \cdot 10^{-3}) / (1 + 1,61 \cdot 14 \cdot 10^{-3}) = 1,126.$$

Масова видатність вентилятора, кг/с

$$G = V \cdot \rho / 3600 = 3600 \cdot 1,126 / 3600 = 1,126.$$

Зміна ентальпії в процесі охолодження повітря, кДж/кг

$$\Delta h = h_2 - h_1 = 20 - 60 = -40.$$

Відведена теплота (теплова потужність), кВт

$$Q = G \cdot \Delta h = 1,126 (-40) = -45.$$

Зміна вологовмісту, г/кг

$$\Delta d = d_2 - d_1 = 8 - 14 = -6.$$

Кількість сконденсованої вологи, г/с

$$W = G |\Delta d| = 1,126 \cdot 6 = 6,755.$$

9.4.4. Ізобарне змішування двох потоків вологого повітря

Будемо вважати, що в адіабатну камеру змішування надходить два потоки ВП, де ізобарно змішуються. Позначимо масову витрату повітря в першому потоці G_1 , а в другому – G_2 .

Позначимо також параметри першого потоку індексом «1», а другого – індексом «2».

Визначимо на h - d діаграмі положення станів повітря, які надходять в камеру змішування (точки 1 і 2 на рис.9.6). Запишемо рівняння матеріального і вологісного балансу після змішування (суміші)

$$G_c = G_1 + G_2, \quad (9.28)$$

$$G_c d_c = G_1 d_1 + G_2 d_2. \quad (9.29)$$

Звідки вологовміст суміші дорівнює

$$d_c = (G_1 d_1 + G_2 d_2) / (G_1 + G_2). \quad (9.30)$$

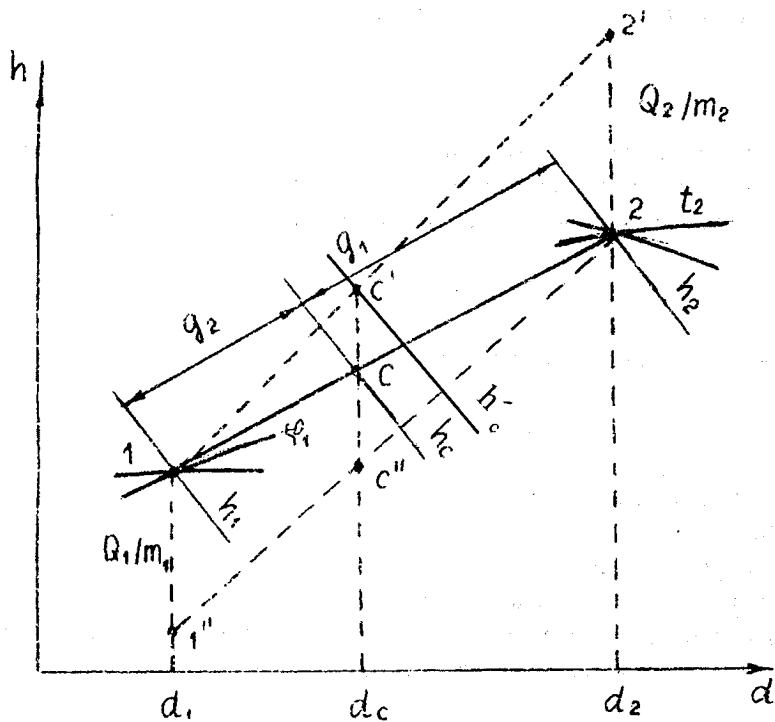


Рис.9.6.

Із останнього рівняння виходить, що

$$G_2 / G_1 = (d_c - d_1) / (d_2 - d_c) . \quad (9.31)$$

Запишемо рівняння теплового балансу в камері змішування

$$G_c h_c = G_1 h_1 + G_2 h_2 . \quad (9.32)$$

З урахуванням (9.28) одержимо

$$G_2 / G_1 = (h_c - h_1) / (h_2 - h_c) . \quad (9.33)$$

Порівнюючи (9.31) і (9.33), визначимо

$$(h_c - h_1) / (d_c - d_1) = (h_2 - h_c) / (d_2 - d_c). \quad (9.34)$$

Із (9.34) випливає, що точка С, яка характеризує стан повітря після змішування, лежить на прямій 1–2. Положення точки С на лінії процесу легко визначити за допомогою масових часток суміші. Оскільки

$$g_1 = G_1 / (G_1 + G_2), \quad g_2 = G_2 / (G_1 + G_2),$$

то, враховуючи (9.31), знайдемо

$$g_1 = (d_2 - d_c) / (d_2 - d_1); \quad g_2 = (d_c - d_1) / (d_2 - d_1). \quad (9.35)$$

Отже, точка С (рис.9.6) ділить пряму змішування 1–2 у відношенні g_1 / g_2 .

В процесі ізобарного, але неадіабатного змішування двох потоків до будь-якого з них може підводитися (або відводитися) теплота Q . Підведення або відведення теплоти зсуває точку С на певний відрізок по вертикалі $d = \text{const}$ (рис.9.6), а її ентальпія визначається з рівняння

$$h'_c - h_c = Q / (G_1 + G_2). \quad (9.36)$$

Очевидно, що і в цьому випадку діє правило важеля (9.35).

9.4.5. Зволоження повітря парою

Зволоження повітря парою застосовується в технологічних камерах, на складах продукції та в деяких інших випадках. Для побудови процесу на $h-d$ діаграмі треба знати значення коефіцієнта тепловологісного відношення, який можна визначити із балансових рівнянь вологи і теплоти

$$G_{ns} d_2 = G_{ns} d_1 + G_n, \quad (9.37)$$

$$G_{ns} h_2 = G_{ns} h_1 + G_n h_n. \quad (9.38)$$

З останніх рівнянь знайдемо

$$\epsilon = (h_2 - h_1) / (d_2 - d_1) = h_n. \quad (9.39)$$

Отже, чим більше значення буде мати ентальпія підмішуваної пари, тим більше буде відхилення лінії процесу від ізотерми. Для побудови лінії процесу на $h-d$ діаграмі зручно надати (9.39) вигляд

$$\epsilon = \Delta h / \Delta d = a/v \quad (9.40)$$

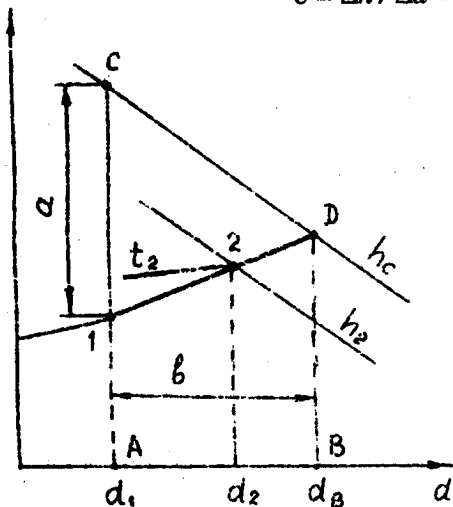


Рис.9.7.

Тут a і v – приріст координат відносно початкової точки стану 1 повітря на $h-d$ діаграмі (рис. 9.7). Значення a і v можна вибирати довільно в межах діаграми. Приймаючи, наприклад, $a = \Delta h = (5 - 10)$ кДж/кг, по вертикалі $d_1 = \text{const}$ відкладають від точки 1 відрізок $1-C = a$. Далі за (9.39) і (9.40) визначають величину $\Delta d = v$ і в масштабі діаграми відкладають відрізок $A-B = v$.

З точки B по вертикалі $d_B = \text{const}$ підіймаються до перетину з лінією $h_c = \text{const}$ і визна-

чають точку D, яку з'єднують з точкою 1. Лінія 1-D відповідає кутовому коефіцієнту процесу ϵ . Якщо задані витрати повітря і пари, то можна визначити кінцевий вологовміст і кінцеву ентальпію

$$\begin{aligned} d_2 &= d_1 + G_n / G_{ns} , \\ h_2 &= h_1 + h_n G_n / G_{ns} . \end{aligned} \quad (9.41)$$

Далі відшуковують точку 2 (кінцеву) процесу на перетині ліній $d_2 = \text{const}$ ($h_2 = \text{const}$) і 1-D. Якщо задані кінцевий вологовміст d_2 і

процесу з кутовим коефіцієнтом ε , визначеним за (9.45) відповідно до викладеної вище методики. Кінцевий стан повітря може бути заданий значенням необхідної температури t_2 або вологовмістом d_2 . Максимально можливе зволоження повітря визначається точкою 0, яка лежить на перетині лінії процесу з кривою насичення. Їй відповідає і мінімальна температура вологого повітря t_o . Оскільки маса сухого повітря не змінюється, то добавка води може бути віднесена до 1 кг, тобто

$$m = G_a / G_{na} = d_2 - d_1, \quad (9.46)$$

$$\varepsilon = (h_1 - h_2) / m. \quad (9.47)$$

З розглянутого витікає ще один висновок: чим більша початкова відносна вологість повітря, тим менший ефект охолодження можна досягти застосуванням описаного методу.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що розуміють під абсолютною і відотною вологістю повітря?
2. Чи може бути повітря вологим при температурі 0°C ?
3. Яку температуру показує мокрий термометр?
4. Що являє собою тепловолігісні відношення?
5. Якому стану вологого повітря відповідає точка роси?
6. Як впливає вологість на густину повітря?
7. Що характеризує міра насичення?
8. Як визначається стан при змішуванні двох потоків вологого повітря?
9. Як впливає вологість повітря на ефект охолодження його водою?

10. ОСНОВИ ХІМІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ

Хімічна термодинаміка вивчає процеси в системах з хімічно реагуючими речовинами. Характерним для таких процесів є зміна мас речовин. Особливістю хімічних реакцій є і те, що вони можуть здійснюватись в системах, ізольованих від зовнішнього середовища. В такому випадку зміна мас в процесі хімічних перетворень відбувається за рахунок внутрішнього перерозподілу, а можливість самої реакції зумовлена неоднаковістю потенціалів в різних частинах системи. Хімічні реакції можуть супроводжуватись як зміною внутрішньої енергії системи, так і додатковими тепловими ефектами.

Розглянемо деякі основні положення хімічної термодинаміки.

10.1. Загальні поняття і визначення

Перетворення, що зв'язані зі структурними перебудовами речовин, в результаті яких утворюються нові речовини з іншими властивостями, називаються хімічними реакціями. Речовини, які беруть участь в хімічних реакціях, називаються компонентами хімічних реакцій. В процесі хімічної реакції початкові речовини утворюють з продуктами реакції однорідну суміш, яку можна розглядати як замкнену термодинамічну систему.

Склад суміші визначається концентраціями компонентів. Концентрацію певної речовини визначають:

– за кількістю молекул N_i в одиниці об'єму (молекулярна концентрація)

$$v_i = N_i / V, \quad (10.1)$$

– за кількістю молей n_i в одиниці об'єму (молярна концентрація)

$$C_i = n_i / V, \quad (10.2)$$

– як масу речовини в одиниці об'єму (густина)

$$\rho_i = N_i m_i / V. \quad (10.3)$$

Зв'язок між концентраціями має вигляд:

$$\rho_i = \mu_i C_i = \mu_i \nu_i / N_A, \quad (10.4)$$

де μ_i – молярна маса певної речовини; N_A – число Авогадро.

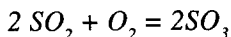
За фазовим складом системи з хімічними перетвореннями можуть бути гомогенними і гетерогенними. Для гомогенних газоподібних продуктів реакції концентрації можна визначити за допомогою парціальних тисків

$$C_i = P_i / (R_i T). \quad (10.5)$$

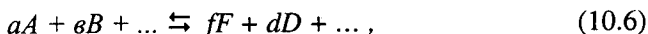
Внутрішня енергія хімічно реагуючих систем складається не тільки з внутрішньої енергії молекул, але й з хімічної енергії внутрішньомолекулярних зв'язків. Частина внутрішньої енергії, яка в процесі реакції перетворюється на теплоту, називається **хімічною енергією**. Термічні реакції зв'язані з поглинанням або виділенням теплоти. В першому випадку вони називаються **ендотермічними**, а в другому – **екзотермічними**. Усі хімічні реакції супроводжуються зміною температури системи. Однак для спрощення термодинамічного аналізу реальні процеси замінюються ідеалізованими (ізотермічними). Ідеалізація полягає в тому, що замість кінцевого за часом процесу зі змінною температурою розглядається нескінчений уповільнений процес, який відбувається зі сталою температурою внаслідок відведення теплоти хімічної реакції. На практиці найбільш поширені два типи реакції: ізохорно-ізотермічна та ізобарно-ізотермічна. Саме такі хімічно реагуючі системи вивчаються в хімічній термодинаміці.

З наведеного виходить, що в хімічних процесах можуть залишатися сталими два термодинамічних параметри (ν, T) або (P, T). А це означає, що стан такої системи повинен однозначно визначатись ще одним параметром. Таким додатковим параметром є концентрація компонентів, певне значення котрої відповідає певному стану системи.

В кожному конкретному випадку хімічна реакція може бути подана у вигляді рівняння, яке відображує хімічну природу компонентів і кількісні співвідношення між ними. Наприклад, рівняння

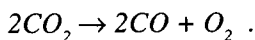


означає, що в процесі взаємодії двох кіломолей окису сірки і одного кіломоля кисню утворюється два кіломоля двоокису сірки. Рівняння реакції, яке характеризує еквівалентні співвідношення між компонентами, називається **стехіометричним**, а молярні співвідношення між еквівалентними кількостями компонентів реакції – **стехіометричними співвідношеннями**. В загальному вигляді рівняння хімічної реакції може бути записано отак

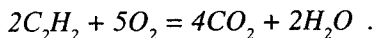


де великими буквами позначаються хімічні формули компонентів, а малими – відповідні коефіцієнти еквівалентності.

Розрізняють мономолекулярні та багатомолекулярні хімічні реакції. В мономолекулярних реакціях молекула речовини перетворюється на декілька молекул інших речовин, наприклад,



Такі реакції розкладу називаються також **дисоціацією**. Бімолекулярні (другого порядку) реакції – це реакції, в яких молекули різних речовин перетворюються на одну або кілька молекул інших речовин:



В хімічних перетвореннях кількісні зміни компонентів, що реагують, пропорційні їх стехіометричним еквівалентам

$$dN_1 / a = dN_2 / v = \dots = d\xi . \quad (10.7)$$

Величина $d\xi$ характеризує міру зміни складу системи під час хімічної реакції і називається **мірою реакції**.

Інтенсивність хімічної реакції характеризує величина зміни концентрації будь-якого з компонентів за одиницю часу. Ця величина називається **швидкістю хімічної реакції**. Швидкість реакції не залишається сталою за часом. Тому використовують поняття середньої швидкості реакції за певний проміжок часу

$$\bar{W}_A = -\Delta C_A / \Delta \tau \quad (10.8)$$

і миттєву швидкість реакції

$$W_A = -dC_A / dt. \quad (10.9)$$

Від'ємний знак ставиться для того, щоб значення W були додатними, оскільки зміна концентрацій має від'ємний знак. В процесі хімічної реакції концентрація початкових речовин зменшується, а концентрація кінцевих збільшується, тобто зовнішня реакція має односторонній характер. Однак в дійсності одночасно з прямою реакцією йде і зворотна (утворення початкових речовин з продуктів реакції). Прямі і зворотні реакції можуть мати різні швидкості. Тому швидкість хімічних перетворень визначається результуючою швидкістю реакції, яка дорівнює різниці швидкостей прямої і зворотної реакцій. Якщо швидкість прямої реакції набагато більше за швидкість зворотної, то процес прямої реакції йде майже до кінця і таку реакцію називають **хімічно необоротною**. Якщо швидкість зворотної реакції сумірна зі швидкістю прямої реакції, то реакцію називають **хімічно оборотною**.

Оскільки компоненти реакцій витрачаються і утворюються в еквівалентних кількостях, то неважко уявити, що швидкості певної реакції відносно різних компонентів не однакові, але пропорційні. Наприклад, в реакції (10.6) з витратою a кіломолей речовини A утворюється d кіломолей речовини D , отже,

$$W_A = (a/d) W_D. \quad (10.10)$$

10.2. Теплові ефекти хімічних реакцій

Як зазначалось, хімічні перетворення супроводжуються зміною внутрішньої енергії, яка залежить від хімічної будови речовини. Внутрішня енергія хімічно реагуючої системи складається з внутрішньої хімічної енергії U_x , внутрішньої теплової енергії U_T і внутрішньої атомної енергії U_a . Хімічна реакція може супроводжуватись роботою не зв'язаною зі зміною об'єму (наприклад, робота струму в гальванічному або паливному елементах). Така робота називається **корисною роботою реакції** L_k . В загальному випадку робота хімічної реакції складається з корисної роботи L_k і роботи зміни об'єму L_v , зумовленою зміною кількості кіломолей в процесі здійснення реакції.

Перший закон термодинаміки для хімічно реагуючих систем має вигляд:

$$U_1 - U_2 = Q + L_k + L_v, \quad (10.11)$$

$$\text{де } U = U_x + U_T + U_a; \quad L_v = \int_1^2 PdV.$$

Ясно, що в екзотермічних реакціях $Q < 0$, а в ендотермічних $Q > 0$. Якщо реакція відбувається ізотермічно ($\Delta U_T = 0$), то для $L_k = 0$ робота реакції буде максимальною, а (10.11) приймає вигляд

$$Q_{max} = (U_1 - U_2) - L. \quad (10.12)$$

Величина Q_{max} називається **тепловим ефектом хімічної реакції**. Зауважимо, що ізотермічність реакції повинна забезпечуватись відведенням теплоти від системи. Теплові ефекти ізохорної та ізобарної реакцій дорівнюють відповідно

$$Q_v = U_1 - U_2, \quad (10.13)$$

$$Q_p = H_1 - H_2.$$

Тепловий ефект реакцій дисоціації називається теплотою розкладу, а в реакціях об'єднання теплотою утворення. Для ідеальних газів друге рівняння (10.13) можна переписати так

$$Q_p = Q_v - L_v = Q_v - \Delta n RT, \quad (10.14)$$

оскільки $PV = nRT$.

Між ефектами Q_v і Q_p існує і така залежність [8]

$$Q_v = Q_p + 100 \Delta n P, \quad (10.15)$$

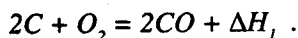
де P – абсолютний тиск, з яким відбувається реакція, бар.

Таким чином, якщо реакція супроводжується зростанням кількості кіломолей, то $Q_p < Q_v$ за умови сталої температури.

І навпаки, якщо реакція йде з убунанням Δn , то $Q_p > Q_v$, якщо $\Delta n = 0$, то $Q_p = Q_v$.

10.3. Закони термохімії

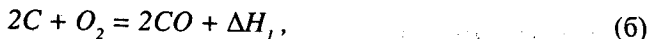
Як видно з (10.13), теплові ефекти хімічних реакцій визначаються за зміною функцій стану, а тому залежать тільки від початкового і кінцевого станів системи і не залежать від того, яким шляхом йде реакція. Це положення експериментально доведено Г.І. Гессом і отримало назву закону Гесса. Цей закон справедливий для ізохорно-ізо-термічних та ізобарно-ізотермічних реакцій і має важливе значення для термохімічних обчислень. За законом Гесса термохімічні рівняння можна додавати або віднімати подібно до алгебраїчних, що дає змогу визначити теплові ефекти таких реакцій, в яких вони не можуть бути безпосередньо виміряні. Як приклад наведемо визначення теплового ефекту неповного згорання вуглецю:



Реакція повного згорання



може бути подана у вигляді послідовності двох реакцій



Відомі експериментальні значення теплових ефектів ΔH_2 і ΔH_3 дорівнюють 285 і 406 МДж/кМоль відповідно. Якщо скласти реакції (б) і (в), то одержимо реакцію (а), звідки виходить, що $\Delta H_3 = \Delta H_1 + \Delta H_2$. Тоді шуканий тепловий ефект реакції неповного згорання вуглецю складатиме

$$\Delta H_1 = \Delta H_3 - \Delta H_2 = 406 - 285 = 121 \text{ МДж/кМоль.}$$

Для ідеальних газів теплові ефекти реакцій Q_v і Q_p залежать тільки від температури. Диференціювання (10.13) по температурі за умови $V = \text{const}$ і $P = \text{const}$ дає

$$(\partial Q_v / \partial T)_v = (\partial U_1 / \partial T)_v - (\partial U_2 / \partial T)_v = C_{v1} - C_{v2} \quad (10.16)$$

$$(\partial Q_p / \partial T)_p = (\partial H_1 / \partial T)_p - (\partial H_2 / \partial T)_p = C_{p1} - C_{p2},$$

де C_v і C_p – істинні теплоємності початкових і кінцевих компонентів реакції.

Узагальнюючи (10.16) можна записати

$$(\partial Q / \partial T) = C_1 - C_2 = \Delta C. \quad (10.17)$$

Конкретні значення C_1 і C_2 залежать від рівняння хімічної реакції. Зміна теплоємності системи визначається за формулою:

$$\Delta C = \sum_{i=1}^k n_1 C_{\mu i_1} - \sum_{i=1}^k n_2 C_{\mu i_2}. \quad (10.18)$$

Тут n_1 і n_2 – кількість кіломолей речовин, які беруть участь в реакціях у лівій та правій частинах стехіометричного рівняння відповідно; $C_{\mu_{i1}}$, $C_{\mu_{i2}}$ – істинні молярні теплоємності цих речовин.

Залежність (10.17) отримала назву **закону Кірхгофа**. Із (10.17) видно, що для $\Delta C > 0$ тепловий ефект додатний, а для $\Delta C < 0$ – від'ємний, тобто зменшується у випадку зростання температури.

Практична значущість закону Кірхгофа полягає в тому, що дає змогу визначити тепловий ефект реакції для будь-якої температури, якщо відомий тепловий ефект для стандартної температури

$$Q = Q_{\text{ст}} + \int_1^2 C dT . \quad (10.19)$$

З урахуванням залежності теплоємності від температури (2.25) інтегрування (10.19) дозволяє визначити тепловий ефект реакції для будь-якої температури.

$$\bar{Q} = Q_o + \Delta aT + \Delta bT^2 / 2 + \Delta cT^3 / 3 , \quad (10.20)$$

де Q_o – стала інтегрування (тепловий ефект для $T = 0$).

Приклад 10.1. Теплота утворення CO і H_2O для $T = 290$ К дорівнює 121 і 243 МДж/кМоль відповідно. Визначити ізобарний тепловий ефект реакції $C + H_2O = CO + H_2$ для температури 2900 К, якщо істинні молярні теплоємності описуються залежностями, кДж/кМоль

$$C_{\mu C} = 4,61 + 0,02T - 0,503 \cdot 10^{-5} T^2 ,$$

$$C_{\mu H_2O} = 36,9 - 8 \cdot 10^{-3} T + 0,93 \cdot 10^{-5} T^2 ,$$

$$C_{\mu CO} = 27,25 + 4,186 \cdot 10^{-3} T ,$$

$$C_{\mu H_2} = 27,25 + 3,77 \cdot 10^{-3} T .$$

Для розв'язання задачі скористуємось рівнянням Кірхгофа в формі (10.19), де за допомогою (10.20) визначимо коефіцієнти:

$$\Delta a = (4,61 - 36,9) - (27,25 + 27,25) = -12,31 ,$$

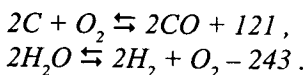
$$\Delta v/2 = [(0,02 - 8 \cdot 10^{-3}) - (4,186 \cdot 10^{-3} + 3,77 \cdot 10^{-3})] / 2 = 0,002 ,$$

$$\Delta c/3 = 10^{-5} (-0,503 + 0,93)/3 = 0,142 \cdot 10^{-5} .$$

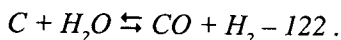
Тоді (10.20) приймає вигляд

$$Q_p = Q_{po} - 12,31 T + 0,002 T^2 + 0,142 \cdot 10^{-5} T^3 .$$

Для визначення Q_{po} запишемо реакції



Підсумовуючи ці рівняння, одержимо



Отже, рівняння для Q_p з $T = 290$ К буде

$$- 122 = Q_{po} - 12,31 \cdot 290 + 2 \cdot 10^{-3} \cdot 290^2 + 0,142 \cdot 10^{-5} \cdot 290^3 .$$

Звідки визначаємо $Q_{po} = - 118$ МДж/кМоль.

Тепловий ефект реакції з $T = 2000$ К дорівнює

$$Q_p = - 118 - 12,31 \cdot 2000 + 2 \cdot 10^{-3} \cdot 2000^2 + 0,142 \cdot 10^{-5} \cdot 2000^3 =$$

$$= 124,2 \text{ МДж/кМоль} .$$

10.4. Умови хімічної рівноваги

Раніше відзначалось, що хімічні перетворення можуть виникати навіть тоді, коли система повністю ізольована, не кажучи вже про замкненість системи щодо обміну речовини. Таким чином, система, в якій здійснюються хімічні реакції вже сама по собі є нерівноважною, тобто можливість хімічних перетворень зумовлена внутрішньою нерівновагою самої системи. Додаткові ефекти, які зв'язані з нерівноважністю хімічних процесів, практично виявляються

тільки у вигляді теплових ефектів. Тоді узагальнені рівняння для ізохорно-ізотермічних та ізобарно-ізотермічних реакцій будуть мати вигляд

$$\begin{aligned} dU - TdS &\leq 0, (dF \leq 0), \\ dH - TdS &\leq 0, (dG \leq 0). \end{aligned} \quad (10.21)$$

Це означає, що рівновага в зазначених системах настає за умови мінімальних значень dF і dG . Зміну функцій стану можна визначити з рівнянь Гібса–Гельмгольца (5.13) і (5.14), але для обчислення величин ΔF і ΔG подібно до (10.20) треба знайти значення констант інтегрування.

Згідно з (5.7) і (5.11) термодинамічні параметри в (10.21) можна замінити на інші, але тоді їм повинні відповідати інші координати. Оскільки концентрації речовин є додатковими параметрами, то вони в системах з хімічними перетвореннями відіграють роль узагальнених (хімічних) координат. Таким координатам повинні відповідати узагальнені сили, які називають **хімічними потенціалами**. Хімічні потенціали являють собою молярну вільну ентальпію

$$\mu_x = (\partial G / \partial N)_{p,T} \quad (10.22)$$

Зважаючи на (10.22), вираз (10.18) буде мати вигляд

$$\left(\sum_{i=1}^k \mu_{x_i} C_i \right) \leq 0. \quad (10.23)$$

Ця нерівність справедлива в усіх випадках доки в системі відбувається хімічна реакція. Кількість таких рівнянь для системи дорівнює кількості хімічних реакцій, які одночасно здійснюються в системі. Із (10.23) виходить, що за умови хімічної рівноваги алгебраїчна сума добутків хімічного потенціалу компонента на його концентрацію дорівнює нулю. Кількісні співвідношення між речовинами в момент рівноваги отримало назву **закону діючих мас**.

10.5. Основи хімічної кінетики

Хімічна кінетика ставить задачу визначити зв'язок між швидкістю реакції та основними параметрами процесу. З кінетичної теорії відомо, що кількість зіткнень між молекулами речовин 1 і 2 дорівнює

$$Z = 3,54 C_1 C_2 S_m^2 [k_B T(m_1 + m_2) / (m_1 + m_2)], \quad (10.24)$$

де C_1 і C_2 – молярні концентрації речовин; S_m – відстань між ядрами під час співудару; k_B – стала Больцмана, m_1 , m_2 – маси молекул.

Оскільки число Z пропорційно добутку концентрацій, то згідно з (10.8) швидкість реакції в свою чергу повинна бути пропорційна добутку концентрацій речовин. Таке елементарне обґрунтування закону діючих мас: **швидкість реакції в кожний момент часу пропорційна добутку концентрацій речовин, що реагують**. Наприклад, для бімолекулярної реакції $A+B \rightleftharpoons F+D$ закон діючих мас дає

$$W = -dc/d\tau = k C_A C_B, \quad (10.25)$$

де k – коефіцієнт пропорціональності, що отримав назву **константи швидкості**.

Для більш складної реакції типу (10.6) у вираз швидкості реакції концентрація реагенту A повинна увійти a разів, реагенту B – b разів і т.д., тобто

$$W = -dc / d\tau = k C_A^a C_B^b \quad (10.26)$$

Якщо реакція оборотна, то швидкість прямої реакції

$$W_{np} = k_{np} C_A^a C_B^b,$$

з часом зростає, а швидкість зворотної реакції

$$W_{zv} = k_{zv} C_F^f C_D^d,$$

з часом зменшується, що спричиняє зменшення результативної швидкості $W_p = W_{np} - W_{zv}$, яка врешті-решт буде дорівнювати нулю. При

цьому настає стан так званої динамічної рівноваги ($W_{np} = W_{зв}$), коли в системі продовжують йти з однаковими швидкостями хімічні реакції протилежного напрямку. В такому разі будемо мати

$$C_A^a C_B^b / (C_F^f C_D^d) = k_C \quad (10.27)$$

Стала k_C є важливою характеристикою реакції. Вона називається **константою рівноваги**. Значення k_C для кожної реакції залежить від тиску і температури. Якщо реагентами є ідеальні гази, то значення k_C можна визначити за допомогою парціальних тисків компонентів, тобто

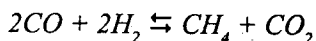
$$k_C = [(P_A^a P_B^b) / (P_F^f P_D^d)] (R_{cm} T)^{\Delta n} \quad (10.28)$$

де R_{cm} – газова стала суміші; Δn – зміна кількості кіломолей газоподібних компонентів реакції.

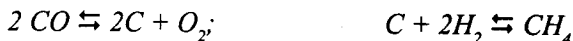
Вираз у квадратних дужках (10.28) також характеризує стан системи і являє собою своєрідну константу рівноваги, яку позначають k_p . Отже,

$$k_p = k_C / (R_{cm} T)^{\Delta n} \quad (10.29)$$

Зрозуміло, що для рівноважного стану системи має місце й рівновага кожної з реакцій. Тому рівноважний склад системи можна визначити, коли відома хоча б одна стала рівноваги. З іншого боку, якщо відомі константи рівноваги одних реакцій, то можна визначити невідомі константи рівноваги реакцій, які не можуть бути визначені з дослідів. Нехай, наприклад, треба визначити константу рівноваги реакції



для відомих констант рівноважних реакцій



Формули для констант рівноваги останніх реакцій мають вигляд

$$k_{P_1} = P_{CO_2}^2 / P_{CO}; \quad k_{P_2} = P_{H_2}^2 / P_{CH_4}.$$

Перемноження цих рівнянь дає

$$k_P = k_{P_1} \cdot k_{P_2} = P_{CO_2}^2 P_{H_2}^2 / (P_{CO} \cdot P_{CH_4}).$$

Константа рівноваги характеризує кількісні співвідношення між реагентами в рівноважній суміші. Чим більше значення k_P , тим більше речовин, отриманих в результаті реакції. Якщо k_P наближається до нескінченності, то рівноважна суміш складається тільки з продуктів реакції, тобто реакція завершується повністю (міра реакції за (10.7) дорівнює одиниці).

Для того, щоб здійснився елементарний хімічний акт реакції між молекулами реагентів, необхідна їх взаємодія на дуже близький відстані. Під час зіткнення молекул їх кінетична енергія перетворюється на потенціальну і може бути витрачена на перебудову первісних зв'язків в молекулах. Енергія, що необхідна для зруйнування внутрішніх молекулярних зв'язків, має певне значення для кожної реакції і називається **енергією активації** E_a . Оскільки за законом Максвелла-Больцмана існує певний розподіл енергії молекул, то хімічна реакція виникає не при кожному зіткненні. Кількість активних зіткнень набагато менша і залежить від сумарної енергії частинок

$$Z_a = Z \exp[(E_1 - E_2) / (RT)] = Z \exp[-E_a / (RT)], \quad (10.30)$$

де E_1 і E_2 – енергії молекул в момент зіткнення.

Таким чином, швидкість хімічної реакції на підставі (10.24), (10.25) і (10.30) буде

$$W = k_o \exp [-E_a / (RT)] C_1 C_2. \quad (10.31)$$

Міркуючи подібно до цього, Арреніус установив закон

$$k = k_o \exp [-E_a / (RT)]. \quad (10.32)$$

В двох останніх формулах k_o – коефіцієнт, пропорційний кількості активних зіткнень молекул, які спричиняють реакцію, k – константа рівноваги.

Енергія активації є тим мінімумом енергії, яким повинні володіти частинки для вступу до реакції. Енергія ядра атома в хімічних реакціях не змінюється, а змінюється лише енергія взаємодії, яка залежить від енергетичного рівня атомів.

Найпростішим способом визначення енергії активації та констант швидкості реакції за експериментальними даними є графічна інтерпретація закону Арреніуса. Для двох близьких значень температур T_1 і $T_2 = T_1 + \Delta T$ за (10.32) одержимо

$$k_2 / k_1 = \exp [E_a \Delta T / (RT_1^2)]. \quad (10.33)$$

Класична кінетика хімічних реакцій передбачає здійснення процесу за одну стадію (початок і кінець) без аналізу проміжних перетворень. В дійсності для реакцій характерно те, що вони протікають через проміжні етапи, в яких беруть участь окремі активні центри: атоми, радикали, збуджені молекули. За умови значних температур в складних реакціях спостерігаються реакції термічної дисоціації, які відбуваються ендотермічно. Глибина таких реакцій залежить від тиску і температури рівноважної суміші початкової речовини з продуктами дисоціації. **Мірою дисоціації** α_o називається частка початкової речовини, яка розклалась на момент рівноваги. В залежності від зміни числа кіломолей реакції дисоціації поділяються на три групи. В реакції з $\Delta n > 0$ з підвищенням тиску константа рівноваги зростає, а міра дисоціації зменшується. В реакціях з $\Delta n < 0$ підвищення тиску зумовлює зменшення k_p і зростання міри дисоціації. В реакціях з $\Delta n = 0$ значення k_p і α_o не залежать від тиску. Залежність $k_p = f(\alpha_o)$ для кожної конкретної реакції має свою форму. Наприклад, для заданого тиску рівняння константи рівноваги для реакцій типу $2A \rightleftharpoons 2B + C$ має вигляд

$$k_p = (1 - \alpha_o)^2 (2 + \alpha_o) / (\alpha_o^3 P). \quad (10.34)$$

В реакціях типу $aA + \nu B + \dots \rightleftharpoons dD$ константа рівноваги визначається зворотною формулою

$$k_p = P_A^a P_B^\nu / P_D^d, \quad (10.35)$$

а тому залежність $k_p = f(\alpha_\delta)$ стає прямою, тобто з підвищенням міри дисоціації константа рівноваги зростає.

Приклад 10.2. Визначити рівняння для константи рівноваги реакції дисоціації йодистого водню $H_2 + I_2 \rightleftharpoons 2HI$ і склад суміші в момент рівноваги, якщо в початковий момент реакції було п'ять кіломолей HI , а константа рівноваги реакції для $T=720$ К дорівнює 0,02.

Якщо дисоціювало α_δ , кМоль/кМоль HI , то на момент рівноваги буде такий склад суміші, кМоль: $2(1 - \alpha_\delta) HI$, $\alpha_\delta H_2$ і $\alpha_\delta I_2$, разом 2 кМоля. Визначимо парціальні тиски компонентів суміші:

$$\begin{aligned} P_{HI} &= 2(1 - \alpha_\delta) P_{cm} / 2 = (1 - \alpha_\delta) P_{cm}; \\ P_{H_2} &= \alpha_\delta P_{cm} / 2; \quad P_{I_2} = \alpha_\delta P_{cm} / 2. \end{aligned}$$

Константа рівноваги за (10.35)

$$\begin{aligned} k_p &= (P_{H_2} P_{I_2}) / P_{HI}^2 = (\alpha_\delta / 2)^2 P_{cm}^2 / [(1 - \alpha_\delta)^2 P_{cm}^2] = \\ &= \alpha_\delta^2 / [4(1 - \alpha_\delta)^2]. \end{aligned}$$

Підстановка значення k_p дає

$$0,02 [4(1 - \alpha_\delta)^2] = \alpha_\delta^2.$$

Корені цього рівняння складають: $\alpha_{1\delta} = -0,392$, $\alpha_{2\delta} = 0,22$. Тому, що α_δ не може бути від'ємним, то $\alpha_\delta = 0,22$. В рівноважному стані суміші компоненти її будуть дорівнювати, кМоль:

$$\begin{aligned} 5(1 - 0,22) &= 3,9 HI, \\ 0,5(5 - 3,9) &= 0,55 H_2, \\ 0,5(5 - 3,9) &= 0,55 I_2. \end{aligned}$$

10.6. Хімічна спорідненість

Під хімічною спорідненістю розуміють сукупність властивостей і умов, завдяки яким між речовинами виникає хімічна реакція. Іншими словами **хімічна спорідненість характеризує здатність речовин до хімічних реакцій**. Мірою хімічної спорідненості є максимальна робота термодинамічно оборотної реакції. Величина і знак максимальної роботи можуть бути різними в залежності від того наскільки стан системи відрізняється від рівноважного. Для рівноважних процесів максимальна робота за (10.12) і (10.21) дорівнює

$$L_{v \max} = -\Delta F, \quad L_{p \max} = -\Delta G.$$

Ця немеханічна максимальна робота не залежить від шляху протікання реакції і однозначно визначає її напрямок. Із (10.27) видно, що чим повніше проходить реакція, тим більшого значення набуває константа рівноваги. Отже, між константою рівноваги і максимальною роботою реакції повинен існувати цілком певний зв'язок.

Для оборотного ізотермічного процесу робота, як відомо, визначається за формулою:

$$L = nRT \ln (P_1 / P_2).$$

Враховуючи, що $P = CRT$, будемо мати

$$L = nRT \ln (C_1 / C_2).$$

В процесі здійснення реакції типу (10.6), де парціальні тиски компонентів А і В зменшуються, а компонентів F і D зростають, вирази для максимальних робіт реакції мають вигляд:

$$L_{p \max} = RT \left\{ \ln [P_A^a P_B^b / (P_F^f P_D^d)] - \ln [P_{pA}^a P_{pB}^b / (P_{pF}^f P_{pD}^d)] \right\},$$

$$L_{v \max} = RT \left\{ \ln [C_A^a C_B^b / (C_F^f C_D^d)] - \ln [C_{pA}^a C_{pB}^b / (C_{pF}^f C_{pD}^d)] \right\},$$

де P_p і C_p – парціальні тиски і концентрації компонентів реакцій в рівноважному стані.

Приймаючи до уваги (10.27) і (10.28) остаточно одержимо

$$\begin{aligned} L_{p \max} &= RT \left\{ \ln [P_A^a P_B^e / P_F^f P_D^d] - \ln k_p \right\}, \\ L_{v \max} &= RT \left\{ \ln [C_A^a C_B^e / C_F^f C_D^d] - \ln k_c \right\}. \end{aligned} \quad (10.36)$$

Рівняння (10.36) називають **рівняннями ізотерми** ізобарно-ізо-термічних та ізохорно-ізотермічних реакцій відповідно. Вони дозволяють визначити напрямок реакції. Дійсно, для $\Delta G=0$ і $\Delta F=0$, $L_{p \max}=0$. Це означає, що система перебуває в стані динамічної рівноваги, а здійснення прямої або зворотної реакції неможливо. Означеній умові відповідає рівність доданків у правій частині (10.36). Якщо $\Delta G < 0$, то $L_{p \max} > 0$, а значення інших доданків ($\ln k_p$ і $\ln k_c$) більші, ніж перших, тобто реакція йде праворуч (пряма реакція). Коли $\Delta G > 0$, $L_{p \max} < 0$ і реакція йде ліворуч (зворотна реакція). Таким чином, в прямих і зворотних реакціях величини ΔG і ΔF є мірою хімічної спорідненості між речовинами.

Із (10.13) і (10.21) видно, що за умови низьких температур ($T \rightarrow 0$) зміна внутрішньої енергії та ентальпії можуть бути мірою хімічної спорідненості, тобто хімічну спорідненість може характеризувати тепловий ефект реакції. Зважаючи на те, що умовою здійснення реакції є $\Delta G < 0$ або $\Delta F < 0$, виходить, що в разі низьких температур реакції йдуть з виділенням теплоти (зменшенням ΔH і ΔU).

Рівняння (10.36) показують, що хімічна спорідненість для певної реакції і заданої температури залежить від початкових концентрацій компонентів. Тому для порівняльної оцінки хімічної спорідненості різних реакцій початкові концентрації компонентів приймають рівними одиниці (стандартна спорідненість). Тоді для стандартної спорідненості маємо

$$L_{v \max} = -\Delta F = -RT \ln k_c, \quad (10.37)$$

$$L_{p \max} = -\Delta G = -RT \ln k_p.$$

Стан хімічної рівноваги оборотних реакцій залежить від тем-

ператури, а отже, і від констант рівноваги. Якщо концентрації початкових компонентів в (10.36) вважати заданими, то перші доданки в правій частині мають сталі значення. Диференціювання рівнянь (10.36) з урахуванням (5.13), (5.14) і (10.13) дає відповідно

$$\begin{aligned}(\partial \ln k_p / \partial T)_p &= \Delta H / (RT^2) = Q_p / (RT^2), \\(\partial \ln k_c / \partial T)_v &= \Delta U / (RT^2) = Q_v / (RT^2).\end{aligned}\tag{10.38}$$

Перше рівняння називається **рівнянням ізобари**, а друге – **рівнянням ізохори**. В загальному вигляді залежність констант рівноваги від температури підпорядковується **закону Вант-Гоффа**.

$$d(\ln k) / dT = Q / (19,15 T^2).\tag{10.39}$$

З останнього виразу випливає, що в ендотермічних реакціях зростання температури зумовлює збільшення константи рівноваги, тобто зміщення реакції праворуч, коли міра реакції та поглинання теплоти збільшуються. В екзотермічних реакціях умова $dT > 0$ призводить до зменшення констант рівноваги, тобто реакція зміщується ліворуч, коли міра реакції та виділення теплоти зменшуються.

Якщо відомо значення константи рівноваги реакції k_1 для певної температури T_1 , то значення константи цієї реакції k_2 для іншої температури можна визначити інтегруванням (10.39)

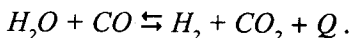
$$\ln(k_2 / k_1) = \bar{Q} / 19,15[(T_2 - T_1) / (T_2 T_1)],\tag{10.40}$$

де \bar{Q} – середнє значення теплового ефекту реакції в заданому інтервалі зміни температур.

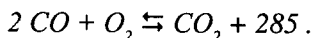
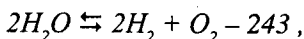
Ця формула дозволяє обчислювати теплові ефекти реакції з відомими константами рівноваги.

Приклад 10.3. Водяний газ утворюється з рівних об'ємів водяної пари і окису вуглецю. Визначити рівноважний склад водяного газу для температури 800 К, якщо константа рівноваги для 1000 К дорівнює 3,26; тепловий ефект утворення H_2O – 243 МДж/кМоль, а тепловий ефект утворення CO_2 із CO – 285 МДж/кМоль.

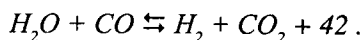
Запишемо реакція утворення водяного газу



Тепловий ефект реакції можна визначити, якщо записати реакції з відомими тепловими ефектами:



Склавши ці рівняння, одержуємо



Отже, тепловий ефект реакції дорівнює $Q = 42$ МДж/кМоль. Константу рівноваги для $T = 800$ К визначаємо за (10.40)

$$\begin{aligned} \ln k_{800} &= \ln k_{1000} + Q/19,15 (1/1000 - 1/800) = \\ &= \ln 3,26 + 42 \cdot 10^3 / 19,15 (0,001 - 0,00125) = 2,52. \end{aligned}$$

Звідки $k_{800} = 0,925$.

Визначимо тепер склад водяного газу в рівноважному стані.

Допустимо, що прореагувало x кіломолей H_2O і CO і відповідно отримано x кіломолей H_2 і CO_2 . Тоді в стані рівноваги буде $(1-x)$ H_2O , $(1-x)$ CO , xH_2 і xCO_2 кіломолей. Відповідно до цього константа рівноваги дорівнюватиме

$$k_C = (C_{H_2O} \cdot C_{CO}) / (C_{H_2} C_{CO_2}) = (1-x)^2 / x^2.$$

Підстановка значення константи рівноваги дає рівняння

$$0,925 x^2 = (1-x)^2,$$

корені якого $x_1 = 25,8$; $x_2 = 0,526$.

Перше значення x неможливе. Приймаючи $x = 0,526$, визначаємо, кМоль:

$$H_2O = (1-x) = (1-0,526) = 0,474 .$$

$$CO = (1-x) = 0,474 .$$

$$H_2 = x = 0,526 .$$

$$CO_2 = x = 0,526 .$$

Разом 2 кіломоля.

Приклад 10.4. Для реакції, наведеної в прикладі 10.3, визначити тепловий ефект Q_v для температури 1000 К, якщо константа рівноваги описується рівнянням:

$$\lg K = -2116/T + 0,783 \lg T - 0,43 \cdot 10^{-3} T .$$

Для заданої реакції зміна кіломолей $\Delta n = 2 - 2 = 0$. Тоді згідно з (10.29) $Q_p = Q_v$, а за (10.38) $K_p = K_c$. Далі продиференціюємо рівняння константи рівноваги і підставимо значення температури

$$d \lg K / dT = 2116/1000^2 + 0,783/(2,3 \cdot 1000) - 0,43 \cdot 10^{-3} = 2,026 \cdot 10^{-3} .$$

З іншого боку рівняння ізобари реакції з $T = 1000$ К за (10.39) буде

$$d \lg K / dT = Q / (19,5 \cdot 10^6) .$$

З останніх двох рівнянь визначаємо, кДж/кМоль

$$Q = 2,026 \cdot 10^{-3} \cdot 19,5 \cdot 10^6 = 38,8 \cdot 10^3 .$$

10.7. Третій закон термодинаміки

В загальному випадку обчислення теплового ефекту і хімічної спорідненості досить складне, тому що потребує визначення сталої інтегрування. Лише в двох випадках хімічна спорідненість визначається дуже просто: $T=0$ і для $(\partial \Delta G / \partial T)_p = 0$, тобто коли не залежить від температури. В.Нернст висловив гіпотезу, що для конденсованих систем з досить низькими температурами ($T \rightarrow 0$) значення енер-

гії Гібса і теплового ефекту реакції зближуються. Це означає, що залежності $\Delta H=f(T)$ і $\Delta G=f_f(T)$ не тільки мають загальну точку $T=0$, але й загальну дотичну паралельну вісі температур. Експерименти підтвердили, що властивості речовин поблизу абсолютного нуля не залежать від температури. Це положення отримало назву **теплової теореми Нернста**. Зокрема виходить, що

$$\lim (d\Delta H/dT)_{T \rightarrow 0} = \lim (d\Delta G/dT)_{T \rightarrow 0} = 0. \quad (10.41)$$

З урахуванням (5.10) із (10.41) витікає

$$\lim_{T \rightarrow 0} (-\Delta S) = 0. \quad (10.42)$$

Отож, коли $T \rightarrow 0$, то $\Delta S \rightarrow 0$, а $S \rightarrow S_0 = \text{const}$. Планк запропонував вважати ентропію для $T=0$ рівною нулю. Постулат Планка називають **третім законом термодинаміки**. Оскільки за умови $\Delta S=0$ теплообмін припиняється, то неможливо шляхом охолодження зменшити температуру тіла до абсолютного нуля. Інакше кажучи, не можна створити машину, яка б працювала з холодним джерелом і температурою $T=0$, тобто **вічного двигуна третього роду**.

Теплова теорема Нернста дозволяє обчислити зміну ентропії в хімічних реакціях

$$\Delta s = \Delta s_0 + \int_{T_{\text{ст}}}^T (\bar{C}_p / T) dT, \quad (10.43)$$

де Δs_0 – зміна ентропії для стандартних (нормальних) умов.

Якщо, наприклад, треба визначити максимальну роботу окислення вуглецю, то

$$L_{\text{max}} = \Delta H_{\text{оCO}_2} - 298 [S_{\text{оCO}_2} - (\Delta S_{\text{OC}} + \Delta S_{\text{оO}_2})].$$

10.8. Процеси горіння

Процеси горіння являють собою реакції окислення органічних палив. Продукти реакцій горіння використовуються як робочі тіла в

теплоенергетичних установках і теплових двигунах. Для порівняно невеликих тисків і високих температур в першому наближенні можна вважати, що продукти згорання палив (димові гази) мають властивості ідеальних газів. До складу органічних палив входять переважно компоненти: C , H_2 , S , O_2 або їх сполучення.

Тверді та рідкі палива являють поєднання палих і непалих складових. До останніх відносять азот N , золу A і вологу W . До складу газоподібних палив входять CO , H_2 , H_2S , N_2 , O_2 , CO_2 і різні вуглеводні $C_m H_n$.

Елементарний склад твердих і рідких палив задається масовим процентним вмістом:

$$C^P + H^P + S^P + O^P + N^P + A^P + W^P = 100\% , \quad (10.44)$$

де кожна складова визначається відсотком в 1 кг палива. Склад палива за (10.44) називається робочим.

Склад газоподібних палив задається, як правило, в процентах за об'ємом

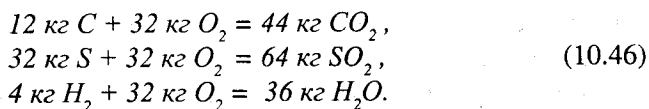
$$CO + H_2 + H_2S + \sum C_m H_n + CO_2 + N_2 + O_2 = 100\% . \quad (10.45)$$

Згорання називається повним, коли всі реакції окислення йдуть до кінця з утворенням CO_2 , H_2O , SO_2 . В процесах неповного згорання залишаються паливі речовини, наприклад, CO , SO .

Неповне згорання виникає, коли є нестача кисню (повітря) і зв'язане з втратами теплової енергії (приклад неповного згорання вуглецю наведений в п.10.3). Тому, щоб уникнути неповного згорання під час організації процесів горіння, повітря подають з надлишком, тобто у більшій кількості, ніж потрібно за стехіометричними розрахунками. Цей надлишок враховується коефіцієнтом зайвину повітря $\alpha > 1$.

Для визначення необхідної кількості кисню (повітря) і складових продуктів згорання виконують розрахунки матеріального балансу процесів горіння. Тому, що стехіометричні коефіцієнти в рівняннях хімічних реакцій відповідають мольним кількостям компонентів, то рівняння реакцій по суті справи є баланс реагуючих речовин. Вра-

ховуючи молярні маси, запишемо реакції горіння для твердих і рідких палив:



Тоді в разі повного згорання для спалювання 1 кг відповідних компонентів потрібні теоретичні об'єми кисню, м³/кг

$$\begin{aligned} V_{O_2}^C &= 32/12 v_{O_2} = 32/12 \cdot 0,7 = 1,866, \\ V_{O_2}^S &= 32/32 v_{O_2} = 32/32 \cdot 0,7 = 0,7, \\ V_{O_2}^{H_2} &= 32/4 v_{O_2} = 32/4 \cdot 0,7 = 5,6, \end{aligned} \quad (10.47)$$

де v_{O_2} – питомий об'єм кисню для нормальних умов, м³/кг.

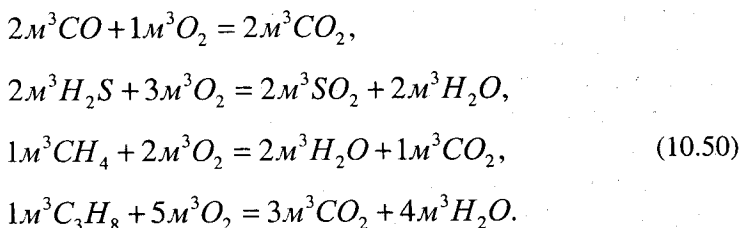
Мінімальний об'єм кисню, необхідний для повного згорання твердих і рідких палив на підставі (10.44) і (10.46) буде

$$V_{O_2}^o = 0,01[1,866C^P + 5,6H^P - 0,7(O^P - S^P)]. \quad (10.48)$$

Вміст кисню в атмосферному повітрі округлюють до 21%. Тому теоретична витрата повітря складатиме:

$$V^o = V_{O_2}^o / 0,21. \quad (10.49)$$

Запишемо деякі балансові рівняння горіння газоподібних палив:



Звідки ясно, що на повне згорання 1 м^3 компонентів витрачаються такі об'єми кисню, $\text{м}^3/\text{м}^3$

$$V_{O_2}^{CO} = 0,5; \quad V_{O_2}^{H_2S} = 1,5; \quad V_{O_2}^{CH_4} = 2; \quad V_{O_2}^{C_3H_8} = 5 \quad (10.51)$$

Тоді згідно з (10.45) теоретичний об'єм кисню, необхідний для повного згорання 1 м^3 газоподібного палива дорівнюватиме

$$V_{O_2}^o = 10^{-2} [0,5(CO + H_2) + 1,5H_2S + \\ + \sum (m + n/4)C_mH_n - O_2] . \quad (10.52)$$

Об'єм димових газів за умови повного згорання одиниці палива складається з об'ємів продуктів згорання окремих паливних компонентів і об'єму азоту, що надходить з повітрям. Отже, теоретичний об'єм продуктів згорання ($\alpha=1$) дорівнює

$$V_2^o = V_{CO_2} + V_{SO_2} + V_{N_2}^o + V_{H_2O}^o = V_{RO_2} + V_{N_2}^o + V_{H_2O}^o , \quad (10.53)$$

де $V_{RO_2} = V_{CO_2} + V_{SO_2}$ – сумарний об'єм триатомних газів, який залежить від коефіцієнта зайвини повітря.

Об'єми згорання окремих компонентів палива визначаються із стехіометричних рівнянь реакцій горіння. Так для повного згорання 1 кг рідких або твердих палив за (10.46) можна визначити

$$V_{CO_2} = 44/12v_{CO_2} = (44/12)0,509 = 1,866 \text{ м}^3 / \text{кг},$$

$$V_{SO_2} = 64/32v_{SO_2} = 2 \cdot 0,34 = 0,68 \text{ м}^3 / \text{кг}, \quad (10.54)$$

$$V_{H_2O}^o = 36/4v_{H_2O} = 9 \cdot 1,24 = 11,1 \text{ м}^3 / \text{кг}.$$

Теоретичний об'єм азоту визначається за формулою, $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V_{N_2}^o = 0,79V^o + 0,8N^P / 100. \quad (10.55)$$

Якщо враховувати значення коефіцієнта зайвини повітря ($\alpha > 1$), вміст вологи в паливі та повітрі, то об'єм продуктів згорання дорівнюватиме

$$\begin{aligned}
 V_2 &= V_{RO_2} + V_{H_2O} + V_{N_2} + (\alpha - 1)V^o = \\
 &= 0,01[(1,86C^P + 0,68S^P) + (11,1H^P + 1,24W^P) + 1,61V^o] + \\
 &\quad + (0,79V^o + 0,008N^P) + (\alpha - 1)V^o .
 \end{aligned} \quad (10.56)$$

В процесі спалювання газоподібних палив об'єми продуктів згорання компонентів палива легко визначаються за (10.50). Під час згорання $1 \text{ м}^3 \text{ CO}$ утворюється $1 \text{ м}^3 \text{ CO}_2$; $1 \text{ м}^3 \text{ H}_2\text{S}$ утворюється $1 \text{ м}^3 \text{ SO}_2$, а 1 м^3 вуглеводнів ($C_m H_n$) утворюється $0,5 n (C_m H_n) \text{ м}^3 \text{ H}_2\text{O}$ і $m C_m H_n \text{ CO}_2 \text{ м}^3$.

Сумарний об'єм продуктів згорання газоподібних палив складає, $\text{м}^3/\text{м}^3$

$$\begin{aligned}
 V_2 &= V_{RO_2} + V_{H_2O} + V_{N_2} = 10^{-2}[(CO_2 + CO + \\
 &+ \sum m C_m H_n) + (H_2 + \sum 0,5n C_m H_n + 1,61V^o)] + \\
 &\quad + 0,79V^o + 0,01N_2 + (\alpha - 1)V^o .
 \end{aligned} \quad (10.57)$$

Ентальпія продуктів згорання визначається за формулою, $\text{кДж}/\text{м}^3$

$$\begin{aligned}
 H_2 &= V_{CO_2} (c't)_{CO_2} + V_{SO_2} (c't)_{SO_2} + V_{N_2} (c't)_{N_2} + \\
 &\quad + V_{H_2O} (c't)_{H_2O} + (\alpha - 1)V^o (c't)_{ns} .
 \end{aligned} \quad (10.58)$$

де c' – об'ємна теплоємність компонентів димових газів для відповідної температури, яка визначається з таблиць (дод. 1).

Головною енергетичною характеристикою палива є його теплота згорання (тепловидатність), тобто теплота, яка вивільнюється в процесі повного згорання одиниці палива і охолодження димових газів до початкової температури. Під час охолодження продуктів згорання можливі два випадки: водяна пара в димових газах залишається в газоподібній фазі, водяна пара конденсується, віддаючи теплоту пароутворення. В першому випадку теплота згорання палива буде мати менше значення, ніж в другому. Тому розрізняють ниж-

ню (меншу) Q_n^p і верхню (вищу) Q_g^p теплоту згорання палива, які зв'язані співвідношенням

$$Q_n^p = Q_g^p - 25(9H^p + 6W^p). \quad (10.59)$$

У вітчизняній практиці нормативною методикою визначення Q_n^p для спалювання рідких і твердих палив запропонована формула Д.І.Менделєєва

$$Q_n^p = 4,187 [81C^p + 246 H^p + 26 (S^p - O^p) - 25 W^p]. \quad (10.60)$$

Для газоподібних палив величину Q_n^p обчислюють за формулою:

$$\begin{aligned} Q_n^p = & 4,187 [85,56 CH_4 + 141 C_2H_4 + 152,3 C_2H_6 + \\ & + 218 C_3H_8 + 283,5 C_4H_{10} + 349 C_5H_{12} + \\ & + 205,5 C_3H_6 + 30,18 CO + 25,79 H_2 + 56 H_2S]. \end{aligned} \quad (10.61)$$

За пропозицією Я.Шаргута хімічною ексергією палива називають максимальну роботу, яку можна отримати в оборотному процесі горіння до термодинамічної рівноваги з навколишнім середовищем. Якщо паливо перед згоранням має більш високі параметри, ніж параметри навколишнього середовища, то до хімічної ексергії палива e_x^x додають ще так звану "фізичну ексергію" палива e_x^ϕ .

Загальна ексергія палива складає

$$e_x^n = e_x^x + e_x^\phi = C_{pn} t_n (1 - T_{nc} / T_n) + e_x^x, \quad (10.62)$$

де C_{pn} і t_n – теплоємність і температура палива відповідно.

Різні наближені методи визначення хімічної ексергії палива засновані на використанні теплоти згорання. Орієнтовні значення e_x^x для твердих, рідких і газоподібних палив можна обчислювати за спрощеними співвідношеннями:

$$\begin{aligned} e_{x_{тв.}}^x &= Q_g^p (1 - W^p / 100), \\ e_{x_p}^x &= 0,975 Q_g^p, \\ e_{x_z}^x &= 0,96 Q_g^p. \end{aligned} \quad (10.63)$$

Приклад 10.5. В камері згорання ГТУ спалюється рідке паливо, яке має склад: $C^p = 84\%$; $H^p = 10\%$; $O^p = 1,5\%$; $N^p = 2,5\%$. Визначити ексергію палива і коефіцієнт зайвини повітря за умови, що температура димових газів не повинна перевищувати 1000°C . Температура палива і повітря, що надходить в камеру згорання ГТУ, дорівнюють 100°C , а температура навколишнього середовища 300 K . Теплоємність палива $C_{pn} = 2,2\text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$.

Теплота згорання палива за (10.60), $\text{кДж}/\text{кг}$

$$Q_n^p = 4,187 (81 \cdot 84 + 246 \cdot 10 - 26 \cdot 1,5) = 38680.$$

Теплота, яка вноситься в камеру згорання з 1 кг палива (фізична теплота палива) $\text{кДж}/\text{кг}$

$$q_\phi = I \cdot C_{pn} \cdot t_n = 1 \cdot 2,2 \cdot 100 = 220.$$

Фізична ексергія палива за (10.62), $\text{кДж}/\text{кг}$

$$e_x^\phi = q_\phi (1 - T_{nc} / T_n) = 220 (1 - 300 / 373) = 43.$$

Вища теплота згорання палива за (10.59), $\text{кДж}/\text{кг}$

$$Q_s^p = Q_n^p + 25 \cdot 9 \cdot H^p = 38680 + 25 \cdot 9 \cdot 10 = 40930.$$

Ексергія палива за (10.62), $\text{кДж}/\text{кг}$

$$e_x^n = 0,975 \cdot 40930 + 43 = 39950.$$

Теоретично необхідний об'єм повітря за (10.48) і (10.49), $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V^o = 0,01 (1,866 \cdot 84 + 5,6 \cdot 10 - 0,7 \cdot 1,5) / 0,21 = 10,1.$$

Об'єми продуктів згорання за (10.56), $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V_{RO_2} = 0,01(1,866 \cdot 84) = 1,567,$$

$$V_{H_2O} = 0,01(11,1 \cdot 10 + 1,61 \cdot 10,1) = 1,272,$$

$$V_{N_2} = 0,79 \cdot 10,1 + 0,008 \cdot 2,5 = 8.$$

Ентальпія димових газів для температури 1000°C за (10.58), $\text{кДж}/\text{кг}$

$$H_z = (1,567 \cdot 1,15 + 1,272 \cdot 2,1 + 8 \cdot 1,1) \cdot 1000 + \\ + (\alpha - 1) 1,05 \cdot 10 \cdot 1000 = 13273 + 10500 (\alpha - 1).$$

Тут теплоємність компонентів для заданої температури визначена з дод.1 і дод.6.

Теплота, яка вноситься з повітрям у камеру згорання ГТУ, $\text{кДж}/\text{кг}$

$$q_{нс} = \alpha V^o C_{рнс} t_{нс} = \alpha \cdot 10,1 \cdot 1 \cdot 100 = 1010\alpha .$$

Тепловий баланс камери згорання

$$q_{ф} + q_{нс} + Q_n^p = H_z .$$

Отже,

$$220 + 1010\alpha + 38680 = 13273 + 10500(\alpha - 1) .$$

Звідки шукана величина зайвини повітря дорівнює $\alpha = 2,8$.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що розуміють під мірою і швидкістю хімічної реакції?
2. Що розуміють під хімічно оборотними і хімічно необоротними реакціями?
3. Що називають тепловим ефектом реакції?
4. Який з теплових ефектів Q_v або Q_p більший для реакції з $\Delta n > 0$?
5. В чому полягає суть закону Гесса?
6. Що визначає закон Кірхгофа?
7. Як формулюється умова хімічної рівноваги?
8. Який зміст мають константи рівноваги?
9. Що називають енергією активації?
10. Що розуміють під мірою дисоціації?
11. Що є мірою хімічної спорідненості?
12. Чи можливо шляхом зміни температури змінити напрямок хімічної реакції?
13. Що характеризує закон Вант-Гоффа?
14. Що стверджує третій закон термодинаміки?
15. Що називають повним і неповним згоранням палива?
16. Що характеризує коефіцієнт зайвини повітря?
17. Чим відрізняються вища і нижча теплота згорання палива?
18. Як впливає коефіцієнт зайвини повітря на ентальпію продуктів згорання?

11. ТЕЧІЯ І ДРОСЕЛЮВАННЯ ГАЗІВ

В теплосилових і теплотехнологічних установках застосовуються процеси течії газів (пари) в каналах різної форми. В більшості випадків потоки робочих тіл можна розглядати в рамках одномірної усталеної моделі. Тому для термодинамічного аналізу процесів течії використовують рівняння нерозривності та балансів енергії для усталених поточних процесів.

11.1 Загальні положення процесів течії

Для прийнятої моделі потік розглядається як внутрішньо рівноважний процес, в якому в кожному його перерізі значення термодинамічних параметрів визначається однозначно. Поточні усталені процеси, в яких не виконується технічна робота, називаються **процесами течії**. Вони відбуваються в каналах, де нема пристроїв для здійснення роботи (трубопроводи, сопла, дифузори).

Раніше було з'ясовано (див.приклад 2.1), що зміною потенціальної енергії положення газів можна знехтувати. Тому рівняння балансу енергії в процесах течії за (2.38) буде мати вигляд:

$$q = h_2 - h_1 + (C_2^2 - C_1^2) / 2. \quad (11.1)$$

Для адіабатних рівноважних процесів течії одержимо

$$(C_2^2 - C_1^2) / 2 = h_1 - h_2 = H_o = - \int_1^2 v dP, \quad (11.2)$$

де $H_o = h_1 - h_2$ – зменшення ентальпії, яку прийнято називати **адіабатним теплоперепадом**.

Як відомо (див.гл.3), течія речовини можлива лише при наявності від'ємного градієнту тиску ($-dP$). За такої умови в стисливному середовищі виникають зміни тиску і густини вздовж потоку. Уявимо собі рух газу з повільним стиском під поршнем в циліндрі. Елементарне переміщення поршня викликає підвищення тиску на dP і

відповідно густини на $d\rho$ в примикаючій до поршня області газу. В подальшому русі поршня аналогічні зміни тиску і густини поширюються вздовж потоку, тобто вздовж потоку поширюються періодичні коливання тиску і густини з певною швидкістю, яка за Лапласом називається **швидкістю звука**. Зміни P і ρ за Лапласом відбуваються адіабатно. Через малі амплітуди коливань процес зміни стану газу можна вважати оборотним. Тому швидкість звука a є параметром і визначається за формулою:

$$a = (\partial P / \partial \rho)_s^{0.5} = [v^2 (-\partial P / \partial v)_s]^{0.5}. \quad (11.3)$$

Враховуючи, що для одномірної адіабатної течії

$$(\partial P / \partial v)_s = dP / dv,$$

$$a \quad k = -v dP / (P dv),$$

замість (11.3) одержимо

$$a = (kPv)^{0.5} = (kRT)^{0.5}. \quad (11.4)$$

Швидкість руху в будь-якому перерізі адіабатного потоку на підставі (11.2) дорівнює

$$C = [2 \int_1^2 -v dP + C_1^2]^{0.5} = (2H_o + C_1^2)^{0.5}. \quad (11.5)$$

Прискорений рух газу ($dC > 0$) відповідає умові $dP < 0$ і $dh < 0$, тобто приріст кінетичної енергії адіабатної течії відбувається за рахунок зменшення потенціальної енергії тиску або ентальпії. Сповільнений рух ($dC < 0$) реалізується коли $dP > 0$ і $dh > 0$, тобто зменшення кінетичної енергії потоку супроводжується рівновеликим зростанням ентальпії. Ентальпія повністю загальмованої течії досягає свого максимального значення

$$h^* = h_1 + C^2/2 \quad (11.6)$$

і називається **повною ентальпією**.

Останньому виразу можна надати вигляд:

$$T^* = T_1 + C^2 / (2\bar{C}_p), \quad (11.7)$$

де T^* – температура адиабатного гальмування, К; T_1 – температура незагальмованої течії; \bar{C}_p – середнє значення ізобарної теплоємності в інтервалі температур від T^* до T_1 .

Для ідеальних газів з урахуванням (6.6) і (11.4) замість (11.7) можна отримати

$$T^* = T_1 [1 + (k-1) M^2 / 2], \quad (11.8)$$

де безрозмірна швидкість $M = C/a$ називається **критерієм (числом) Маха**.

Тиск і густина загальмованої течії визначається за формулами

$$P^* = P_1 [1 + (k-1) M^2 / 2]^{k/(k-1)}, \quad (11.9)$$

$$\rho^* = \rho_1 [1 + (k-1) M^2 / 2]^{-(k-1)}. \quad (11.10)$$

Величину P^* називають **повним тиском**.

11.2. Адиабатна течія ідеальних газів в каналах

Канали, в яких рух газу прискорюється, називаються **соплами**. Канали, в яких рух газу сповільнюється, називаються **дифузорами**. З попереднього ясно, що в соплах газ розширюється ($dP < 0$), а в дифузорах стискається ($dP > 0$). Згідно з рівнянням нерозривності потоку (1.3) зміна швидкості зв'язана зі зміною площі перерізу каналу і питомого об'єму речовини. На підставі (11.4) і (11.5) рівняння (1.3) можна перетворити

$$df/f = (M^2 - 1) dC/C. \quad (11.11)$$

З останнього виразу витікає, що в разі дозвукових швидкостей потоку ($M < 1$) величини df і dC повинні мати різні знаки: $df < 0$ і $dC > 0$ для течії в соплах; $df > 0$ і $dC < 0$ для течії в дифузорах. В течіях з над-

звуковими швидкостями ($M > 1$) df і dC повинні мати однакові знаки: $df > 0$ і $dC > 0$. Звукова швидкість течії досягається за умови $df = 0$, тобто в мінімальному перерізі каналу, який називається **критичним**. Отже, в критичному перерізі досягається звукова швидкість, яка також називається **критичною** і може бути визначена за допомогою критичних параметрів

$$C_{кр} = (kP_{кр} v_{кр})^{0,5} = (kRT_{кр})^{0,5}. \quad (11.12)$$

З іншого боку поточну швидкість газу зручно визначити за (7.40) і (11.5)

$$C = [2kP_1 v_1 / (k-1) (1 - \beta^{(k-1)/k}) + C_1^2]^{0,5}, \quad (11.13)$$

де $\beta = P_2 / P_1$ – величина, яка характеризує міру розширення газу.

У випадку витікання газу із сопла, як правило, $C_2 \gg C_1$, і початковою швидкістю можна знехтувати. Критична швидкість витікання повинна досягатись коли $\beta = \beta_{кр} = P_{кр} / P_1$. Тоді на підставі (11.13) одержимо

$$C_{кр} = [2kP_1 v_1 / (k-1) (1 - \beta_{кр}^{(k-1)/k})]^{0,5}. \quad (11.14)$$

Порівнюючи (11.12) і (11.14) та приймаючи до уваги, що $P_{кр} = P_1 \beta_{кр}$, а $v_{кр} = v_1 / \beta_{кр}^{1/k}$, визначимо значення критичної міри розширення

$$\beta_{кр} = [2 / (k+1)]^{k/(k-1)}. \quad (11.15)$$

Таким чином, критичне значення міри розширення залежить тільки від показника адиабати (роду газу). Для одноатомних газів $\beta_{кр} = 0,49$, для двоатомних – 0,528, для триатомних – 0,546.

Витрата газу легко обчислюється за допомогою (1.2) і (11.13)

$$G = f_2 C_2 / v_2 = f_2 \left\{ 2kP_1 v_1 [k-1]^{-1} (\beta^{2/k} + \beta^{(k+1)/k}) \right\}^{0,5} \quad (11.16)$$

Із розглянутого виходить, що для досягнення звукових швидкостей переріз каналу повинен зменшуватись. В мінімальному (критичному) перерізі сопла швидкість витікання дорівнює місцевій

швидкості звука і є найбільшою для звуженого сопла. Критичній швидкості відповідає і максимальна витрата газу. Але у міру того як зменшується тиск газу вздовж каналу, зростає його питомий об'єм. Аналіз (1.3) показує, що для $\beta > \beta_{кр}$ $dv/v < dC/C$ і сопло повинно бути звуженим, а для $\beta < \beta_{кр}$ навпаки розширеним ($df/f > 0$). Отже, для досягнення надзвукових швидкостей, коли $P_2 < P_{кр}$, площа перерізу сопла після мінімального його значення повинна зростати. Надзвукові швидкості витікання досягаються в комбінованих соплах, які складаються з двох частин: звуженого сопла і дифузора (рис.11.1). Такі сопла називаються соплами Лавалю. У найвужчому перерізі сопла швидкість газу дорівнює критичній. В розширеній частині сопла за умови постійної витрати швидкість газу перевищує звукову швидкість. На рис.11.1 показані зміни тиску і швидкості газу вздовж сопла Лавалю.

Для запобігання виникнення завихрень і відриву газу від стінок сопла кут конусності дифузора виконують в межах 10–12°. Для відомої витрати мінімальна площа перерізу сопла визначається з рівняння нерозривності

$$f_{min} = Gv_{кр} / C_{кр} . \quad (11.17)$$

Для визначення критичної швидкості крім (11.12) і (11.14) використовують формулу

$$C_{кр} = 44,72 (h_1 - h_{кр})^{0,5} , \quad (11.18)$$

де $h_{кр}$ – ентальпія в критичному перерізі сопла, кДж/кг.

Аналогічно до вищевикладеного обчислюється площа перерізу сопла і швидкість витікання із сопла з кінцевим значенням тиску P_2 (β_2). Якщо переріз сопла круглий, то довжину дифузора можна визначити за формулою:

$$L = (d_2 - d_{min}) / [2 \operatorname{tg}(\gamma / 2)] ,$$

а довжину звуженої частини сопла l приймають рівною кінцевому діаметру d_2 .

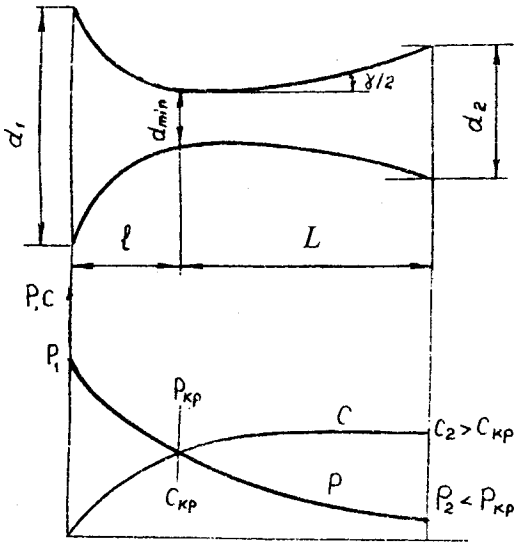


Рис. 11.1

Розглянуті процеси витікання справедливі тільки для оборотних адиабатних процесів. Дійсні процеси течії супроводжуються дисипативними втратами енергії, обумовленими тертям газу об стінки сопла, а також внутрішнім тертям в самому газі. На подолання тертя витрачається певна частка кінетичної енергії потоку, що сповільнює течію. Тому дійсна швидкість витікання менша за теоретичну, тобто $C_{20} < C_2$. Відношення

$$C_{20}/C_2 = \varphi \quad (11.19)$$

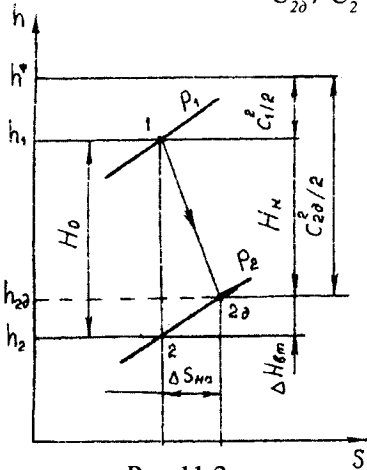


Рис. 11.2.

називають **швидкісним коефіцієнтом**.

Баланс енергій для витікання газу із сопла показаний на рис. 11.2. Найбільший приріст кінетичної енергії потоку відповідає оборотному процесу розширення зі сталою ентропією ($s_1 = s_2$). При цьому адиабатний теплоперепад H_0 має найбільше значення і характеризує найбільшу роботоспроможність потоку.

Якщо процес витікання необоротний, то втрата енергії на подолання тертя буде складати

$$\Delta H_{em} = (C_2^2 - C_{20}^2) / 2 = (1 - \varphi^2) C_2^2 / 2 = \xi H_o, \quad (11.20)$$

де $\xi = (1 - \varphi^2)$ – частка необоротних втрат кінетичної енергії потоку.

Дійсний процес витікання зображується лінією $1-2\delta$. Точка 2δ визначається на перетині ізобари P_2 з лінією ізоентальпи $h_{2\delta}$, значення котрої дорівнює

$$h_{2\delta} = h_2 + \xi H_o.$$

Дисипативним втратам відповідає певне зростання ентропії $\Delta s_{HO} = s_{2\delta} - s_1$. Дійсний (наявний) теплоперепад складає

$$H_n = h_1 - h_{2\delta}. \quad (11.21)$$

Внутрішній ККД сопла

$$\eta_i^c = H_n / H_o = 1 - \xi = \varphi^2. \quad (11.22)$$

В разі течії газу в дифузорах тиск зростає, а кінетична енергія зменшується, тобто дифузор являє собою пристрій, дія котрого зворотна дії сопла. Повна ентальпія в адиабатному дифузори залишається сталою, а приріст ентальпії дорівнює зменшенню кінетичної енергії потоку (рис.11.3), яка визначається різницею ентальпій $H_o = h_2 - h_1$. Якщо потік гальмується до нульової швидкості, то повна ентальпія h^* співпадає з ентальпією в точці 2. В необоротному процесі течії енергія дисипації підвищує ентальпію потоку на величину ΔH_{em} , а дійсний процес $1-2\delta$ відбувається зі зростанням ентропії на величину $\Delta s_{HO} = s_{2\delta} - s_1$.

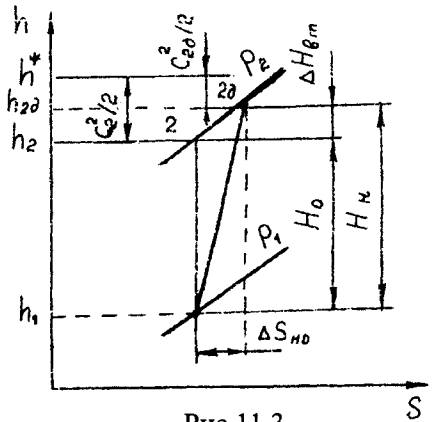


Рис.11.3.

Приклад 11.1. Температура газу перед газовою турбіною $827\text{ }^\circ\text{C}$, а тиск $0,6\text{ МПа}$. Газ розширюється в соплах до тиску $P_2 = 0,1\text{ МПа}$. Визначити геометричні розміри сопла, якщо швидкісний коефіцієнт $\varphi = 0,975$, а витрата $G = 0,5\text{ кг/с}$. Прийняти газ триатомним з молекулярною масою $\mu = 30\text{ кг/кМоль}$ і теплоємністю $C_p = 1,1\text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$.

Міра розширення газу

$$\beta = P_2 / P_1 = 0,1 / 0,6 = 0,166 .$$

Для триатомного газу $\beta_{кр} = 0,546$. Оскільки $\beta < \beta_{кр}$, то витікання відбувається з комбінованого сопла Лаваля. Питомі об'єми газу в характерних перерізах сопла, $\text{м}^3/\text{кг}$.

$$v_1 = RT_1 / P_1 = 8314,4 (827 + 273) / (30 \cdot 0,6 \cdot 10^6) = 0,33 ,$$

$$v_{кр} = v_1 / \beta_{кр}^{1/k} = 0,33 / 0,166^{1/1,33} = 0,524 ,$$

$$v_2 = v_1 \cdot \beta^{1/k} = 0,33 / 0,166^{1/1,33} = 1,3 .$$

Температури газу в перерізах сопла, К

$$T_{кр} = T_1 (v_1 / v_{кр})^{k-1} = 1100 (0,33/0,524)^{0,33} = 944 ,$$

$$T_2 = T_1 (v_1 / v_2)^{k-1} = 1100 (0,33/1,3)^{0,33} = 700 .$$

Швидкості газу в перерізах сопла, м/с

$$C_{кр} = 44,72 \cdot \varphi [C_p (T_1 - T_{кр})]^{0,5} =$$

$$= 44,72 \cdot 0,975 [1,1 (1100 - 944)]^{0,5} = 571 ,$$

$$C_{20} = 44,72 \cdot 0,975 [1,1 (1100 - 700)]^{0,5} = 914,6 .$$

Мінімальний переріз сопла, м^2

$$f_{min} = G v_{кр} / C_{кр} = 0,5 \cdot 0,524 / 571 = 4,6 \cdot 10^{-4} .$$

Кінцевий переріз сопла, м^2

$$F_2 = G v_2 / C_{20} = 0,5 \cdot 1,3 / 914,6 = 7,1 \cdot 10^{-4} .$$

Діаметри сопла Лаваля, м

$$d = (4 \cdot f_{\min} / \pi)^{0,5} = (4 \cdot 4,6 \cdot 10^{-4} / 3,14)^{0,5} = 0,024 \text{ ,}$$

$$D = (4 \cdot f_2 / \pi)^{0,5} = (4 \cdot 7,1 \cdot 10^{-4} / 3,14)^{0,5} \approx 0,03 \text{ .}$$

Довжина дифузора, м

$$l = (D - d) / [2 \operatorname{tg}(\gamma/2)] = (0,03 - 0,024) / [2 \operatorname{tg}(6^\circ)] = 0,056 \text{ .}$$

Приклад 11.2. В адиабатний дифузор надходить гелій з початковими параметрами: $P_1 = 10$ бар; $t_1 = 227$ °С; $C_1 = 400$ м/с. Визначити тиск, який можна отримати за умови повного гальмування газу, якщо швидкісний коефіцієнт $\varphi = 0,95$.

Газова стала гелію, кДж/кг·К

$$R = 8,3144 / \mu = 8,3144 / 4 = 2,078 \text{ .}$$

Питомий об'єм газу на вході в дифузор, м³/кг

$$v_1 = RT_1 / P_1 = 2,078 \cdot 10^3 \cdot 500 / 10^6 = 1,04 \text{ .}$$

Температурний перепад в оборотному процесі, кДж/кг

$$H_o = h_2 - h_1 = (C_2^2 - C_1^2) / 2 = 400^2 \cdot 10^{-3} / 2 = 80 \text{ .}$$

Втрати енергії в разі необоротної течії, кДж/кг

$$\Delta H_{\text{ем}} = H_o (1 - \varphi^2) = 80 (1 - 0,95^2) = 7,6 \text{ .}$$

Дійсний температурний перепад, кДж/кг

$$H_o = H_o + \Delta H_{\text{ем}} = 80 + 7,6 = 87,6 \text{ .}$$

Для течії в дифузори з $C_2 = 0$ матимемо [4]

$$(P_2 / P_1)^{(k-1)/k} = 1 + (k-1)/k \cdot H_o / (P_1 v_1) \text{ ,}$$

тобто

$$(P_2/P_1)^{0,66/1,66} = 1 + 0,66/1,66 \cdot 87,6 / (10^6 \cdot 1,04) 10^{-3} = 1,0337, \text{ звідки} \\ P_2/P_1 = 1,0337^{1,66/0,66} = 1,086.$$

Кінцевий тиск з повним гальмуванням, бар

$$P_2 = P_1 \cdot 1,086 = 10 \cdot 1,086 = 10,86.$$

11.3. Дроселювання газів і пари

Дроселюванням називають процес зменшення тиску в установленому потоці під час подолання місцевих перешкод. Перешкоди в каналах зустрічаються у вигляді клапанів, заслінок, діафрагм, тощо. Будь-які місцеві перешкоди зумовлюють затрати енергії на їх подолання, тобто часткову втрату роботоспроможності потоку. На рис. 11.4

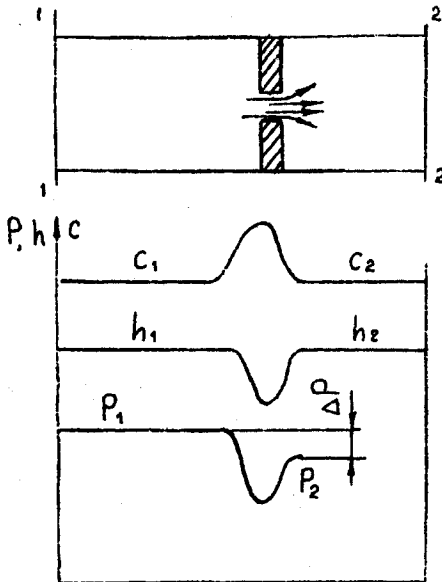


Рис. 11.4.

наведена схема течії в каналі з діафрагмою, а також діаграми зміни параметрів в потоці. В процесі дроселювання газу відбуваються наступні зміни його стану. В місці звуження потоку виникає зростання швидкості та зменшення тиску. За місцевою перешкодою швидкість зменшується до початкового значення, а тиск підвищується, але до початкового значення не відновлюється, внаслідок необоротних втрат на тертя і завихрення.

Величина падіння тиску ΔP залежить від властивостей газу, його стану і міри зву-

ження прохідного перерізу. Без істотних помилок можна вважати, що ентальпія газу під час дроселювання залишається сталою. Для перерізів, які дещо віддалені від місця звуження справедливі умови: $dc = 0$ і $dh = 0$. Це означає, що в процесі дроселювання ідеального газу $dh = C_p dT = 0$ і $dT = 0$, тобто температура потоку залишається сталою. Внаслідок необоротних втрат енергії ($dP \neq 0$) процес відбувається з виробленням ентропії, зміна якої обчислюється за формулою для ізотермічного процесу.

В процесах дроселювання реальних газів (пари) температура потоку не залишається сталою. В залежності від властивостей газів і умов течії величина dT може бути як менше, так і більше нуля (ефект Джоуля-Томсона). Зміна температур в процесі адіабатного дроселювання може оцінюватись за допомогою диференціального дросельного ефекту

$$\alpha_i = dT_i / dP. \quad (11.23)$$

Величина α_i характеризує швидкість зміни температури від зміни тиску в процесі дроселювання. Вона може бути визначена за (5.29) для $dh=0$

$$(\partial T / \partial P)_h = [T(\partial v / \partial T)_p - v] / C_p = \alpha_i. \quad (11.24)$$

Для одного і того ж газу може бути, що $\alpha_i > 0$ (охолодження) і $\alpha_i < 0$ (нагрівання) в різних областях стану. Стан газу, в якому $\alpha_i = 0$, називають **точкою інверсії** ефекту Джоуля-Томсона. Температура в точці інверсії називається температурою інверсії. Геометричне місце точок, для яких $\alpha_i = 0$, називається кривою інверсії (рис. 11.5). Вона відокремлює області вхідних температур і тисків,

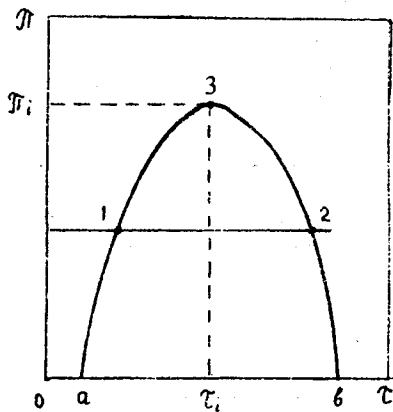


Рис.11.5.

для яких дроселювання супроводжується нагріванням або охолодженням.

За (11.24) виходить, що α_i змінює знак, коли

$$T (\partial v / \partial T)_p < v. \quad (11.25)$$

Цей вираз називають “рівнянням” інверсії.

Використання рівняння ван-дер-ваальсівського газу в формі (8.19) дає змогу побудувати криву інверсії в приведених координатах $\pi - \tau$.

Крива інверсії має максимум в точці 3, для якої $\pi_i = 9$ і $\tau_i = 3$. Вона перетинає вісь τ в двох точках a і b з $\tau_a = 0,75$ і $\tau_b = 6,75$. Це означає, що для всіх значень тиску $P > 9P_{кр}$ значення α_i від’ємні, тобто процес дроселювання супроводжується нагріванням газу. Для тисків $P < 9P_{кр}$ існують дві точки інверсії 1 і 2, які обмежують область додатного α_i , де дроселювання супроводжується охолодженням газу. Ці точки називаються нижньою і верхньою інверсійними точками відповідно.

Інтегральний дросель-ефект



Рис.11.6.

визначається, як правило, за допомогою $T - s$ або $h - s$ діаграм.

В процесах дроселювання водяної пари її температура завжди зменшується тому, що температура інверсії складає 4370 К. Процеси дроселювання водяної пари зручно досліджувати за допомогою $h - s$ діаграм (рис.11.6).

Під час дроселювання пари з тиском $P < P_{кр}$ (процес 1'' – 2'' – 3) пара може підсушуватись, бути сухою насиченою (точка 2) і перегрітою (точка 3). Зниження температури в процесі дроселювання насиченої пари може бути дуже істотним.

В області перегрітої пари зменшення температури за рахунок дроселювання значно повільніше. На $h - s$ діаграмі наочно видно, що необоротний процес дроселювання 1–2 зв'язаний з втратою робото спроможності. Якщо б пара в точці 1 виконувала роботу в тепловому двигуні до тиску P_3 , то оборотна робота пари дорівнювала: $H_{o1-3} = h_1 - h_{k1}$. Якщо цю пару спочатку здроселювати до тиску P_2 (точка 2), а після цього спрямувати у тепловий двигун, то її робота до того ж самого кінцевого тиску P_3 дорівнювала би: $H_{o2-3} = h_2 - h_{k2}$, яка на ΔH_o менша, ніж у першому випадку.

Приклад 11.3. В процесі дроселювання двоатомного ідеального газу з теплоємністю $C_p = 1,04$ кДж/(кг·К) зміна ентропії складає 0,16 кДж/(кг·К). Визначити рід газу і зміну його параметрів, якщо початковий тиск $P_1 = 10$ бар.

Газова стала, кДж/(кг·К)

$$R = 8,3144/\mu = (k - 1) C_p / k = (1,4 - 1)1,04/1,4 = 0,2969 .$$

Звідки молекулярна маса газу дорівнює

$$\mu = 8,3144/R = 8,3144/0,2969 = 28.$$

Отже, дроселюється азот. Оскільки газ ідеальний, то температура газу залишається сталою, а приріст ентропії дорівнює

$$\Delta s = R \cdot \ln(P_1/P_2) = 0,16 = 0,2969 \ln(P_1/P_2) .$$

$$\text{Тоді } \ln(P_1/P_2) = \Delta s/R = 0,16/0,2969 = 0,5389 ,$$

$$\text{звідки } (P_1/P_2) = 1,714 \text{ і } P_2 = P_1/1,714 = 10/1,714 = 5,83 \text{ бар.}$$

Тому, що в ізотермічному процесі $P_1/P_2 = v_2/v_1$, то об'єм газу в процесі дроселювання збільшується в 1,714 разів.

11.4. Процеси в ежекторах

Ежекторами називаються струминні апарати, які призначені для відсмоктування і стиску речовини за рахунок кінетичної енергії струмини (ежектуючого потоку). Такі апарати, наприклад, виконують роль компресорів у пароструминних холодильних установках. Схема ежектора показана на рис. 11.7. Ежектуючий потік газу (пари) з тиском P_1 і витратою G_1 надходить через патрубок 1 в сопло 2, де розширюється, створюючи в камері змішування 3 низький тиск. Через патрубок 5 в камеру змішування всмоктується газ з тиском P_0 і витратою G_0 , де інтенсивно змішується з високошвидкісним ежектуючим потоком.

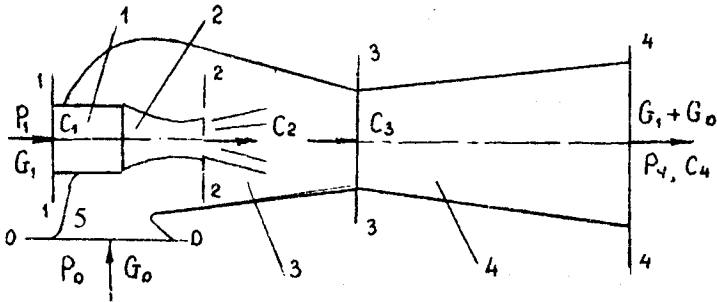


Рис.11.7. Схема ежектора

Внаслідок змішування швидкість ежектуючого потоку зменшується, а швидкість всмоктувального (ежектованого) потоку збільшується. Суміш газів надходить в дифузор 4, де її швидкість сповільнюється, а тиск зростає (кінетична енергія потоку перетворюється на потенціальну енергію тиску), причому $P_1 > P_4 > P_0$.

Вважаючи процес змішування адіабатним, розглянемо спочатку роботу оборотного ежектора, нехтуючи при цьому кінетичною енергією потоків газу в перерізах 1-1, 0-0 і 4-4, тобто $C_1 = C_0 = C_4 = 0$. Зобразимо процеси в ежекторі на $h-s$ діаграмі (рис.11.8). Тут лінія 1-2 відповідає адіабатному процесу розширення ежектуючого потоку газу в сопловому апараті, лінії 2-3 і 0-3 – процесу змішування газів у змішувальній камері з тиском P_0 , а лінії 3-4 – адіабатному

В першому наближенні з достатньою точністю можна вважати, що

$$h_4^* - h_3 \approx h_4 - h_3. \quad (11.32)$$

Запишемо тепер рівняння імпульсів сил, що діють в перерізах 2-2 і 3-3 змішувальної камери

$$(G_o + G_1) C_3 - G_o C_o - G_1 C_2 = R. \quad (11.33)$$

де R – рівнодіюча всіх сил тиску в зазначених перерізах потоку і дотичних сил на стінках каналу. Для усталеного потоку зробимо допущення, що $R = 0$ і $P_o = P_3$. Тоді за умови $C_o = 0$ з останнього рівняння матимемо

$$G_o / G_1 = \mu = C_2 / C_3 - 1. \quad (11.34)$$

З урахуванням (11.30), (11.31) і (11.32) остаточно одержимо

$$\mu = \varphi_c \varphi_\theta (1 + \mu_o)^{0.5} - 1. \quad (11.35)$$

Хоча наведений метод визначення μ має незначні похибки, але позбавляє необхідності обчислення μ громіздким методом послідовних наближень, який пропонується в [12].

Сумарні ексергетичні втрати складаються з необоротних втрат в сопловому апараті, дифузорі та в камері змішування

$$\begin{aligned} \sum DE_x &= DE_x^{CA} + DE_x^{\text{диф}} + DE_x^{\kappa,\eta} = \\ &= (G_o + G_1) T_{\text{НС}} \Delta s_{\text{НО}} = (1 - \eta_e)(G_o e_{x_o} + G_1 e_{x_1}), \end{aligned} \quad (11.36)$$

де

$$DE_x^{CA} = G_1(e_{x_1} - e_{x_2} + C_2^2/2),$$

$$DE_x^{\text{диф}} = (G_o + G_1)(e_{x_3} - e_{x_4} + C_3^2/2),$$

$$DE_x^{\kappa,\eta} = G_o e_{x_o} + G_1(e_{x_2} + C_2^2/2) - (G_o + G_1)(e_{x_3} + C_3^2/2)$$

Ексергетичний ККД ежектора дорівнює відношенню ексергії на виході з апарата до підведеної ексергії, тобто

$$\begin{aligned}\eta_e &= (G_o + G_l) e_{x4} / (G_o e_{x0} + G_l e_{x1}) = \\ &= 1 - \sum DE_x / (G_o e_{x0} + G_l e_{x1}).\end{aligned}\quad (11.37)$$

Приклад 11.4. Водяна пара з параметрами $P_o = 0,015$ бар, $x_1 = 0,994$ і витратою $G_o = 1$ кг/с стискається в пароструминному ежекторі до тиску $P_4 = 0,05$ бар. Визначити витрату ежектуючої пари з параметрами $P_1 = 3$ бар, $t_1 = 150^\circ\text{C}$, а також ексергетичні втрати і ексергетичний ККД ежектора, якщо $\varphi_c = 0,95$, $\varphi_o = 0,85$.

Будуємо робочі процеси в ежекторі на $h - S$ діаграмі водяної пари (дод. 4), визначаємо параметри в характерних точках (див.рис.11.8) і записуємо їх в табл.11.1

Таблиця 11.1

Точки стану	h , кДж/кг	S , кДж/кг К	C , м/с	$e_{\text{кін}}$, кДж/кг	e_x кДж/кг
0	2520	8,8	0	0	-60
1	2760	7,1	0	0	690
2	2030	7,1	-	-	-
2 _д	2101	7,33	1148	659	-50
3	2400	8,5	576	222	-58
4	2570	8,5	0	0	-
4 _д	2631	8,62	0	0	110
н.с.	85	0,3	0	0	0

Теоретичні теплоперепади в сопловому апараті та дифузорі відповідно, кДж/кг

$$\begin{aligned}H_{oc} &= h_1 - h_2 = 2760 - 2030 = 730, \\ H_{од} &= h_4 - h_3 = 2570 - 2400 = 170.\end{aligned}$$

Значення дійсних теплоперепадів, кДж/кг

$$H_{nc} = H_{oc} \cdot \varphi_c^2 = 730 \cdot 0,95^2 = 659,$$

$$H_{ng} = H_{o0} / \varphi^2 = 170 / 0,85^2 = 231 .$$

Дійсні значення ентальпій після сопла і дифузора, кДж/кг

$$h_{20} = h_1 - H_{nc} = 2760 - 659 = 2101 ,$$

$$h_{40} = h_3 - H_{nd} = 2400 + 231 = 2631 .$$

Значення ентропій в точках 2_0 і 4_0 визначаються з діаграми (див.табл.11.1). Швидкості на виході з сопла і на вході в дифузор, м/с

$$C_2 = 44,72 (H_{nc})^{0,5} = 44,72 (659)^{0,5} = 1148 ,$$

$$C_3 = 44,72 (H_{nd})^{0,5} = 44,72 (231)^{0,5} = 666 .$$

Питома кінетична енергія потоків, кДж/кг

$$e_{2\text{кін}} = (mC_2^2 / 2)10^{-3} = (1 \cdot 1148^2 / 2 \cdot 10^{-3}) = 659 ,$$

$$e_{3\text{кін}} = (mC_3^2 / 2)10^{-3} = (1 \cdot 666^2 / 2 \cdot 10^{-3}) = 222 .$$

Відношення масових витрат за (11.28)

$$\mu_o = (h_1 - h_4) / (h_4 - h_o) = (2760 - 2570) / (2570 - 2520) = 3,8 .$$

Дійсне відношення витрат за (11.35)

$$\mu = \varphi_c \varphi_\varphi (1 + \mu_o)^{1/2} - 1 = 0,95 \cdot 0,85 (1 + 3,8)^{1/2} - 1 = 0,87 .$$

Витрата ежектуючої пари, кг/с

$$G_1 = G_o / \mu = 1/0,87 = 1,15 .$$

Ексергію в характерних точках визначаємо за допомогою $e_x - h$ діаграми (дод.7). Ексергія водяної пари з $P_{nc} = 1$ бар і $T_{nc} = 293$ К дорівнює нулю (рідка фаза). Тому ексергія для $P_o = 0,015$ бар має від'ємне значення; а ексергія в точках 1 і 4 (перегріта пара) має додатні значення (див. $e_x - h$ діаграму). Значення ексергій в точках наведені в табл.11.1.

Підведений до ежектора потік ексергії, кВт

$$E_{x\text{нід}} = G_o \cdot e_{x0} + G_1 e_{x1} = 1(-60) + 1,15 \cdot 690 = 733,5 .$$

Відведений потік ексергії, кВт

$$E_{x\text{ від}} = (G_o + G_1) e_{4d} = (1+1,15) 110 = 236,5 .$$

Ексергетичний ККД ежектора за (11.37)

$$\eta_e = E_{x\text{ від}} / E_{x\text{ нид}} = 236,5 / 733,5 = 0,3224 .$$

Загальні ексергетичні втрати за (11.36), кВт

$$\Sigma DE_x = (1 - \eta_e) E_{x\text{ нид}} = (-0,3224) \cdot 733,5 = 497 .$$

Ексергетичні втрати в елементах ежектора, кВт:

– в сопловому апараті

$$DE_x^{\text{ca}} = G_1 (e_{x1} - e_{x2g} - e_{\text{хкін2}}) = 1,15 [690 - (-50) - 659] = 93,17,$$

– в дифузори

$$DE_x^{\text{диф}} = (G_o + G_1) \cdot (e_{x3} - e_{x4} + e_{\text{хкін3}}) = \\ = (1 + 1,15) [(-58) - 110 + 222] = 116,17,$$

– в камері змішування потоків

$$DE_x^{\text{зм}} = G_o e_{x0} + G_1 (e_{x2g} + e_{\text{хкін2}}) - (G_o + G_1) (e_{x3} + e_{\text{хкін3}}) = \\ = 1(-60) + 1,15 (-50 + 659) - (1 + 1,15) (-58 + 222) = 287,44.$$

Перевіряємо баланс, кВт

$$\Sigma DE_x = 287,44 + 116,17 + 93,17 = 496,78 .$$

Отже, небаланс складає $-0,22$ кВт.

Із ексергетичного аналізу видно, що найбільші втрати виникають в процесі змішування потоків.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що розуміють під повною ентальпією і повним тиском?
2. Чому у звуженому сопловому апараті не можна досягти надзвукової швидкості?
3. Як визначається критична швидкість витікання?
4. Як визначаються необоротні втрати при витіканні?
5. Чим характеризуються процеси дроселювання ідеальних газів і пари?
6. Що характеризує диференціальний та інтегральний дросель-ефект?
7. Що розуміють під точкою інверсії?
8. Як працює пароструминний ежектор?
9. Які з необоротних втрат найбільші в ежекторі?

12. РОБОЧІ ПРОЦЕСИ СТИСКУ І РОЗШИРЕННЯ ГАЗІВ В МАШИНАХ

Викладені в попередній главі процеси застосовуються в машинах для стиску (компресорах) і розширення (детандерах) газу. Розглянемо принципи дії таких машин і особливості їх роботи. При цьому будемо вважати, що потоки газу (пари) є усталеними. Обмежимо дослідження роботи теплових машин в цілому без розгляду перетворення енергії в їх складових частинах (ступенях).

12.1. Стиск газів в компресорах

Компресори – це машини, які призначені для стиску і переміщення газів. В залежності від принципу стиску вони поділяються на дві групи. До першої групи (об'ємного стиску) належать поршневі та ротаційні, а до другої (динамічного стиску) – відцентрові та осьові компресори. Незважаючи на різні принципи роботи і конструктивні відміни, процеси, які відбуваються в компресорах зазначених груп з термодинамічної точки зору однакові.

12.1.1. Одноступінчастий компресор

Розглянемо принцип дії найпростішого одноступінчастого поршневого компресора (рис.12.1), теоретичний робочий цикл якого зображується у вигляді індикаторної діаграми, побудованої в $P - V$ координатах. Компресор складається з циліндра 1, поршня 2 діаметром D , який може переміщуватись на хід S . На кришці циліндра змонтовані всмоктувальний 5 і нагнітальний 6 клапани, які автоматично відкриваються, коли тиск під поршнем досягає певних значень. Зворотнопоступальний рух поршня відбувається за допомогою шатуна 3 від кривошипа 4. Робочий цикл компресора здійснюється за два ходи поршня. Під час переміщення поршня праворуч (від точки 0 до точки 1) тиск газу в циліндрі зменшується, відкривається клапан 5 і відбувається заповнення циліндра газом зі сталими параметрами P_1 ,

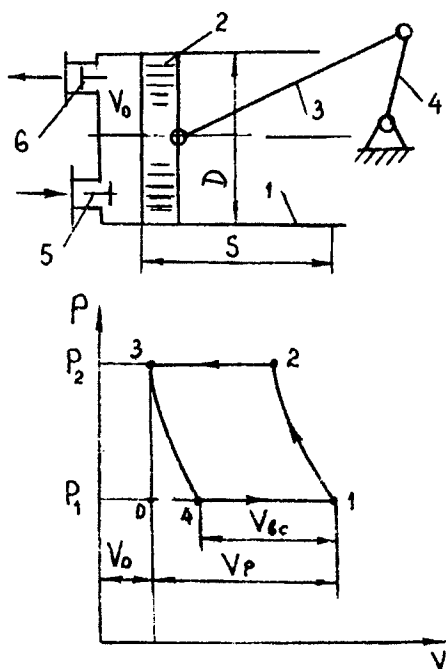


Рис.12.1. Схема та індикаторна діаграма одноступінчастого ідеального поршневого компресора

V_3 називають об'ємним ККД поршневого компресора

$$\eta_o = V_{sc} / V_p = 1 - \sigma (\lambda^{1/n} - 1) \quad (12.1)$$

де $\sigma = V_0 / V_p$ – відносний об'єм шкідливого простору; $\lambda = P_2 / P_1$ – міра підвищення тиску в ступені; n – показник політропи в процесі розширення газу, який залишається в шкідливому просторі.

Чим більше величина V_0 (σ), тим менше значення об'ємного ККД компресора, оскільки поршень повинен періодично стискувати певну кількість газу без нагнітання. Чим більше кінцевий тиск газу P_2 , тим більша маса газу залишається в шкідливому просторі, тому, що від-

і T_1 . В реальному компресорі поршень ніколи не підступає впритул до кришки циліндра. Тому між ними залишається простір, об'єм якого V_0 називається шкідливим об'ємом. В результаті цього в циліндрі завжди залишається певний об'єм газу, V_0 , який розширюється по лінії 3–4 в процесі заповнення циліндра газом. Процес всмоктування газу в циліндр через клапан 5 починається лише від точки 4. Під час зворотного руху поршня тиск газу під поршнем підвищується і клапан 5 закривається. З досягненням певного тиску P_2 відкривається клапан 6 і відбувається виштовхування газу з $P_2 = const$.

Відношення об'єму всмоктування $V_{sc} = V_1 - V_4$ до робочого об'єму циліндра $V_p = V_1 -$

повідно до рівняння стану $P_2 V_o = mRT_2$. Тому зі збільшенням λ зменшується значення η_o . Крім того, з підвищенням P_2 зростає температура газу T_2 , яка може перевищувати температуру самозаймання мастила. В зв'язку з цим міра підвищення тиску в односхідчастих поршневих компресорах не повинна перевищувати семи, тобто $\lambda \leq 7$.

Теоретична об'ємна подача компресора визначається за формулою:

$$V_m = \pi D^2 S n_g / 4 = 0,785 D^2 S n_g . \quad (12.2)$$

Тут частота обертання вала n_g об/с зв'язана з швидкістю поршня W_n співвідношенням

$$n_g = W_n / (2S) . \quad (12.3)$$

Теоретична потужність компресора дорівнює

$$N_T = \rho V_T l_{TK} = G_T l_{TK} , \quad (12.4)$$

де ρ – густина газу; G_T – масова теоретична подача компресора; l_{TK} – питома технічна робота компресора, яка залежить від обраного процесу стиску (значення показника політропи).

Ідеалізуючи умови здійснення процесів стиску, можна уявити два граничних випадка. В першому будемо вважати, що стінки циліндра зовсім теплонепроникні (ідеально теплоізовані) і процес стиску відбувається адіабатно ($n=k$). Тоді робота адіабатного компресора за (7.40) складатиме

$$l_{mk}^a = -\bar{C}_p \int_1^2 dT = -\int_1^2 v dP = h_1 - h_2 = P_1 v_1 (1 - \lambda^{-m}) / m , \quad (12.5)$$

де $m = (k - 1) / k$.

В другому випадку будемо вважати стінки циліндра ідеально теплопровідними, а охолодження газу настільки інтенсивним, що його температура залишається сталою в процесі стиску. Тоді процес стиску можна вважати ізотермічним ($n = 1$), для якого робота дорівнює

$$l_{mk}^i = q = RT_1 \ln(v_2/v_1) = RT_1 \ln(1/\lambda). \quad (12.6)$$

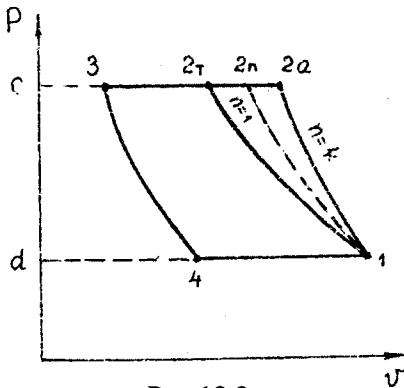


Рис.12.2.

Порівнюючи ці роботи на P-V діаграмі (рис.12.2), неважко побачити, що робота адіабатного компресора, яка еквівалентна площі $d-4-1-2a-3-c$, буде більша, ніж робота ізотермічного компресора, яка еквівалентна площі $d-4-1-2τ-3-c$. Це свідчить про доцільність охолодження циліндра в процесі стиску. Однак практично здійснити ізотермічний процес стиску неможливо. Для того, щоб наблизити стиск до ізотермічного застосовують багатоступінчастий стиск з проміжним охолодженням газу, який буде розглянуто далі. Політропні процеси стиску розташовані між ізотермою і адіабатою (процес $1-2$ n на рис.12.2) і найчастіше здійснюються з показником політропи $n = 1,2 - 1,25$. Питома робота політропного компресора визначається за формулою:

$$l_{mk}^n = P_1 v_1 (1 - \lambda^{(n-1)/n}) n / (n - 1). \quad (12.7)$$

В компресорах з охолодженням відвожувана теплота складає

$$Q_c = \rho V_T \eta_o C_v (n - k) (T_1 - T_2) / (n - 1). \quad (12.8)$$

Дійсні процеси в поршневому компресорі відрізняються від теоретичних (ідеалізованих) наявністю втрат тиску в клапанах, виток частки газу через нещільності в клапанах і теплообміном із зовнішнім середовищем. Тому робота і потужність, яка витрачається на стиск газу, в реальних компресорах завжди більше, ніж в ідеальних. Ефективність роботи компресора оцінюється за допомогою

відносного внутрішнього ККД η_{oi} . Досконалість компресорів з охолодженням оцінюється ізотермічним ККД

$$\eta^i = l_{mk}^i / l_{mk}^n, \quad (12.9)$$

а компресорів без охолодження – адіабатним ККД

$$\eta^a = l_{mk}^n / l_{mk}^a. \quad (12.10)$$

Відносний внутрішній ККД компресора дорівнює

$$\eta_{oi} = H_o / (H_o + \Delta H_{em}), \quad (12.11)$$

де H_o – теплоперепад в адіабатно оборотному процесі стиску;

ΔH_{em} – величина необоротних втрат.

Індикаторна (внутрішня) потужність поршневого компресора

$$N_i = Gl_{mk} / \eta_{oi} = P_i V_p n_s, \quad (12.12)$$

де P_i – середній індикаторний тиск, який дорівнює відношенню роботи до одиниці робочого об'єму циліндра; G – дійсна масова подача.

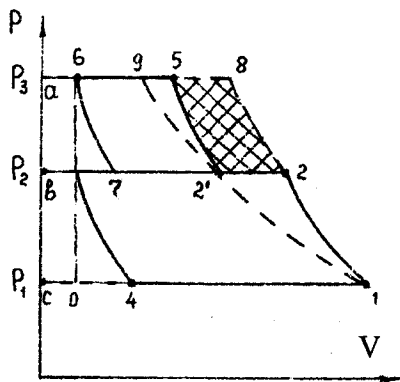
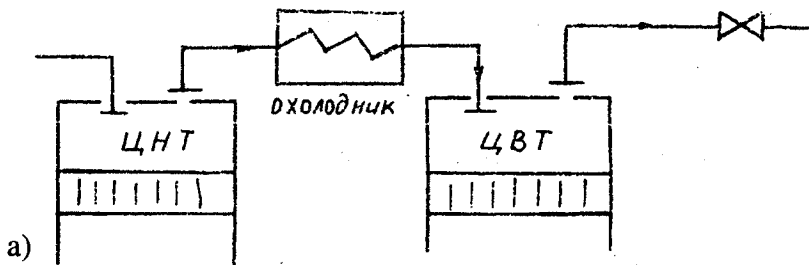
Ефективна (на валу) потужність компресора

$$N_e = N_i / \eta_m, \quad (12.13)$$

де η_m – механічний ККД, який враховує зовнішні механічні втрати.

12.1.2. Багатоступінчастий компресор

Як було встановлено, в одноступінчастих компресорах міра підвищення тиску обмежена ($\lambda \leq 7$). Для досягнення більш високих тисків застосовують багатоступінчасті компресори, які являють собою сукупність кількох послідовно працюючих одноступінчастих компресорів з проміжним охолодженням газу після кожного ступеня. Використання проміжного охолодження зменшує витрати енергії на привод компресора, наближаючи робочий процес стиску до



б) Рис.12.3. Двоступінчастий компресор: а) схема; б) індикаторна діаграма

ізотермічного. На рис.12.3 наведе- на схема двоступінчастого ідеаль- ного компресора і його індикатор- на діаграма. В процесі 4-1 газ з тиском P_1 всмоктується в циліндр низького тиску (ЦНТ), де здійсню- ється його стиск до тиску P_2 (про- цес 1-2). Стиснений газ через на- гнітальний клапан надходить в охолодник, де ізобарно охолоджу- ється до початкової температури T_1 в процесі 2-2'. Охолоджений газ надходить (процес 7-2) в циліндр високого тиску (ЦВТ), де відбува- ється його стиск до тиску P_3 в про- цесі 2'-5. Стиснений газ із ЦВТ виштовхується через нагнітальний клапан в магістральну лінію (процес 5-6). Робота стиску, яку виконує ЦНТ еквівалентна площі $c-1-2-b$, а робота ЦВТ – площі $b-2'-5-c$.

Якщо б процес стиску здійснювався в одноступінчастому компресорі (1-8), то робота такого компресора була б еквівалентна площі $a-8-1-c$. На $P-V$ діаграмі наочно видно, що в процесі стиску газу в двоступінчастому компресорі з проміжним охолодженням газу робота, яка витрачається в циклі, зменшується на величину, що еквівалентна площі $2'-2-8-5$. Охолодження газу в процесі 2-2' трохи наближає, процеси стиску до ізо терми 1-9.

Якщо б процес стиску здійснювався в одноступінчастому компресорі (1-8), то робота такого компресора була б еквівалентна площі $a-8-1-c$. На $P-V$ діаграмі наочно видно, що в процесі стиску газу в двоступінчастому компресорі з проміжним охолодженням газу робота, яка витрачається в циклі, зменшується на величину, що еквівалентна площі $2'-2-8-5$. Охолодження газу в процесі 2-2' трохи наближає, процеси стиску до ізо терми 1-9.

Задача оптимального розподілу тиску між ступенями вирішується за умови мінімальної затрати роботи на процес повного стиску за співвідношенням:

$$\lambda_{opt} = (P_k / P_1)^{1/Z}, \quad (12.14)$$

де λ_{opt} – оптимальна міра підвищення тиску в кожному ступені; P_k – кінцевий тиск; Z – кількість ступенів.

Неважко побачити, що для описаних умов роботи багатоступінчастого компресора, питома технічна робота в кожному ступені буде однаковою, оскільки $\Delta T = const$, а показники політропи в кожному ступені майже однакові. Повна робота стиску Z – ступінчастого компресора визначається за формулою:

$$l_{mk} = Z \cdot nR(T_1 - T_2)/(n-1) = ZnP_1v_1(1 - \lambda_{opt}^{(n-1)/n})/(n-1) \quad (12.15)$$

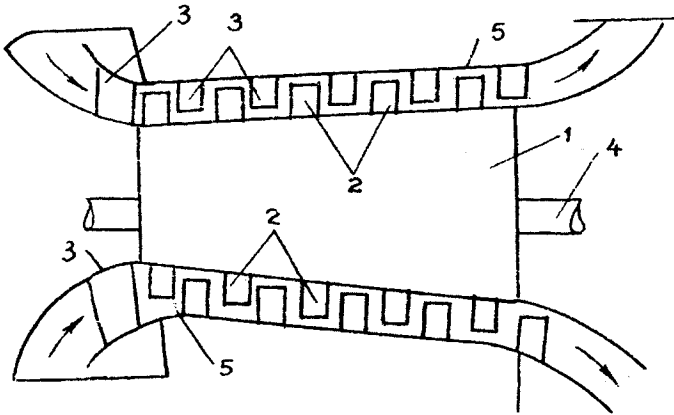


Рис.12.4.

На рис.12.4 показана принципова схема осьового багатоступінчастого компресора. Ряди лопаток 2, закріплені на роторі 1, утворюють робоче колесо. Між ними розташовані ряди нерухомих лопаток 3, які закріплені в корпусі (статорі) 5 і виконують роль напрямних апаратів. Кожний ряд робочих лопаток із напрямними лопатками складають один ступінь підвищення тиску. Профіль робочих ло-

паток виконується таким, щоб швидкість газу в процесі їх обтікання значно зростала. Під час проходження газу через напрямні апарати швидкість його зменшується, за рахунок чого підвищується тиск. Такі компресори відрізняються від поршневих рівномірною подачею і великими швидкостями переміщення газу.

Приклад 12.1. В двоступінчастому компресорі тиск азоту підвищується від 1,2 до 30 бар. Показник політропи в обох ступенях дорівнює 1,3. В охолоднику газ охолоджується до початкової температури $t=17^\circ\text{C}$ водою, яка підігривається на 10°C . Визначити потужність компресора і економію електроенергії в порівнянні з роботою одноступінчастого компресора, якщо теплоємність азоту $C_p = 1 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$; $\eta_{oi} = 0,85$; $\eta_o = 0,9$; $\eta_m = 0,95$, а витрата охолодної води 2 кг/с .

Оптимальна міра підвищення тиску в ступенях

$$\lambda_{opt} = (P_k/P_1)^{1/2} = (30/1,2)^{1/2} = 5.$$

Температура газу після стиску в кожному ступені, К

$$T_2 = T_1 \cdot \lambda_{opt}^{(n-1)/n} = 290 \cdot 5^{(0,3/1,3)} = 420.$$

Витрата азоту з теплового балансу охолодника, кг/с

$$G_a = C_{pa} G_s \Delta t_s / [C_{pa} (T_2 - T_1)] = 2 \cdot 4,19 \cdot 10 / [1(420 - 290)] = 0,64.$$

Питома технічна робота двоступінчастого компресора, кДж/кг

$$\begin{aligned} l_{mk} &= ZnR(T_1 - T_2) / (n - 1) = \\ &= 2 \cdot 1,3 \cdot 8,314 (290 - 420) / [28(1,3 - 1)] = -355,5. \end{aligned}$$

Від'ємний знак вказує на підведену роботу.

Потужність привода компресора, кВт

$$N_k = G_a l_{mk} \cdot \eta_o / (\eta_{oi} \cdot \eta_m) = 0,64 \cdot 355,5 \cdot 0,9 / (0,85 \cdot 0,95) = 239,4.$$

Температура після стиску в одноступінчастому компресорі, К

$$T_2 = T_1 (P_k / P_1)^{(n-1)/n} = 290(30/1,2)^{0,3/1,3} = 608.$$

Питома технічна робота одноступінчастого компресора, кДж/кг

$$l_{1mk} = 1,3 \cdot 8,314 (290 - 608) / (28 \cdot 0,3) = -409.$$

Потужність привода одноступінчастого компресора, кВт

$$N_{1k} = 0,64 \cdot 409 \cdot 0,9 / (0,85 \cdot 0,95) = 275,5.$$

Економія електроенергії за годину, кВт·год

$$\Delta E = (N_{1k} - N_k) \cdot t_{\text{год}} = (275,5 - 239) \cdot 1 = 36,5,$$

$$\text{або } \Delta E = 36,5 \cdot 3600 = 131400 \text{ кДж.}$$

12.2. Робочі процеси розширення в теплових двигунах

Машини, в яких робота здійснюється за рахунок розширення і охолодження газу (пари) називаються детандерами. До них належать пневмодвигуни, парові машини, парові та газові турбіни. Основними типами сучасних теплових двигунів в енергетиці є парові та газові турбіни. Робочими тілами в парових турбінах є перегріта водяна пара, а в газових турбінах – продукти згорання палив або нагрітий газ.

Перш за все розглянемо принцип дії простої односхідчастої турбіни (рис.12.5), яка складається з корпусу 1 (статора) і ротора, утвореного валом 8 і робочим колесом (диском) 7. Корпус має вхідний 2 і вихідний 3 патрубок для підведення і відведення робочого тіла. В статорі також закріплені нерухомі лопатки 4, які утворюють соплову решітку. Роль соплових апаратів виконують міжлопаточні канали, які призначені також забезпечити необхідний кут входу α_1 на лопатки 6 робочого колеса 7. Робоче колесо являє собою диск з радіально закріпленими лопатками 6 певного профілю. Газ (пара) з по-

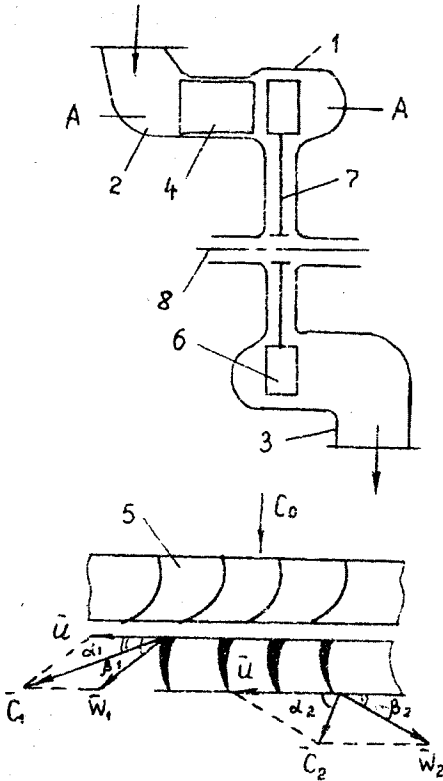


Рис.12.5. Схема односхідчастої турбіни і трикутники швидкості

кінетичної енергії потоку $(C_1^2 - C_2^2) / 2$ перетворюється на механічну роботу руху лопаток (роботу обертання вала). Відпрацьоване робоче тіло видаляється з турбіни через патрубок 3. Східець турбіни складається з однієї решітки нерухомих соплових апаратів і колової решітки лопаток на робочому колесі. В східці турбіни перетворюється лише певна частина загальної енергії потоку. Тому турбіни виконуються багатосхідчастими.

Розглянемо адиабатну турбіну, в якій робоче тіло з параметрами P_o, C_o, h_o, s_o розширюється до кінцевих параметрів P_k, C_k, h_k, s_k .

чатковою швидкістю C_o надходить в соплову решітку 5, розширюється, здобуває швидкість C_1 і прямує на робочі лопатки 6 під заданим кутом α_1 .

Рух робочого тіла на лопатках колеса 7 складається з поступального руху вздовж профілю лопаток з відносною швидкістю W і з обертального (разом з лопатками) руху з круговою швидкістю u .

Для здійснення безударної роботи турбіни необхідно, щоб відносна швидкість W була дотична профілю лопаток 6. В процесі обтікання газом лопаток вектор абсолютної швидкості C змінюється як за модулем, так і за напрямком (див. трикутники швидкостей на рис.12.5), що зумовлює зміну кількості руху і виникнення крутильного моменту. Зменшення питомої

Для усталених адіабатних потоків технічна робота за (11.2) і (11.6) дорівнюватиме

$$l_m = h_o - h_k + (C_o^2 - C_k^2)/2 = h_o^* - h_k^* \quad (12.16)$$

Якщо процес розширення в турбіні відбувався би ізоентропно (рис. 12.6), то максимальна робота складала б величину

$$l_{Tmax} = (h_o - h_{ka}) + C_o^2/2 = H_o + C_o^2/2. \quad (12.17)$$

Отже найбільш можлива технічна робота турбіни являє собою суму адіабатного теплоперепаду і початкової кінетичної енергії потоку.

В процесі необоротного адіабатного розширення згідно з (11.20) і (11.22) наявний (робочий) теплоперепад в турбіні менший за адіабатний на величину теплових втрат ΔH_{sm} , яка складається з втрат на тертя в соплових апаратах і на лопатках робочого колеса. Крім того, в дійсності кінцева швидкість не може дорівнювати нулю ($C_k > 0$). Тому технічна робота в турбіні буде дорівнювати

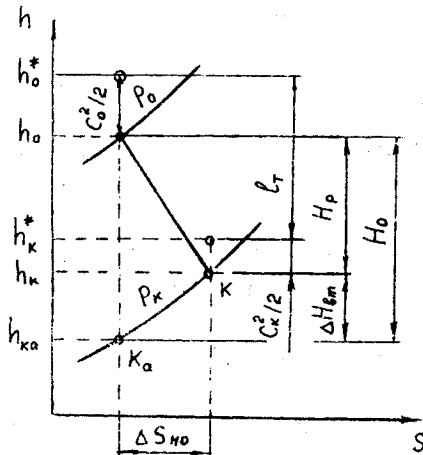


Рис. 12.6.

$$l_T = h_o^* - h_k^* = H_p + (C_o^2 - C_k^2)/2, \quad (12.18)$$

де $H_p = H_o - \Delta H_{sm}$ – робочий теплоперепад в турбіні.

З розглянутого видно, що технічна робота, яка виконується в турбіні, дорівнює зменшенню ентальпії робочого тіла незалежно від того оборотно чи необоротно здійснюється процес розширення (робочий процес).

Ефективність перетворення енергії в турбіні оцінюється внутрішнім ККД, який являє собою відношення дійсної роботи в турбіні до максимально можливої, тобто

$$\eta_i = l/l_{\tau max} = (h_o^* - h_k^*) / (H_o + C_o^2 / 2). \quad (12.19)$$

На практиці, як правило, нема необхідності врахувати початкову кінетичну енергію потоку, оскільки $C_o^2 / 2 \ll H_o$. Тому якість перетворення енергії в турбіні характеризується відносним внутрішнім ККД

$$\eta_{oi} = H_p / H_o = (H_o - \Delta H_{em}) / H_o. \quad (12.20)$$

Внутрішня потужність турбіни визначається за формулою:

$$N_i = GH_p = GH_o \cdot \eta_{oi}. \quad (12.21)$$

Приклад 12.2. Для умов роботи адіабатної турбіни в п.8.6.4 визначити витрату пари, якщо внутрішня потужність турбіни 26 МВт, кількість східців $Z=26$, швидкісні коефіцієнти в соплах і на лопатках 0,975. Початковою швидкістю пари знехтувати.

Ізоентропний теплоперепад в східці, кДж/кг

$$H_o^c = H_o / 28 = 1120 / 28 = 40.$$

Питомі втрати енергії в соплах і на робочих лопатках за (11.20), кДж/кг

$$\Delta H_{em}^{cx} = (1 - \varphi^2) H_o^c = (1 - 0,975^2) \cdot 40 = 2,364.$$

Сумарні втрати в турбіні, кДж/кг

$$\Delta H_{em}^{cx} = Z(\Delta H_{em}^{cn} + \Delta H_{em}^n) = 28 \cdot 2 \cdot 2,364 = 122.$$

Відносний внутрішній ККД турбіни

$$\eta_{oi} = (H_o - \Delta H_{вт}) / H_o = (1120 - 122) / 1120 = 0,88 .$$

Необхідна витрата пари, кг/с

$$G = N_i / (H_o \cdot \eta_{oi}) = 26 \cdot 10^3 / (1120 \cdot 0,88) = 26 .$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Як визначаються об'ємний ККД і видатність компресора?
2. Який процес стиску в компресорі найвигідніший?
3. Як визначається оптимальна міра стиску в багатосхідчастих компресорах?
4. З якою метою в багатосхідчастих компресорах використовують проміжні газоохолодники?
5. Які машини називають детандерами?
6. Що являє собою процес розширення робочого тіла в теплових двигунах?
7. На чому заснований принцип дії турбіни?

13. ЦИКЛИ ПАРΟΣИЛОВИХ УСТАНОВОК

Паросилові (паротурбінні) установки є одним з типів теплосилових установок, які призначені для перетворення хімічної або атомної енергії на корисну механічну роботу. Робочим тілом в паротурбінних установках (ПТУ) є водяна пара, яка здійснює круговий процес. Перетворення енергії органічного або атомного палива на механічну і електричну енергію здійснюється за допомогою ПТУ на теплових (ТЕС) і атомних (АЕС) електричних станціях.

13.1. Цикл найпростішої паротурбінної установки

Розглянемо принцип дії найпростішої ПТУ, схема якої показана на рис. 13.1, а зображення її циклу на $h-s$ діаграмі – на рис. 13.2. Насос H адиабатно стискає живильну воду (конденсат) до тиску P_o (процес 1–2 на $h-s$ діаграмі), яка з температурою $t_{жсв}$ надходить в парогенератор (ПГ). В парогенераторі за рахунок теплоти, яка вивільнюється в

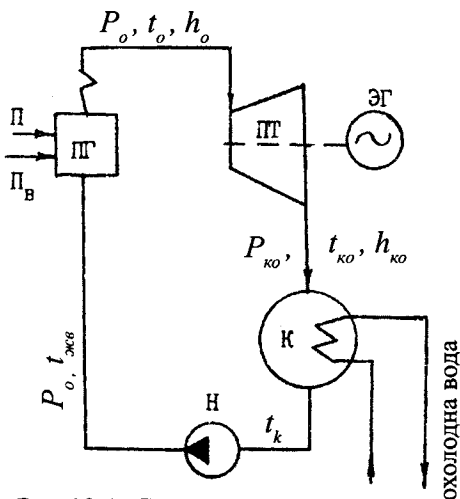


Рис. 13.1. Схема найпростішої ПТУ

процесі згорання палива, генерується (див. п.8.4) перегріта водяна пара з параметрами P_o, t_o, h_o (процес 2–3–4–0). Ця пара прямує в парову турбіну (ПТ), де адиабатно розширюється до кінцевих параметрів $P_{ко}, t_{ко}, h_{ко}$, виконуючи технічну роботу. Відпрацьована в турбіні пара надходить в конденсатор K , внутрішня поверхня котрого охолоджується циркуляційною водою. На зовнішній поверхні труб конденсатора здійснюється повна конденсація пари, внаслідок

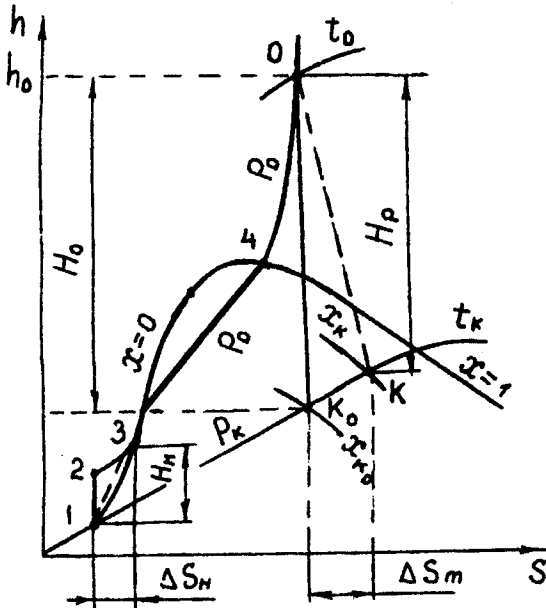


Рис. 13.2. Цикл найпростішої ПТУ на h - s діаграмі

Якщо знехтувати початковою швидкістю пари перед турбіною, то технічна робота за (12.17) дорівнюватиме

$$l_{mo} = h_o - h_{ko} = H_o . \quad (13.1)$$

Оскільки вода практично нестислива, то процес стиску в насосі по суті справи є ізохорно-адиабатним, а робота насоса складає

$$l_{HO} = \int_1^2 -v dP = v(P_o - P_k) = h_2 - h_1 = H_{HO} . \quad (13.2)$$

Корисна робота циклу

$$l_{co} = l_{mo} - l_{HO} = H_o - H_{HO} . \quad (13.3)$$

док чого створюється вакуум, тобто кінцевий тиск P_k стає набагато меншим за атмосферний. Зниження за рахунок конденсації кінцевих параметрів пари значно збільшує корисну роботу пари в турбіні та підвищує економічність циклу. Конденсат пари насосом H знову повертається в парогенератор. Такий ідеальний цикл, що складається з двох ізобар і двох адиабат називається **циклом Ренкіна**.

Термічний ККД теоретичного циклу

$$\begin{aligned}\eta_{\text{то}} &= l_{\text{чо}}/q_o = (H_o - H_{\text{но}})/(h_o - h_{\text{жсв}}) = \\ &= (H_o - H_{\text{но}})/(h_o - 4,19 \cdot t_{\text{жсв}}).\end{aligned}\quad (13.4)$$

Для невеликих потужностей турбін і тисків P_o роботою насоса і підвищенням температури в насосі можна знехтувати. Тоді величину $\eta_{\text{то}}$ можна обчислювати за наближеною формулою:

$$\eta_{\text{то}} \approx H_o / (h_o - 4,19 \cdot t_k). \quad (13.5)$$

З іншого боку для кругових процесів справедливо

$$\begin{aligned}\eta_{\text{то}} &= 1 - q_2/q_o = 1 - q_k/q_o = 1 - (h_{\text{ко}} - 4,19 \cdot t_k) : \\ &: (h_o - 4,19 \cdot t_k),\end{aligned}\quad (13.6)$$

де $q_2 = q_k$ – питомі теплові втрати в конденсаторі; q_o – підведена теплота в циклі.

В реальних циклах ПТУ процеси розширення пари і стиску води адіабатно-необоротні (на рис.13.2 штрихові лінії). Тому згідно з (12.11) і (12.20) значення робіт турбіни і насоса дорівнюватимуть відповідно

$$\begin{aligned}l_m &= l_{\text{то}} \cdot \eta_{\text{oi}}^m = H_o \cdot \eta_{\text{oi}}^m = H_p, \\ l_n &= l_{\text{но}} \cdot \eta_{\text{oi}}^n = H_{\text{но}} \cdot \eta_{\text{oi}}^n = H_n,\end{aligned}\quad (13.7)$$

де $\eta_{\text{oi}}^m, \eta_{\text{oi}}^n$ – внутрішні ККД турбіни і насоса; H_p, H_n – робочі теплоперепади в турбіні та насосі.

Термічний ККД реального циклу ПТУ

$$\eta_t = (H_p - H_n) / q_o = (H_p - H_n) / (h_o - 4,19 \cdot t_{\text{жсв}}). \quad (13.8)$$

Тому, що 1 кг пари виконує в турбіні корисну роботу H_p , кДж/кг, то питома витрата пари на виробництво 1 кВт·год (3600 кДж) енергії дорівнює, кг/ (кВт·год)

$$d_o = 3600 / l_u = 3600 / (H_p - H_n). \quad (13.9)$$

Для заданої потужності ПТУ N витрата пари складає

$$D_o = d_o \cdot N. \quad (13.10)$$

Ексергетичний ККД циклу характеризує, яка частина підведеної в парогенераторі ексергії перетворюється на корисну роботу, тобто

$$\eta_{ey} = l_u / (e_{x0} - e_{x3}). \quad (13.11)$$

Запишемо рівняння ексергетичного балансу циклу

$$l_u = (e_{x0} - e_{x3}) - (e_{xk} - e_{x1}) - \Delta e_{xm}^{em} - \Delta e_{xn}^{em}. \quad (13.12)$$

Ексергія, яку сприймає робоче тіло в парогенераторі, визначимо за (4.12)

$$\Delta e_x^{mr} = (e_{x0} - e_{x3}) = h_o - h_3 - T_{nc}(s_o - s_3), \quad (13.13)$$

де T_{nc} – абсолютна температура навколишнього середовища.

Ексергія, котру втрачає робоче тіло в конденсаторі

$$\Delta e_{xk}^{br} = e_{xk} - e_{x1} = (T_k - T_{nc})(s_k - s_1) = q_k(1 - T_{nc} / T_k), \quad (13.14)$$

де $q_k = h_k - 4,19 \cdot t_k$.

Ексергетичні втрати в турбіні та насосі відповідно

$$\begin{aligned} \Delta e_{xm}^{br} &= T_{nc} \Delta s_m = T_{nc}(s_k - s_{ko}), \\ \Delta e_{xn}^{br} &= T_{nc} \Delta s_n = T_{nc}(s_3 - s_1). \end{aligned} \quad (13.15)$$

Тоді ексергетичний ККД циклу дорівнюватиме

$$\eta_{ey} = 1 - (\Delta e_{xk}^{em} + \Delta e_{xm}^{em} + \Delta e_{xn}^{em}) / \Delta e_x^{pr}. \quad (13.16)$$

Ексергетичний ККД всієї установки буде визначатись за формулою

$$\eta_{e\text{ ПТУ}} = \eta_{e\text{ пр}} \cdot \eta_{e\text{ ч}} , \quad (13.17)$$

де $\eta_{e\text{ пр}} = \eta_{\text{пр}} (1 - T_{\text{нс}} / T_{\text{сп}})$; $\eta_{\text{пр}}$ – ККД парогенератора; $T_{\text{сп}}$ – середньотермодинамічна температура робочого тіла в парогенераторі.

Приклад 13.1. Визначити ексергетичні втрати і ексергетичний ККД циклу ПТУ, а також витрату пари на турбіну потужністю 50 МВт, якщо параметри робочого тіла: $P_o = 80$ бар; $t_o = 520^\circ\text{C}$; $P_k = 0,04$ бар; відносні внутрішні ККД турбіни та насосу 0,85 і 0,8 відповідно; температура навколишнього середовища $t_{\text{нс}} = 15^\circ\text{C}$, ККД парогенератора 0,9.

За допомогою h - s діаграми (дод.4) визначаємо: $h_o = 3450$ кДж/кг; $h_{ko} = 2050$ кДж/кг; $t_k = 30^\circ\text{C}$; $S_o = 6,8$ кДж/кг.

Теоретичний теплоперепад в турбіні, кДж/кг

$$H_o = h_o - h_{ko} = 3450 - 2050 = 1400.$$

Робочий теплоперепад в турбіні, кДж/кг

$$H_p = H_o \cdot \eta_{oi}^m = 1400 \cdot 0,85 = 1190.$$

Ентальпія пари на вході в конденсатор, кДж/кг

$$h_k = h_o - H_p = 3450 - 1190 = 2260 .$$

Значення ентропії пари на вході в конденсатор із h - s діаграми $s_k = 7,48$ кДж/(кг·К).

Ентальпія конденсату пари, кДж/кг

$$h_k' = C_p \cdot t_k = 4,19 \cdot 30 = 125,7 .$$

Питома втрата теплоти в конденсаторі, кДж/кг

$$q_k = h_k - h_k' = 2260 - 125,7 = 2134,3 .$$

Теоретична робота насоса, кДж/кг

$$l_{но} = v(P_o - P_k) = 0,001 \cdot 10^5 \cdot 10^{-3}(80 - 0,04) = 7,996 .$$

Дійсна робота насоса, кДж/кг

$$l_n = H_n = l_{но} / \eta_{oi} = 7,996 / 0,8 = 10 .$$

Ентальпія живильної води, кДж/кг

$$h_{зсв} = h_k' + H_n = 125,7 + 10 = 135,7 .$$

Значення ентропій конденсату і живильної води визначаємо з таблиць (дод. 3), кДж/кг: $s_1 = s_k' = 0,4366$; $s_3 = s_{зсв} = 0,4708$.

Корисна робота циклу ПТУ, кДж/кг

$$l_y = H_p - H_n = 1190 - 10 = 1180 .$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_t = l_y / (h_o - h_{зсв}) = 1180 / (3450 - 135,7) = 0,356 .$$

Питома витрата пари, кг/(кВт год)

$$d_o = 3600 / l_y = 3600 / 1180 = 3,05 .$$

Витрата пари на турбіну, т/год

$$D_o = d_o \cdot N = 3,05 \cdot 50 = 152,54 .$$

Ексергетичні втрати в турбіні та живильному насосі, кДж/кг

$$\Delta e_{хм}^{вт} = T_{нс} \cdot \Delta s_m = 288(7,48 - 6,8) = 195,84 ,$$

$$\Delta e_{хн}^{вт} = T_{нс} \cdot \Delta s_n = 288(0,4708 - 0,4366) = 9,85 .$$

Втрати ексергії в конденсаторі, кДж/кг

$$\Delta e_{xk}^{em} = q_k (1 - T_{nc} / T_k) = 2134,3(1 - 288 / 303) = 105,65.$$

Загальні втрата ексергії, кДж/кг

$$\Delta e_{x\dot{u}}^{em} = \Delta e_{xm}^{em} + \Delta e_{xn}^{em} + \Delta e_{xk}^{em} = 195,84 + 9,85 + 105,65 = 311,34.$$

Ексергія, що підводиться до робочого тіла в парогенераторі, кДж/кг

$$\begin{aligned} \Delta e_{x\text{пр}} &= h_o - h_{\text{же}} - T_{nc} (s_o - s_3) = \\ &= 3450 - 135,7 - 288 (6,8 - 0,4708) = 1492. \end{aligned}$$

Перевіряємо ексергетичний баланс за (13.12), кДж/кг

$$l_{\dot{u}} = \Delta e_{x\text{пр}} - \Delta e_{x\dot{u}}^{em} = 1492 - 311,34 = 1180,66.$$

Отже, небаланс складає 0,66 кДж/кг.

Ексергетичний ККД циклу

$$\eta_{e\dot{u}} = l_{\dot{u}} / \Delta e_{x\text{пр}} = 1180 / 1492 = 0,79.$$

Середньотермодинамічна температура робочого тіла в парогенераторі, К

$$T_{cp} = (h_o - h_{\text{же}}) / (s_o - s_3) = (3450 - 135,7) / (6,8 - 0,4708) = 523,65.$$

Ексергетичний ККД парогенератора

$$\eta_{e\text{пр}} = \eta_{\text{пр}} (1 - T_{nc} / T_{cp}) = 0,9 (1 - 288 / 523,65) = 0,405.$$

Ексергетичний ККД установки

$$\eta_{e\text{ПТУ}} = \eta_{e\text{пр}} \cdot \eta_{e\dot{u}} = 0,405 \cdot 0,79 = 0,32.$$

13.2. Вплив параметрів пари на ефективність циклу ПТУ

Із (13.1) і (13.4) видно, що термічний ККД циклу ПТУ залежить від значень початкової та кінцевої ентальпії пари, які в свою чергу залежать від початкових (P_o, t_o) і кінцевих (P_k, x_k) параметрів пари. Виявити вплив зазначених параметрів на ефективність роботи циклу ПТУ зручно за допомогою $h-s$ діаграми. Як вже відзначалось, конденсація відпрацьованої пари зумовлює зниження кінцевих параметрів пари P_k і t_k і збільшення теоретичної роботи в турбіні H_o . Але величина P_k залежить від температури охолодної (циркуляційної) води і складає, як правило, біля 0,04 бар для температури насичення $t_k=30^\circ\text{C}$.

Подальше зменшення тиску P_k недоцільне через зростання габаритів, вартості конденсатора і потужності циркуляційних насосів. Тому обмежимося розглядом впливу початкових параметрів пари P_o і t_o на економічність роботи циклу ПТУ з фіксованим значенням P_k .

Розглянемо цикли, які працюють з фіксованими тисками P_o і P_k (рис.13.3) і різними початковими температурами t_{o1} і t_{o2} : ($t_{o2}>t_{o1}$).

Із $h-s$ діаграми наочно видно, що зі збільшенням температури перегрітої пари зростають значення h_o і h_k (процес розширення пари в турбіні зміщується праворуч). Збільшення h_k зумовлює, з одного боку, збільшення кінцевої ентропії пари і величину необоротних втрат в циклі за

(3.6) і (4.6), а з іншого - зростання втрат в конденсаторі: $q_k = h_k - c_p t_k$. Оскільки ізобара $P_o = \text{const}$ в області перегрітої пари йде крутіше ізобари $P_k = \text{const}$ в області насиченої пари, то приріст значення h_o

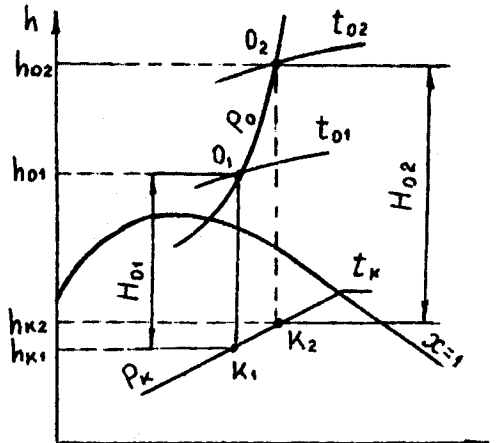


Рис.13.3.

більше за приріст значення h_k . Внаслідок цього зростання теоретичної роботи в турбіні $H_0 = h_0 - h_k$ більш істотне, ніж зростання підведеної теплоти $q_0 = h_0 - c_p t_k$. Тому термічний ККД циклу за (13.5) підвищується. Крім того, зі збільшенням температури зростає питомий об'єм пари і висота робочих лопаток в східцях турбіни, а також зменшуються втрати на тертя і втрати внаслідок витoku пари через зазори турбінного східця. Все це зумовлює підвищення внутрішнього ККД турбіни.

Розглянемо тепер вплив початкового тиску P_0 на ефективність роботи циклу ПТУ. Нехай два теоретичних цикла працюють з однаковими значеннями t_0 і P_k (рис. 13.4), але з різними значеннями початкового тиску ($P_{01} < P_{02}$). Із рис. 13.4 видно, що в разі зростання початкового тиску зменшуються значення h_0 і h_k (процес розширення зміщується ліворуч).

Зі зменшенням h_k зменшується кінцева ентропія пари, величина необоротних втрат в циклі і втрата в конденсаторі q_k . Зменшення початкової ентальпії пари h_0 зумовлює зменшення підведеної в циклі теплоти q_0 . Що стосується теплоперепада H_0 , то в залежності від величини початкового тиску P_0 він може зростати або зменшуватись. В залежності від співвідношення значень чисельника і знаменника в (13.5) величина термічного ККД циклу може зростати до максимального значення або зменшуватись. Умову максимуму η_t неважко визначити, прирівнюючи нулю похідну ККД, наприклад, по ентропії

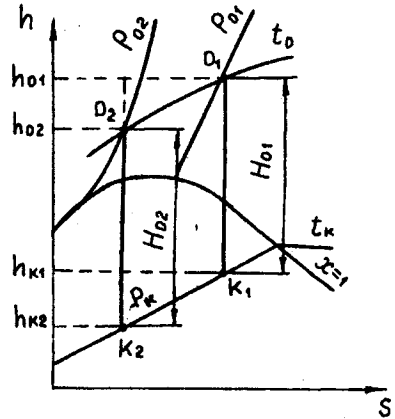


Рис. 13.4.

$$\frac{\partial \eta_t}{\partial s} = \frac{\left(q_0 \cdot \frac{\partial H_0}{\partial s} - H_0 \cdot \frac{\partial q_0}{\partial s} \right)}{q_0^2} = 0$$

Звідки впливає співвідношення між величинами H_0 і q_0 в точці максимуму ККД

$$\frac{dH_0}{H_0} = \frac{dq_0}{q_0}$$

Оскільки $q_0 = h_0 - C_p t_k$, а $t_k = f(P_k) = \text{const}$, то

$$\frac{dH_0}{H_0} = \frac{dh_0}{q_0}$$

Таким чином, умовою максимуму ККД є рівність відносних зменшень теплоперепада H_0 і витрати теплоти q_0 , яку можна подати у вигляді $q_0 = H_0 + q_k$. Тоді значення ККД дорівнюватиме

$$\eta_t = H_0 / (H_0 + q_k) = 1 / (1 + 1/\varphi),$$

де $\varphi = H_0 / q_k$ – відносний теплоперепад на одиницю відпрацьованої теплоти. Розрахунки показують, що величина H_0 досягає максимального значення в точці, де дотична до кривої насичення ($x=1$) паралельна кінцевій ізотермі $t_k = \text{const}$. Суттєвим недоліком підвищення початкового тиску в циклі за умови $t_0 = \text{const}$ і $P_k = \text{const}$ є зменшення кінцевої сухості (збільшення кінцевої вологості) пари, що зумовлює ерозію лопаток останніх східців турбіни і зростання необоротних втрат. Крім того, з підвищенням P_0 зменшується питомий об'єм пари і висота лопаток в перших східцях турбіни, збільшуються втрати на тертя і втрати внаслідок витоку пари через зазори. Все вищезазначене призводить до зниження внутрішнього ККД турбіни.

З розглянутих прикладів впливає. Підвищення початкової температури t_0 хоча і збільшує ефективність роботи циклу ПТУ, однак зумовлює зростання теплових втрат в конденсаторі $q_k = (h_k - C_p t_k)$. Збільшення початкового тиску P_0 хоча і зменшує величину q_k , але зв'язане зі зменшенням початкової ентальпії пари. Тому цілком зрозуміло, що найбільш доцільним є одночасне підвищення початкових параметрів пари P_0 і t_0 (рис. 13.5). При цьому одночасно підвищується значення початкової ентальпії пари h_0 і зменшується значення ентальпії відпрацьованої пари h_k , що зумовлює зростання теоретичної ро-

боти в турбіні H_o і ефективності циклу. Для всіх докритичних і надкритичних температур за винятком навколокритичної області більш високим початковим значенням тиску і температури відповідають більш високі значення термічного ККД циклу.

В реальному процесі роботи пари в турбіні кінцева міра вологості пари $W_k = 1 - x_k$ не повинна перевищувати 0,12. Таке обмеження зумовлюється ерозією лопаток останніх східців турбіни краплями води. Парні значення параметрів P_o і t_o , які відповідають допустимій кінцевій мірі сухості пари ($x_k = 0,88$), називають сполученими.

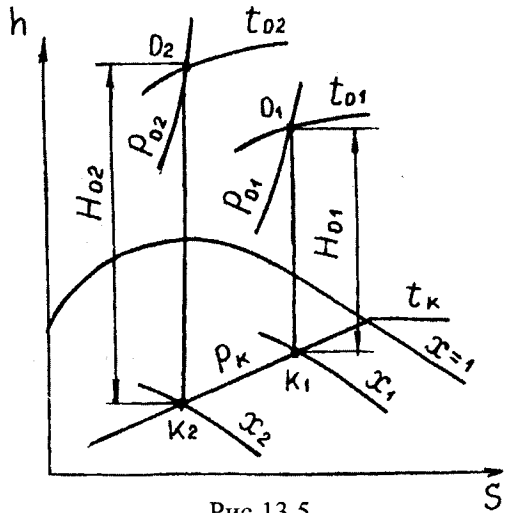


Рис.13.5.

13.3. Регенеративний цикл ПТУ

Підвищити ККД циклу ПТУ, як видно з (13.4), можна також і за рахунок збільшення температури живильної води, зростання котрої досягається за допомогою регенерації теплоти в циклі (див.п.2.8). Здійснити регенерацію в циклі Ренкіна можна, якщо конденсат підігрівати паром, яка вже частково відпрацювала в турбіні. На рис.13.6 показана схема і зображення на $h-s$ діаграмі циклу ПТУ з одним регенеративним відбором пари. Із відбору турбіни (точка 1) в регенеративний підігрівник РП надходить частка пари α , з параметрами P_1, h_1 , яка вже виконала роботу в турбіні $H_{o1} = h_o - h_1$. Ця грійна пара підігріває в РП конденсат від температури t_k до температури $t_{жсв}$. Конденсат грійної пари з тиском P_1 і температурою насичення $t_{н1}$ повертається в лінію живильної води.

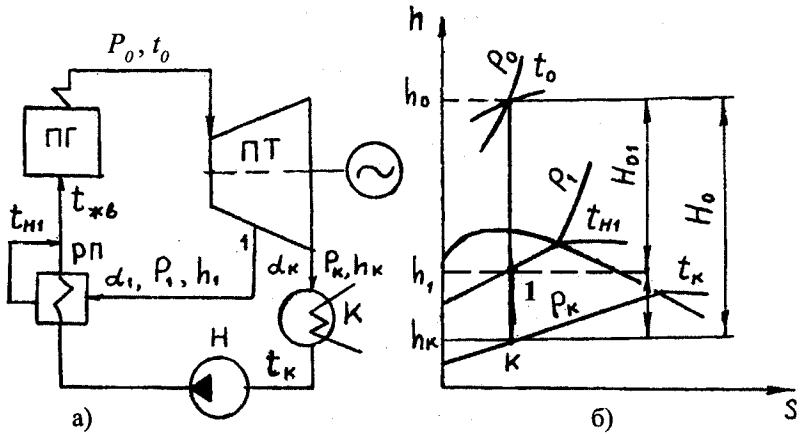


Рис.13.6. Схема (а) і $h-s$ діаграма (б) циклу Ренкіна з одним регенеративним відбором пари.

Інша частка пари $\alpha_k = 1 - \alpha_1$ продовжує розширення в турбіні, виконуючи роботу $H_o = h_o - h_k$, після чого надходить в конденсатор. Таким чином, теоретична робота пари в турбіні складає:

$$\begin{aligned}
 l_{mo}^p &= \alpha_1 \cdot H_{01} + \alpha_k H_o = \alpha_1 (h_o - h_1) + (1 - \alpha_1)(h_o - h_k) = \\
 &= (h_o - h_k) - \alpha_1 (h_1 - h_k) = H_o - \alpha_1 (h_1 - h_k) = H_o (1 - \alpha_1 \cdot y_1),
 \end{aligned} \quad (13.19)$$

де $y_1 = (h_1 - h_k) / H_o$ – коефіцієнт недовиробки роботи відбірною парою.

Підведена теплота в регенеративному циклі

$$q_o^p = h_o - h_{жв} = h_o - C_p t_{жв} \quad (13.20)$$

Питома втрата теплоти в конденсаторі

$$q_k^p = \alpha_k (h_k - C_p t_k) \quad (13.21)$$

Термічний ККД циклу ПТУ з регенерацією

$$\eta_{io}^p = l_{mo}^p / q_o^p = [H_o \cdot (1 - \alpha_1 y_1)] / (h_o - C_p t_{жсв}), \quad (13.22)$$

або

$$\eta_{io}^p = 1 - q_k^p / q_o^p = 1 - \alpha_k (h_k - C_p t_k) / (h_o - C_p t_{жсв}). \quad (13.23)$$

Порівнюючи (13.22) і (13.23) з (13.5) і (13.6) можна побачити, що, незважаючи на зменшення роботи пари в турбіні, ефективність циклу ПТУ з регенерацією зростає як за рахунок зменшення втрат в конденсаторі, так і за рахунок зменшення теплоти витраченої на цикл. Крім того, регенерація збільшує середню термодинамічну температуру підведення теплоти в парогенераторі, що зумовлює зменшення необоротних втрат в процесі теплообміну (див.п.3.3). Підвищення термічного ККД з одноступінчастим регенеративним підігрівом живильної води в циклі складає

$$\Delta \eta_{io} = \eta_{io}^p - \eta_{io} = q_k (1 / q_o - \alpha_k / q_o^p). \quad (13.24)$$

Частку пари з відбору турбіни, що надходить в РП можна визначити з рівняння теплового балансу підігрівника

$$\alpha_l \cdot C_p t_{nl} + \alpha_l h_l + (1 - \alpha_l) C_p t_k = C_p t_{жсв}, \quad (13.25)$$

звідки

$$\alpha_l = q_a / (q_{sl} + q_{nl}), \quad (13.26)$$

де $q_{sl} = C_p (t_{жсв} - t_k)$; $q_{nl} = h_l - C_p t_{nl}$.

З підвищенням температури $t_{жсв}$ (і відповідно ентальпії $h_{жсв}$) згідно з (13.16) збільшується ексергетичний ККД парогенератора, оскільки зростає значення T_{cp} . В той же час виникають втрати ексергії в регенеративному підігрівнику внаслідок необоротності процесу теплообміну, які тим більші, чим вище температура живильної води, тобто

$$\Delta e_{хрп}^{вр} = (h_{жв} - h'_k) - T_{нс} (s_k - s_{жв}). \quad (13.27)$$

Внаслідок цього ексергетичний ККД циклу з регенерацією

$$\eta_{ec}^p = l_{то}^p / (e_{xо} - e_{xжв}), \quad (13.28)$$

буде дещо зменшуватись, оскільки корисна робота за (13.19) зменшується більш інтенсивно, ніж різниця ексергій $e_{xо} - e_{xжв}$. Із (13.23) і (13.24) видно, що теплова ефективність регенеративного циклу зростає зі збільшенням кількості регенеративних підігрівників (РП) і досягає максимуму при нескінченному числі відборів, оскільки зменшується частка пари, яка надходить в конденсатор $\alpha_k = 1 - \Sigma \alpha$, а, отже, і втрати в конденсаторі за (13.21). Якщо кількість РП дорівнює Z , то в разі однакового (рівномірного) підігріву води в кожному РП, величина цього підігріву складає $\Delta t = (t_{жв} - t_k) / Z$. Але чим менше величина Δt , тим менше середня різниця температур, з якою здійснюється теплообмін у підігрівнику і тим менше температура підведення теплоти. Це згідно з (3.6) і (4.6) зменшує необоротні втрати в циклі. Крім того, зі збільшенням Z збільшується робота на базі регенеративних відборів в турбіні, що можна легко проілюструвати. Нехай в першому випадку підігрів живильної води на Δt здійснюється в одному РП, а в другому – в двох РП з підігрівом в кожному на величину $\Delta t / 2$. Тоді у випадку одноступінчастого підігріву робота, яка виконується відбірною частиною пари в турбіні, дорівнює $l^p_1 = \alpha_1 \cdot (h_0 - h_1)$. У випадку двоступінчастого підігріву робота складатиме $l^p_2 = \frac{\alpha_1}{2} (h_0 - h_1) + \frac{\alpha_1}{2} (h_0 - h_2)$. Оскільки $h_2 < h_1$, то додаткова в порівнянні з першим варіантом робота в турбіні буде дорівнювати $\Delta l = l^p_2 - l^p_1 = \frac{\alpha_1}{2} (h_1 - h_2)$. Все викладене вище зумовлює підвищення ефективності регенеративного циклу за (13.22). Проте, аналіз ефективності регенеративних циклів показав, що відносний приріст $\Delta \eta$, за (13.24) зменшується зі збільшенням Z , а найбільший приріст ККД досягається в трьох-чотирьох РП, які заживлені відбірною парою невеликого тиску.

Загальний ексергетичний ККД установки за (13.17) має максимальне значення для певної температури живильної води. Кінцева

температура живильної води визначається тиском у верхньому відборі турбіни. Якщо останній наближається до початкового тиску P_o , то різниця ентальпій $h_o - h_1$ значно зменшується, що згідно з (13.19) істотно зменшує роботу в турбіні. З іншого боку, чим більше тиск у відборі, тим більше металоємність і вартість РП. Тому кінцеву температуру живильної води приймають значно нижче від температури насичення в парогенераторі. Оптимальні значення $t_{жв}$ і Z визначаються на підставі техніко-економічних розрахунків. Практично кількість РП лімітується ускладненням установки і відповідним зростанням капітальних затрат. З конструктивних і техніко-економічних міркувань кількість регенеративних відборів складає, як правило, не більш 7-9. При цьому термічний ККД циклу може бути збільшений на 8-12%.

13.4. Цикл ПТУ з проміжним перегрівом пари

Вище (див.п.13.2) було з'ясовано, що підвищення початкового тиску P_o зумовлює небажане збільшення кінцевої міри вологості пари W_k понад допустимого значення. Для того, щоб усунути цей недолік застосовують проміжний (вторинний) перегрів пари (рис.13.7).

Порядок здійснення проміжного перегріву (ПП) полягає в тому, що пара, яка надходить в перший відсік (циліндр) турбіни, розширюється до певного проміжного тиску P_n (процес 0 – П), виконуючи роботу $h_o - h_n$, після чого повертається в парогенератор. В проміжному пароперегрівнику пара ізобарно ($P_n = const$) перегрівається до температури t_{nn} (процес П–ПП). На проміжний перегрів пари витрачається теплота $q_{nn} = h_{nn} - h_n$. Після ПП пара надходить в другий циліндр турбіни, де розширюється до кінцевого тиску P_k , виконуючи роботу $h_{nn} - h_k$. В результаті вторинного перегріву кінцева міра сухості пари зростає ($x_k > x_{k1}$).

Питома теоретична робота пари в циклі з проміжним перегрівом дорівнюватиме

$$l_{mo}^{nn} = (h_o - h_n) + (h_{nn} - h_k). \quad (13.29)$$

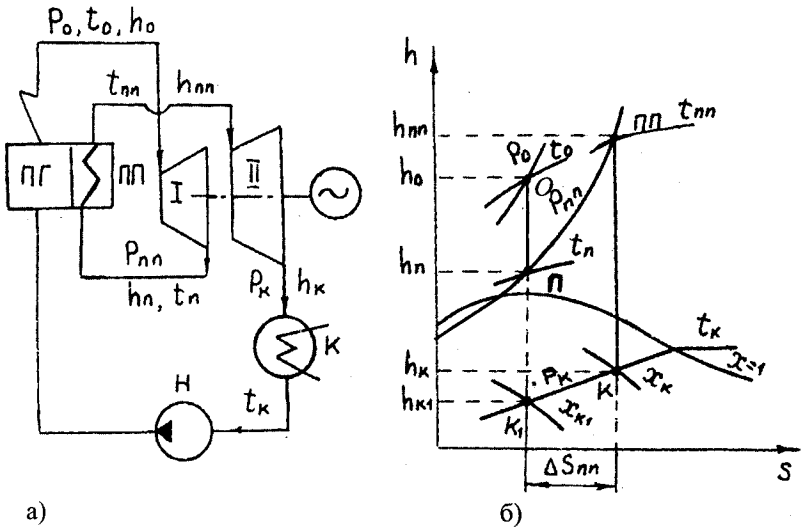


Рис.13.7. Схема (а) і h - S діаграма (б) циклу ПТУ з проміжним перегрівом пари.

Із h - s діаграми видно, що ця робота більше, ніж робота пари в циклі без ПП ($l_{mo} = h_o - h_{kl}$).

Питома теплота, яка витрачається на цикл

$$q_o^{nn} = h_o - C_p t_{жсв} + q_{nn} = (h_o - C_p t_{жсв}) + (h_{nn} - h_n), \quad (13.30)$$

також більше теплоти в циклі без ПП за (13.4).

Термічний ККД циклу з проміжним перегрівом пари

$$\eta_{to}^{nn} = l_{mo}^{nn} / q_o^{nn} = [(h_o - h_n) + (h_{nn} - h_k)] \times [(h_o - C_p t_{жсв}) + (h_{nn} - h_n)]^{-1}. \quad (13.31)$$

Оскільки в розглянутому циклі $l^{nn} > l_{mo}$ і $q_o^{nn} > q_o$, то величина термічного ККД η_{to}^{nn} залежить від співвідношення цих величин. По відношенню до основного (без проміжного перегріву) циклу, де ви-

конується робота $l_{тo}$, підводиться теплота q_0 , а термічний ККД дорівнює $\eta_{тo}^{nn} = \frac{l_{тo}}{q_0}$ цикл з проміжним перегрівом пари можна розглядати як складний, що утворений з основного і допоміжного циклу, в якому виконується робота $l_d = h_{nn} - h_k$, підводиться теплота $q_d = h_{nn} - h_n = q_{nn}$, а термічний ККД дорівнює $\eta_d = l_d/q_d$. В цьому разі вираз для термічного ККД циклу з проміжним перегрівом пари буде мати вигляд

$$\eta_{тo}^{nn} = \frac{(l_{тo} + l_d)}{(q_0 + q_d)}$$

Позначивши $\frac{l_d}{l_{тo}} = a$ і $\frac{\eta_{тo}^{nn}}{\eta_d} = \eta^*$, після нескладних перетворень

одержимо

$$\eta_{тo}^{nn} = \eta_{тo} \frac{(1+a)}{(1+\eta^* \cdot a)}$$

З останнього виразу видно, що термічний ККД циклу з проміжним перегрівом пари може бути вище, рівним або менше, ніж ККД основного циклу, а саме: $\eta_{тo}^{nn} > \eta_{тo}$ коли $\eta_d > \eta_{тo}$; $\eta_{тo}^{nn} = \eta_{тo}$ коли $\eta_d = \eta_{тo}$; $\eta_{тo}^{nn} < \eta_{тo}$ коли $\eta_d < \eta_{тo}$. Співвідношення η^* залежить від середньої температури підведення теплоти в основному і допоміжному циклах. Якщо $\bar{T}_d > \bar{T}_0$, то проміжний перегрів пари дає підвищення ККД, а в протилежному випадку – навпаки. Варіантними розрахунками визначено, що при низьких тисках здійснення проміжного перегріву пари, останній зумовлює не підвищення, а зниження термічного ККД циклу. При відносно великих тисках проміжного перегріву пари можна досягти певного підвищення термічного ККД циклу. Оптимальні значення тиску для одноступінчастого проміжного перегріву пари лежать в межах $P_{nn} = (0,15 - 0,2) P_0$, що дозволяє підвищити ККД до 3%.

Ексергетичний ККД циклу з ПП дещо зменшується в порівнянні з циклом без проміжного перегріву. Це зумовлено додатковими необоротними втратами в проміжному пароперегрівнику, які складають

$$\Delta e_{\text{хпп}}^{\text{BT}} = T_{\text{nc}}(s_{\text{nn}} - s_n) = T_{\text{nc}} \cdot \Delta s_{\text{nn}} \quad (13.32)$$

і додаються в праву частину (13.16).

Приклад 13.2. Цикл ПТУ потужністю 200 МВт працює з проміжним перегрівом пари, на який витрачається 0,125 кВт·год/кг енергії. В схемі ПТУ є регенеративний підігрівник, заживлений з відбору турбіни з тиском 0,12 МПа, в якому температура живильної води підвищується на 50°C. Питома втрата в конденсаторі складає 2074 кДж/кг для тиску 0,042 бар. Визначити термічний ККД циклу, потужність живильного насоса, витрату охолодної води в конденсаторі, якщо підігрів останньої складає 20°C, а початковий тиск пари 15 МПа.

Покажемо схему і зображення циклу ПТУ на $h-s$ діаграмі (рис.13.8).

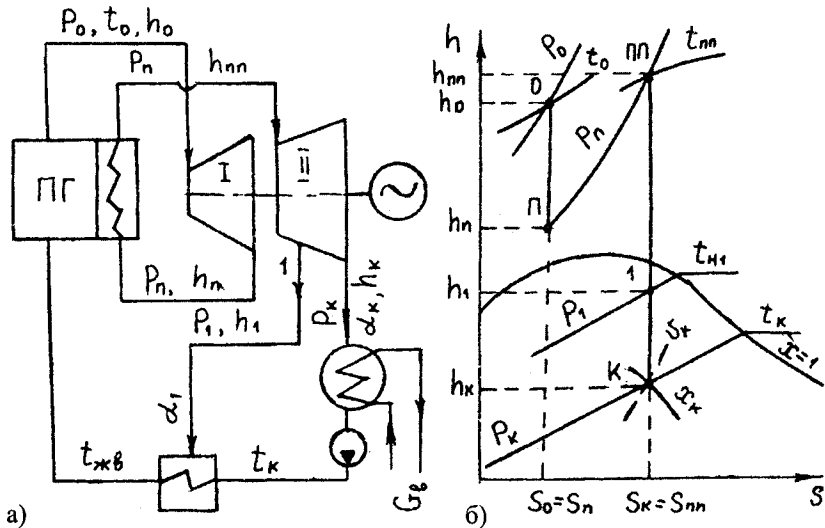


Рис.13.8.

Відповідно до зображення на рис.13.8, побудуємо робочий процес циклу на h - s діаграмі (дод.4).

За умовою прикладу можна лише визначити положення кінцевої точки K , яка повинна знаходитись на перетині ізоентальпи h_k з ізобарою P_k . Для заданого значення P_k температура $t_k \approx 30$ °С. Тоді ентальпія пари на вході в конденсатор, кДж/кг

$$h_k = C_p t_k + q_k = 4,19 \cdot 30 + 2074 = 2200.$$

Значення ентропії в точці К: $s_k = 7,3$ кДж/(кг·К).

Тиск проміжного перегріву пари, МПа

$$P_n = 0,2 \cdot P_o = 0,2 \cdot 15 = 3.$$

Точку ПП, яка характеризує стан пари після проміжного перегріву визначаємо на перетині ізоентропи s_k з ізобарою P_n . Параметри пари в точці ПП: $h_{nn} = 3500$ кДж/кг, $t_{nn} = 570$ °С. Ентальпія пари на вході в проміжний пароперегрівник, кДж/кг

$$h_n = h_{nn} - q_{nn} = 3500 - 0,125 \cdot 3600 = 3050 .$$

Точка П знаходиться на перетині ізобари P_n з ізоентальпою h_n . Параметри в точці П: $t_n = 320$ °С; $s_n = 6,63$ кДж/(кг·К). Точку 0 знаходимо на перетині ізоентропи s_n з ізобарою P_o . Параметри пари на вході в турбіну: $h_o = 3500$ кДж/кг; $t_o = 560$ °С. Нарешті точку відбору 1 визначаємо на перетині ізобари P_1 з ізоентропою s_k . Параметри в точці 1: $h_1 = 2670$ кДж/кг; $t_{n1} = 106$ °С.

Теоретичний теплоперепад в турбіні; кДж/кг

$$H_o = h_o - h_n + h_{nn} - h_k = 3500 - 3050 + 3500 - 2200 = 1750 .$$

Ентальпія живильної води, кДж/кг

$$h_{зсв} = C_p \cdot t_{зсв} = 4,19 (30 + 50) = 335 .$$

Питома робота живильного насоса, кДж/кг

$$l_{H_o} = v(P_o - P_k) = 0,00102(15 - 0,0042) = 15.$$

Частка пари, що надходить в регенеративний підігрівник

$$\alpha_1 = q_s / (q_s + q_n) = 4,19 \cdot 50 / [4,19 \cdot 50 + (2670 - 4,19 \cdot 106)] = 0,09.$$

Питома робота пари в турбіні, кДж/кг

$$l_{m_o} = H_o - \alpha_1(h_1 - h_k) = 1750 - 0,09(2670 - 2200) = 1705.$$

Питома робота циклу, кДж/кг

$$l_{yo} = l_{m_o} - l_{H_o} = 1705 - 15 = 1690.$$

Питома теплота, що підвелена в циклі, кДж/кг

$$q_o = h_o - h_{жсв} + q_{nn} = 3500 - 335 + 0,125 \cdot 3600 = 3615.$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_{i_o} = \frac{l_{yo}}{q_o} = 1690 / 3615 = 0,467.$$

Витрата пари на турбіну, кг/с

$$D_o = N_e / l_{yo} = 200 \cdot 10^3 / 1690 = 118.$$

Витрата пари в конденсаторі, кг/с

$$D_k = (1 - \alpha_1) D_o = (1 - 0,09) \cdot 118 = 107.$$

Витрату охолодної води визначимо з рівняння теплового балансу конденсатора

$$Q_k = D_k (h_k - C_p' t_k) = G_s \cdot C_p' \Delta t_s.$$

Звідки витрата води дорівнюватиме, кг/с

$$G_{\sigma} = D_k q_k / (C_p' \cdot \Delta t_{\sigma}) = 107 \cdot 2074 / (4,19 \cdot 20) = 2652 .$$

Частка підведеної теплоти, що втрачається в конденсаторі

$$\psi_k = \frac{\alpha_k \cdot q_k}{q_0} = \frac{(1 - \alpha_1) q_k}{q_0} = (1 - 0,99) \cdot 2074 / 3615 = 0,522$$

Отже, в конденсаторі втрачається більше половини підведеної в цикл теплоти.

13.5. Теплофікаційні цикли ПТУ

Неможливість використання відвожуваної теплоти пояснюється низькою температурою конденсації ($t_k \leq 30^{\circ}\text{C}$) і ще більш низькою температурою охолодної води на виході з конденсатора. Якщо збільшити кінцевий тиск пари після турбіни понад атмосферний, то температуру конденсації можна збільшити понад 100°C , а теплоту пари використовувати для технологічних потреб або опалення. Такі установки для комбінованої виробки електричної та теплової енергії називаються **теплофікаційними**. Вони можуть працювати або з погіршеним вакуумом ($P_k < P_{\text{ат}}$), або з протитиском ($P_k > P_{\text{ат}}$). Схема і цикл теплофікаційної установки наведені на рис.13.9.

Після турбіни пара з кінцевим тиском $P_k > P_{\text{ат}}$ надходить не в конденсатор, а в тепловий споживач ТС, де конденсується і віддає теплоту $q_{\text{ТС}} = h_k - C_p t_{\text{зк}}$. Зворотний конденсат з температурою $t_{\text{зк}}$ повертається насосом в парогенератор. Таким чином, замість конденсаційного циклу *a-c-d-o-k-a* реалізується теплофікаційний цикл *в-c-d-o-k_т-f-в*. Якщо в першому циклі теплота $q_k = T_k (s_k - s_a)$ втрачається в конденсаторі, то в другому циклі теплота $q_{\text{ТС}} = T_{\text{зк}} (s_k - s_a)$ корисно споживається. Із *T-s* діаграми видно, що робота теплофіка-

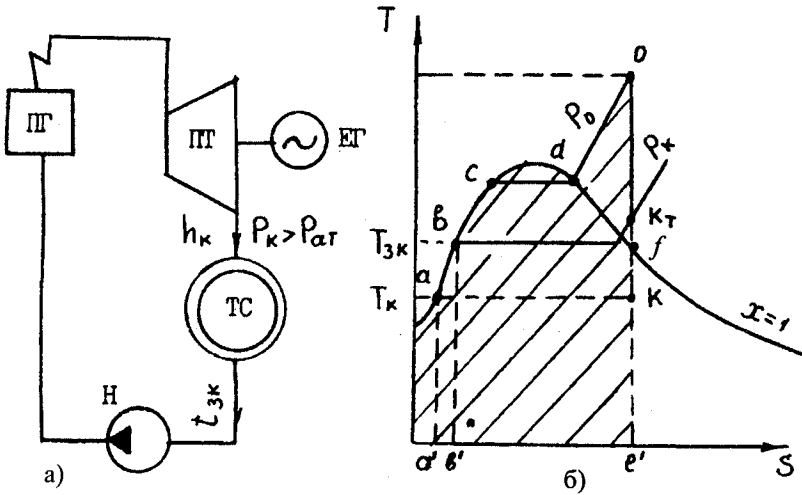


Рис.13.9. Схема (а) і цикл (б) теплофікаційної установки на T - s діаграмі.

ційного циклу $l_{\text{цт}} = h_o - h_{\text{кт}}$ менше, ніж робота конденсаційного циклу $l_{\text{цо}} = h_o - h_k$. Виходить, що на виробку однакової електричної потужності витрата пари в теплофікаційному циклі буде більше, ніж в конденсаційному.

Однак в циклі з теплофікацією енергія, що корисно споживається ($q_{\text{кор}}^{\text{T}} = l_{\text{цт}} + q_{\text{тс}}$) значно більше за корисну енергію в конденсаційному циклі ($q_{\text{кор}}^{\text{k}} = l_{\text{цо}}$).

Тому для оцінки ефективності теплофікаційних циклів вводять коефіцієнт використання теплоти

$$\xi_{\text{T}} = q_{\text{кор}}^{\text{T}} / q_o = (l_{\text{цт}} + q_{\text{тс}}) / (h_o - h_{\text{зк}}). \quad (13.33)$$

З наведеного ясно, що в конденсаційному циклі коефіцієнт ξ_{T} дорівнює термічному ККД циклу. Ексергетичний ККД теплофікаційного циклу визначається за (13.14) – (13.16), де замість q_k і T_k підставляють значення $q_{\text{тс}}$ і $T_{\text{кт}}$ відповідно.

Електричні станції, які працюють за принципом комбінованої виробки електричної та теплової енергії, називаються **теплоелектроцентралями (ТЕЦ)**. Можливість централізованого забезпечення технологічних і побутових потреб від ТЕЦ позбавляє необхідності споруджувати котельні, які мають порівняно невеликі ККД. Але застосування на ТЕЦ турбін з протитиском обмежено умовою, що виробка електроенергії цілком залежить від навантаження теплових споживачів.

13.6. Цикли атомних електростанцій

Теплоту ядерних реакцій використовують в атомних енергетичних установках. В енергетичних реакторах ядерним паливом найчастіше є діоксид урану, який має температуру плавлення 3030 К. В активній зоні (АЗ) ядерного реактора (ЯР) вивільнюється теплота ядерного розщеплення. Вона може передаватись як робочому тілу, так і проміжному теплоносію. Найбільш проста (одноконтурна) схема атомної електростанції (АЕС) показана на рис.13.10,а. Робоче тіло (вода) сприймає в активній зоні ядерного реактора теплоту і

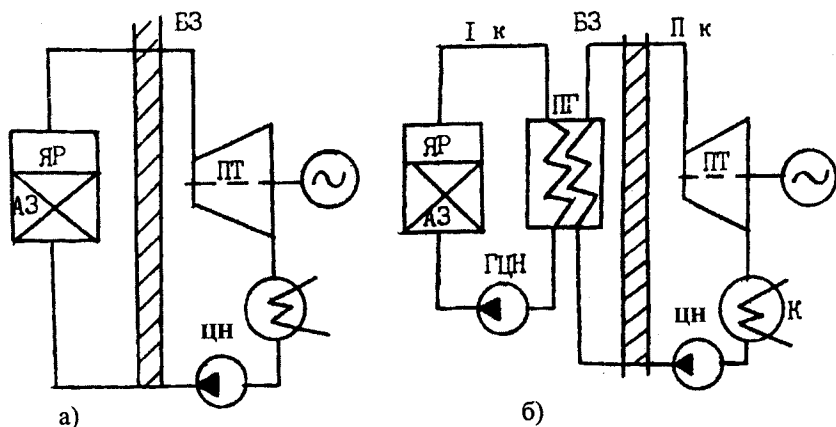


Рис.13.10. Принципова схема одноконтурної (а) і двоконтурної (б) атомної електростанції.

випаровується. Пара з певними параметрами P_o, t_o, h_o надходить до парової турбіни, де розширюється і виконує роботу, а після неї в конденсатор. Конденсат циркуляційним насосом знов прокачується через активну зону ядерного реактора.

В одноконтурних АЕС теплоносій на виході з реактора може містити радіоактивні продукти. Тому весь контур повинен мати надійний біологічний захист (БЗ). Крім рідкого теплоносія тут може застосовуватись також і газовий теплоносій, який працює в замкненому циклі газотурбінної установки.

Схема двоконтурної АЕС наведена на рис.13.10,б. В цій схемі використовуються два теплоносія. В першому контурі за допомогою головного циркуляційного насоса ГЦН через активну зону реактора прокачується проміжний теплоносій (газ, вода, рідкі метали, високотемпературні органічні теплоносії), який відводить теплоту з активної зони реактора. Цей теплоносій надходить в парогенератор, де випаровує воду. Отримана водяна пара має більш низькі параметри, ніж теплоносій першого контуру. Другий контур складається з таких самих елементів, як і паротурбінна установка. З метою безпеки другий контур відділений від першого біологічним захистом.

Розрізняють два типи ядерних енергетичних установок, в яких теплоносієм є вода. В установках першого типу водяна пара генерується в атомному реакторі (реактор киплячого типу). В установках другого типу вода в реакторі нагрівається до температури насичення (реактор некиплячого типу). В останньому тиск води може складати від 10 до 20 МПа, що відповідає температурі 270-340° С. Такі параметри на виході з першого контура дають можливість отри-

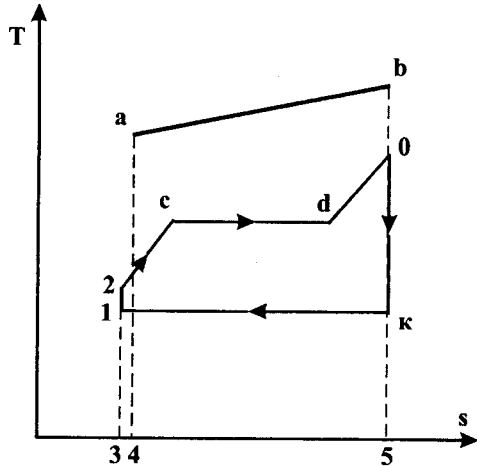


Рис.13.11.

мати в парогенераторі другого контуру насичену або трохи перегріту пару з тиском 3-6 МПа і температурою до 270° С.

За умови певних спрощень двоконтурний цикл ядерної енергетичної установки можна розглядати як звичайний цикл Ренкіна з незначним перегрівом пари (рис. 13.11). Площа a-b-5-4 еквівалентна питомій теплоті, яку віддає теплоносії першого контура в парогенераторі. Теплоносії другого контура сприймає теплоту, яка еквівалентна площі 0-5-3-2-c-d. Процес 0-к характеризує роботу пари в турбіні, процес к-1 - конденсацію відпрацьованої пари, а процес 1-2 - стиск живильної води. Питома теплота, яка витрачається на цикл 0-к-1-2-c-d, дорівнює $q_0 = h_0 - h_2$. Питома робота циклу складає

$$l_{\text{ц0}} = (h_0 - h_k) - (h_2 - h_1) = H_0 - H_{0н} \quad (13.34)$$

що адекватно (13.3).

Зрозуміло, що термічний ККД циклу визначається за (13.4). Використання органічних теплоносіїв створює можливість застосування одноконтурних АЕС, оскільки в силу теплофізичних властивостей вони набувають в реакторі незначної радіоактивності. В цьому випадку спрощується теплова схема і підвищується ККД АЕС.

Використання рідиннометалевих теплоносіїв (в основному Na і K) дозволяє значно збільшити початкову температуру пари перед турбіною і ККД циклу. Однак такі теплоносії набувають значної радіоактивності в реакторі та вибухонебезпечні за умови контакту з водою. Ці обставини зумовлюють використання триконтурної схеми. В першому контурі такої схеми АЕС циркулює рідиннометалевий теплоносії (натрій), в другому – або натрій, або сплав натрію і калію, в третьому – вода. Другий і третій контур не є радіоактивними і не потребують біологічного захисту. Пара в третьому контурі має тиск до 10 МПа і температуру 475° С. Ця пара розширюється в турбіні до тиску 2,2-2,4 МПа і надходить в проміжний пароперегрівник, де перегрівається до початкової температури, після чого продовжує розширюватись в турбіні.

Термічно і радіаційно більш стійкими є газові теплоносії. Які можуть застосовуватись в одноконтурних АЕС. Однак, для більшої

надійності, вони застосовуються в двоконтурних схемах, де робочим тілом другого контуру є водяна пара. В схемах АЕС з газовими теплоносіями на прокачку газу через реактор витрачається до 15% від потужності турбіни, оскільки теплоємність газів значно менше за теплоємність води. Для зменшення витрат на прокачку підвищують величину підігріву газу в реакторі. Найбільш перспективним напрямом розвитку АЕС з газовим теплоносієм є створення одноконтурних схем з газовою турбіною з параметрами газу $P = 10 \text{ МПа}$, $t = 650^\circ \text{ С}$. ККД таких циклів з регенерацією наближається до 40-42%.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. З якого обладнання складається установка, яка працює за циклом Ренкіна?
2. Як визначається термічний ККД циклу Ренкіна?
3. Які ексергетичні втрати в циклі Ренкіна найбільші?
4. Як впливає зміна параметрів на термічний ККД циклу Ренкіна?
5. За рахунок чого підвищується ККД регенеративного циклу Ренкіна?
6. З якою метою використовують проміжний перегрів пари в циклі паросилової установки?

14. ЦИКЛИ ГАЗОТУРБІННИХ УСТАНОВОК

14.1. Загальні відомості

Газотурбінна установка (ГТУ) відрізняється від інших газосилових установок високою питомою потужністю, компактністю, швидкохідністю, простотою конструкції. Газова турбіна придатна для різноманітних силових установок на електростанціях, транспорті та в інших галузях промисловості. Газова турбіна як тепловий двигун являє тільки складову частину газотурбінної установки. Розрізняють

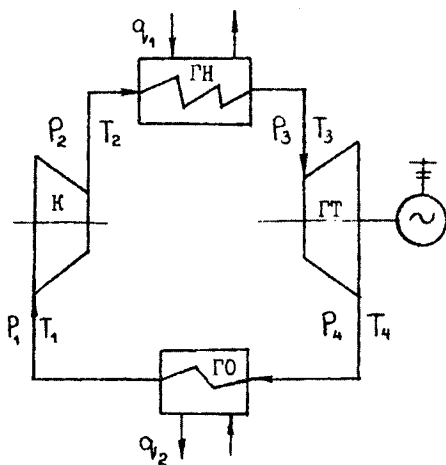


Рис. 14.1. Схема замкнутої ГТУ

ГТУ замкнутого і відкритого типу. В ГТУ замкнутого типу (рис.14.1) газоподібне робоче тіло здійснює круговий процес. Компресор K , який обертає газова турбіна $ГТ$ всмоктує газ з параметрами P_1, T_1 і стискає його до певного тиску P_2 . Під час стиску температура газу зростає до значення T_2 . Стиснений газ надходить з компресора в газонагрівник $ГН$, де ізобарно нагрівається від гарячого джерела до заданої температури T_3 . Нагрітий газ

надходить в газову турбіну, де розширюється до параметрів P_4, T_4 і виконує роботу. Відпрацьований газ охолоджується в газоохолоднику $ГО$ до початкової температури T_1 , і знов надходить в компресор.

В ГТУ відкритого типу (рис.14.2) компресор стискає повітря з навколишнього середовища, яке з параметрами P_2, T_2 надходить в камеру згоряння $КЗ$. В камеру згоряння також під тиском надходить рідке або газоподібне паливо. Продукти згоряння палива (димові гази) з температурою T_3 спрямовуються в газову турбіну, звідки після здійснення роботи виштовхуються в навколишнє середовище.

Перевагою ГТУ відкритого типу в порівнянні з ГТУ замкнутого циклу є менша вартість внаслідок меншої кількості допоміжного устаткування. Недоліком її є те, що продукти згоряння забруднюють проточну частину турбіни. Крім того, в замкнутій ГТУ круговий процес може здійснюватись з більш високими тисками, що збільшує її питому потужність.

Наявність зовнішнього газонагрівника в ГТУ замкнутого типу дозволяє також використовувати тверді види палива. На практиці однак найбільш поширені ГТУ відкритого типу, які працюють за технічно найбільш простими схемами.

Вивчення реальних процесів в циклах ГТУ досить складне. Тому для спрощення термодинамічного аналізу циклів ГТУ їх ідеалізують. Ідеалізація полягає в тому, що термодинамічні процеси розглядаються як оборотні, а маса робочого тіла незмінною. Не береться до уваги хімічний склад продуктів згоряння, а процес згоряння замінюється підведенням теплоти від уявного джерела. Процеси стиску і розширення вважаються адіабатними, а робоче тіло – ідеальним газом. Видалення робочого тіла з ГТУ відкритого типу замінюється відведенням теплоти в холодне джерело. При цьому нехтують також зменшенням тиску робочого тіла в газоохолоднику і газонагрівнику (камері згоряння). В разі зазначених допущень значно спрощуються співвідношення, що характеризують взаємозв'язки в циклах.

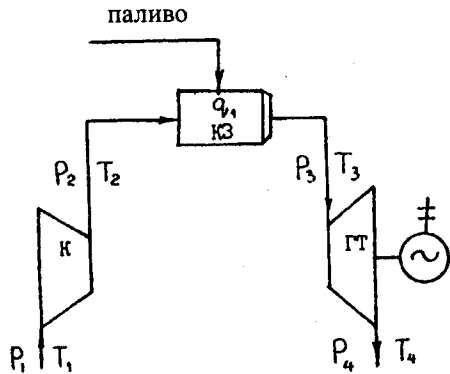


Рис. 14.1. Схема відкритої ГТУ

14.2. Цикл ГТУ з ізобарним підведенням теплоти

Зображення ідеалізованого циклу ГТУ з ізобарним підведенням теплоти (циклу Брайтона) показано на $P-v$ і $T-s$ діаграмах на рис. 14.3.

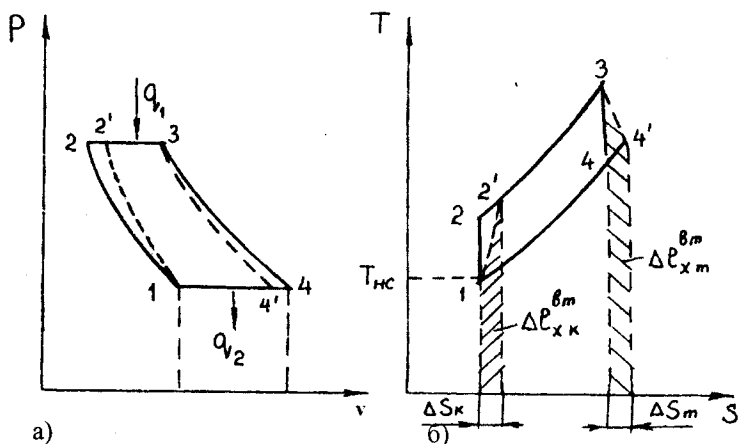


Рис.14.3. Цикл ГТУ з ізобарним підведенням теплоти.

Лінія 1–2 відповідає адиабатному оборотному стиску робочого тіла в компресорі. По лінії 2–3 здійснюється ізобарне підведення теплоти q_1 . Процесу адиабатного оборотного розширення в турбіні відповідає лінія 3–4, а процесу ізобарного відведення теплоти – лінія 4–1.

Теплота, яка підводиться до робочого тіла

$$q_1 = C_p (T_3 - T_2) = h_3 - h_2. \quad (14.1)$$

Теплота, що відводиться в процесі 4–1

$$q_2 = C_p (T_4 - T_1) = h_4 - h_1. \quad (14.2)$$

Теплота, яка перетворена на корисну роботу

$$\begin{aligned} l_{\text{ко}} &= q_1 - q_2 = (h_3 - h_2) - (h_4 - h_1) = (h_3 - h_4) - (h_2 - h_1) = \\ &= H_{\text{ом}} - H_{\text{ок}} = l_{\text{мо}} - l_{\text{ко}}; \end{aligned} \quad (14.3)$$

де $H_{\text{ом}}$, $H_{\text{ок}}$ – адиабатний теплоперепад в турбіні та компресорі відповідно; $l_{\text{мо}}$, $l_{\text{ко}}$ – теоретична питома робота в турбіні та компресорі.

Термічний ККД циклу

$$\eta_{to} = 1 - q_2/q_1 = 1 - (T_1/T_2)(T_4/T_1 - 1)/(T_3/T_2 - 1). \quad (14.4)$$

Для адіабат 1–2 і 3–4 можна записати

$$(P_2/P_1) = (T_2/T_1)^m; \quad (P_3/P_4) = (T_3/T_4)^m, \quad (14.5)$$

де $m = (k-1)/k$.

Оскільки $P_2 = P_3$, а $P_4 = P_1$, то із (14.5) виходить, що

$$T_2/T_1 = T_3/T_4 \text{ або } T_4/T_1 = T_3/T_2. \quad (14.6)$$

Враховуючи (14.6), замість (14.4) одержимо

$$\eta_{to} = 1 - T_1/T_2 = 1 - 1/\lambda^m = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \quad (14.7)$$

де $\lambda = P_2/P_1$ – міра підвищення тиску в компресорі; $\varepsilon = v_1/v_2$ – міра стиску.

Із (14.7) видно, що термічний ККД циклу Брайтона залежить від λ і k і тим більше, чим більші значення мають ці величини. Крім того, із (14.7) також випливає, що η_{to} не залежить від навантаження (підведеної теплоти), оскільки в оборотному циклі значення λ і k залишаються сталими.

В дійсних циклах ГТУ процеси стиску і розширення є адіабатно необоротними (процеси 1–2' і 3–4' на рис. 14.3). Тому згідно з (12.12) і (12.22) робота стиску буде більше, а робота розширення менше, ніж відповідні роботи в теоретичному циклі, тобто

$$l_k = l_{ko} / \eta_{oi}^k = C_p(T_2 - T_1) / \eta_{oi}^k = C_p(T_{2o} - T_1), \quad (14.8)$$

$$l_m = l_{mo} \cdot \eta_{oi}^m = C_p(T_3 - T_4) \cdot \eta_{oi}^m = C_p(T_3 - T_{4o}), \quad (14.9)$$

де η_{oi}^k і η_{oi}^m – відносні внутрішні ККД компресора і турбіни.

Дійсні температури газу за компресором і турбіною зручно визначити за допомогою міри підвищення тиску і внутрішніх ККД

$$T_{2d} = T_1 [1 + (\pi - 1) / \eta_{oi}^k], \quad (14.10)$$

$$T_{4d} = T_3 [1 - \eta_{oi}^m (\pi - 1) / \pi], \quad (14.11)$$

де $\pi = \lambda^m = \lambda^{(k-1)/k}$.

Тоді зміни ентропії в компресорі та турбіні дорівнюватимуть відповідно

$$\begin{aligned} \Delta s_k &= C_p \ln(T_{2d} / T_1) - R \ln(P_2 / P_1) = \\ &= C_p \ln[(\eta_{oi}^k + \pi - 1) / (\eta_{oi}^k \pi)]. \end{aligned} \quad (14.12)$$

$$\begin{aligned} \Delta s_m &= C_p \ln(T_{4d} / T_3) - R \ln(P_4 / P_3) = \\ &= C_p \ln[\pi - \eta_{oi}^m (\pi - 1)]. \end{aligned} \quad (14.13)$$

Внутрішній ККД ГТУ, яка працює за дійсним циклом, обчислюється за формулою:

$$\eta_i = l_u / q_l = (l_m - l_k) / [C_p (T_3 - T_{2d})]. \quad (14.14)$$

Якщо задана корисна потужність (наприклад, потужність електрогенератора N_e), то витрата робочого тіла дорівнюватиме

$$G = N_e / (l_u \cdot \eta_m \cdot \eta_{ez}), \quad (14.15)$$

де η_m , η_{ez} – механічний ККД ГТУ і ККД електрогенератора.

Витрата палива з теплою згорання Q_n^p складатиме

$$B = G \cdot q_l / (Q_n^p \cdot \eta_{кз}), \quad (14.16)$$

де $\eta_{кз}$ – ККД камери згорання (газонагрівника).

Ексергетичні ККД циклу і установки визначаються за аналогією з ПТУ (див.п.13.1)

$$\eta_{ec} = 1 - (\Delta e_{xk}^{st} + \Delta e_{xm}^{st} + \Delta e_{xox}^{st}) / (e_{x3} - e_{x2}). \quad (14.17)$$

Ексергетичні втрати в компресорі та турбіні легко визначаються за допомогою (14.12) і (14.13).

$$\Delta e_{xk}^{st} = T_{nc} \Delta s_k = T_{nc} C_p \ln[(\eta_{oi}^k + \pi - 1) / (\pi \cdot \eta_{oi}^k)], \quad (14.18)$$

$$\Delta e_{xm}^{st} = T_{nc} \Delta s_m = T_{nc} C_p \ln[\pi - \eta_{oi}^m (\pi - 1)]. \quad (14.19)$$

Втрати ексергії в охолоднику визначаються за відомою формулою

$$\Delta e_{xox}^{st} = (h_4 - h_1) - T_{nc} (s_4 - s_1) = q_2 - T_{nc} C_p \ln(T_4 / T_1). \quad (14.20)$$

Ексергія, що підводиться в нагрівнику

$$e_{x3} - e_{x2} = C_p (T_3 - T_{2d}) - T_{nc} C_p \ln(T_3 / T_{2d}). \quad (14.21)$$

Порівнюючи ефективність роботи ГТУ і ПТУ, можна відзначити, що ексергетичні втрати в компресорі ГТУ повинні бути більші за ексергетичні втрати в живильному насосі ПТУ. Ізотермічне відведення теплоти в ПТУ є найбільш досконалим, ніж ізобарне в ГТУ, оскільки температура конденсації пари ненабагато перевищує температуру навколишнього середовища. В ГТУ температура відпрацьованих газів значно більше температури навколишнього середовища. Поряд з тим ексергетичний ККД газонагрівника (камери згоряння) має більш високі значення, ніж ексергетичний ККД парогенератора. Це зумовлюється більш високою середньотермодинамічною температурою підведення теплоти в ГТУ. Однак загальний ексергетичний ККД ГТУ

$$\eta_{e ГТУ} = \eta_{екз} \cdot \eta_{ec} \quad (14.22)$$

усе ж таки нижче за ексергетичний ККД ПТУ, оскільки більш сприятливі умови тепlopідводу не можуть компенсувати значно більших втрат ексергії в циклі.

Приклад 14.1. Визначити внутрішній і ексергетичний ККД ГТУ відкритого типу, потужність компресора і електрогенератора, витрату

палива з теплою згоряння $Q_n^p = 40$ МДж/кг, якщо відомо: витрата повітря $V = 116,2$ м³/с; $\eta_{oi}^m = 0,87$; $\eta_{oi}^k = 0,85$; $\eta_{k3} = 0,95$; $\eta_m = 0,98$; $\eta_{ec} = 0,985$; $P_1 = 1$ бар; $T_1 = T_{nc} = 300$ К; $v_2 = 0,215$ м³/кг; $t_3 = 1000$ °С, $C_p = 1$ кДж/(кг·К).

Питомий об'єм навколишнього повітря, м³/кг

$$v_1 = RT_1/P_1 = 287 \cdot 300/10^5 = 0,861,$$

де $R = 8314,4/\mu = 8314,4/29 \approx 287$ Дж/(кг·К).

Масова витрата повітря, кг/с

$$G = V / v_1 = 116,2 / 0,861 \approx 134,96.$$

Міра підвищення тиску

$$\lambda = P_2/P_1 = (v_1/v_2)^k = (0,861/0,215)^{1,4} = 7.$$

Величина π

$$\pi = \lambda^{(k-1)/k} = 7^{(1,4-1)/1,4} = 1,743.$$

Температури газу за компресором і турбіною, К

$$T_{2d} = T_1[1 + (\pi - 1)/\eta_{oi}^k] = 300(1 + 0,743/0,85) = 562,$$

$$T_{4d} = T_3[1 - \eta_{oi}^m(\pi - 1)/\pi] = 1273(1 - 0,87 \cdot 0,743/1,743) = 800.$$

Питома робота в компресорі та турбіні, кДж/кг

$$l_k = C_p(T_{2d} - T_1) = 1(562 - 300) = 262,$$

$$l_m = C_p(T_3 - T_{4d}) = 1(1273 - 800) = 473.$$

Питома робота циклу, кДж/кг

$$l_u = l_m - l_k = 473 - 262 = 211.$$

Потужності газової турбіни і компресора, МВт

$$N_m = G \cdot l_m \cdot \eta_T = 134,96 \cdot 473 \cdot 0,98 \cdot 10^{-3} = 62,55,$$

$$N_k = G \cdot l_k / \eta_k = 134,96 \cdot 262 \cdot 10^{-3} / 0,98 = 34,65.$$

Потужність електрогенератора, МВт

$$N_e = (N_m - N_k) \cdot \eta_{ec} = (62,55 - 34,65) \cdot 0,985 = 27,9.$$

Питома теплота, яка підведена в камері згоряння, кДж/кг

$$q_1 = C_p(T_3 - T_{2d}) = 1(1273 - 562) = 711.$$

Витрата палива, кг/с

$$B = G \cdot q_1 / (Q_n^p \cdot \eta_{k3}) = 134,96 \cdot 711 \cdot 10^{-3} / (40 \cdot 0,95) = 2,525.$$

Питома теплота, яка відводиться в навколишнє середовище, кДж/кг

$$q_2 = C_p(T_{4\partial} - T_1) = 1(800 - 300) = 500.$$

Внутрішній ККД циклу ГТУ

$$\eta_i = l_u / q_1 = 211 / 711 = 0,296.$$

Питома ексергія, що підводиться в камері згорання, кДж/кг

$$\Delta e_{\text{хкз}} = q_1 - T_{\text{нс}} \cdot \Delta s_{\text{кз}} = 711 - 300 \cdot 1 \ln(1273/562) = 465,7.$$

Питомі ексергетичні втрати з відхідними газами, кДж/кг

$$\Delta e_{\text{хв2}}^{\text{сТ}} = q_2 - T_{\text{нс}} C_p \ln(T_{4\partial} / T_1) = 500 - 300 \cdot 1 \cdot \ln(800/300) = 205,75.$$

Питомі втрати ексергії в компресорі та турбіні, кДж/кг

$$\begin{aligned} \Delta e_{\text{хк}}^{\text{сТ}} &= T_{\text{нс}} \cdot C_p \ln[(\eta_{oi}^k + \pi - 1) / (\pi \cdot \eta_{oi}^k)] = \\ &= 300 \cdot 1 \cdot \ln[(0,85 + 0,743) / (1,743 \cdot 0,85)] = 21,76. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta e_{\text{хт}}^{\text{сТ}} &= T_{\text{нс}} \cdot C_p \ln[\pi - \eta_{oi}^m (\pi - 1)] = \\ &= 300 \cdot 1 \cdot \ln[1,743 - 0,87 \cdot 0,743] = 27,66. \end{aligned}$$

Ексергетичний ККД циклу ГТУ

$$\begin{aligned} \eta_{\text{еу}} &= 1 - (\Delta e_{\text{хк}}^{\text{сТ}} + \Delta e_{\text{хт}}^{\text{сТ}} + \Delta e_{\text{хв2}}^{\text{сТ}}) / \Delta e_{\text{хкз}} = \\ &= 1 - (21,76 + 27,66 + 205,75) / 465,7 = 0,452. \end{aligned}$$

Середньотермодинамічна температура підведення теплоти до робочого тіла, К.

$$T_{\text{ср}} = (T_3 - T_{2\partial}) / \ln(T_3 / T_{2\partial}) = (1273 - 562) / [\ln(1273/562)] = 869,5.$$

Ексергетичний ККД камери згорання

$$\eta_{\text{екз}} = \eta_{\text{кз}} (1 - T_{\text{нс}} / T_{\text{ср}}) = 0,95 (1 - 300/869,5) = 0,622.$$

Ексергетичні втрати в камері згорання, кДж/кг

$$\Delta e_{\text{хкз}}^{\text{см}} = (1 - \eta_{\text{екз}}) \cdot \Delta e_{\text{хкз}} = (1 - 0,622) \cdot 465,7 = 176,034.$$

Ексергетичний ККД ГТУ

$$\eta_{\text{еГТУ}} = \eta_{\text{екз}} \cdot \eta_{\text{еу}} = 0,622 \cdot 0,452 = 0,281.$$

Отже, найбільші втрати ексергії спостерігаються в камері згорання.

14.3. Регенеративний цикл ГТУ

Істотним недоліком розглянутого циклу Брайтона є те, що в ньому не використовується досить висока енергія відпрацьованих газів. Покращити газотурбінний процес можна за рахунок використання цієї енергії в схемі ГТУ. Оскільки температура відхідних газів T_4 вища за температуру повітря після компресора T_2 , то є можливість збільшити останню шляхом підігріву повітря відпрацьованими газами. Процес попереднього нагрівання повітря перед камерою згоряння за рахунок теплоти відхідних газів називають регенерацією, а цикл ГТУ, в якому здійснюється регенерація – регенеративним. На рис. 14.4 показана схема ГТУ з регенерацією. Вона відрізняється від схеми на рис. 14.2 наявністю повітрянагрівника ПН, в якому гази після турбіни нагрівають стиснене повітря від температури T_2 до температури T_n .

При цьому температура димових газів зменшується від T_4 до T_{62} . Надходження більш підігрітого повітря в камеру згоряння за умови $T_3 = const$ дає змогу зменшити величину q_1 (отож і палива) на здійснення циклу. Зображення регенеративного циклу ГТУ з ізобарним підведенням теплоти на T - s діаграмі наведено на рис.

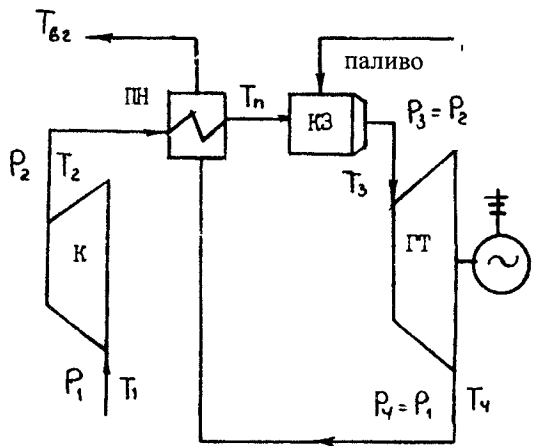


Рис. 14.4. Схема ГТУ з регенерацією

14.5. Передача теплоти від газів до повітря в повітрянагрівнику (регенераторі) відбувається по ізобарах 4–В і 2–П. Заштриховані площини характеризують теплоту q^p , яка передається в регенераторі. Регенерація була би повною, якщо б повітря нагрівалось до температури газів після турбіни T_4 . Останнє можливо лише теоретично

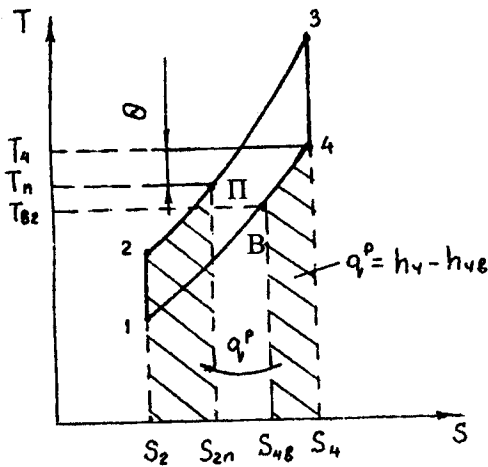


Рис.14.5.

за умови необмежених габаритів регенератора. В реальному процесі повітря не догрівається до температури T_4 на величину $\theta = T_4 - T_n$. Тому ефективність повітрянагрівника характеризує відношення

$$\sigma = (T_n - T_2) / (T_4 - T_2) = 1 - \theta / (T_4 - T_2), \quad (14.23)$$

в якому коефіцієнт $\sigma < 1$ називається мірою регенерації.

Теплота, яка передається повітрю в процесі регенерації

$$q^p = C_p(T_n - T_2) = C_p\sigma(T_4 - T_2). \quad (14.24)$$

Завдяки регенерації значення підведеної теплоти складатиме

$$q_1^p = q_1 - q^p = C_p[(T_3 - T_2) - \sigma(T_4 - T_2)]. \quad (14.25)$$

Термічний ККД ідеального циклу ГТУ з регенерацією

$$\eta_{\text{то}}^p = 1 - q_2 / q_1^p = 1 - (T_4 - T_1) / [T_3 - T_2 - \sigma(T_4 - T_2)]. \quad (14.26)$$

З останнього виразу видно, що зі зменшенням температури повітря після компресора (зменшенням міри підвищення тиску в компресорі) ефективність застосування регенерації зростає.

Внутрішній ККД дійсного регенеративного циклу ГТУ

$$\eta_i^p = (H_{\text{om}} \cdot \eta_{\text{oi}}^m - H_{\text{ok}} / \eta_{\text{oi}}^k) / q_1^p. \quad (14.27)$$

Економія палива з теплою згоряння Q_n^p за рахунок регенерації дорівнюватиме

$$\Delta B = B - B^p = G C_p \sigma (T_4 - T_2) \cdot \eta_{кс} / Q_n^p. \quad (14.28)$$

Ексергетичний ККД циклу ГТУ з регенерацією за (14.17) повинен зростати за рахунок зменшення підведеної ексергії в камері згоряння і ексергетичних втрат з відхідними газами, не дивлячись на додаткові втрати ексергії в повітрянагрівнику.

Приклад 14.2. За умовою прикл.14.1 визначити внутрішній та ексергетичний ККД циклу ГТУ з регенерацією, а також річну економію палива, якщо міра регенерації $\sigma = 0,6$, а річна кількість годин роботи ГТУ $\tau = 6800$.

Розрахунки виконуємо для дійсного циклу ГТУ. Питома теплота регенерації, кДж/кг

$$q^p = C_p \sigma (T_{40} - T_{20}) = 1 \cdot 0,6(800 - 562) = 142,8.$$

Питома підведена теплота, кДж/кг

$$q_i^p = q_i - q^p = 711 - 142,8 = 568,2.$$

Внутрішній ККД циклу

$$\eta_i^p = l_u / q_i^p = 211 / 568,2 = 0,37.$$

Підвищення η_i за рахунок регенерації, %

$$\Delta \eta_i = (\eta_i^p - \eta_i) \cdot 100 = (0,37 - 0,296) \cdot 100 = 7,5.$$

Річна економія палива, т/рік

$$\Delta B = G \cdot \tau \cdot q^p \cdot \eta_{кс} / Q_n^p = 100 \cdot 6800 \cdot 3600 \cdot 142,8 \cdot 10^{-3} / (40 \cdot 10^3) \cdot 0,95 = 8302,39.$$

Температура підігрітого повітря, К

$$T_n = T_{2d} + \sigma (T_{4d} - T_{2d}) = 562 + 0,6 (800 - 562) = 704,8.$$

Середньотермодинамічна температура повітря в повітрянагрівнику, К

$$T_{ncp} = (T_n - T_{2d}) / \ln (T_n / T_{2d}) = (704,8 - 562) \ln (704,8 / 562) = 634.$$

Температура газів після регенератора, К

$$T_{az} = T_{4d} - q^p / C_p = 800 - 142,8 / 1 = 657,2 .$$

Середньотермодинамічна температура газів в повітрянагрівнику, К

$$T_{zcp} = (T_{4d} - T_{az}) / \ln (T_{4d} / T_{az}) = 800 - 657,2 / \ln (800 / 657,2) = 726.$$

Питома ексергія, що підведена в камері згоряння, кДж/кг

$$\Delta e_{x_{кз}} = q_1^p - T_{nc} \ln (T_3 / T_n) = 568,2 - 300 \ln (1273 / 704,8) = 390,8.$$

Питома теплота, яка відведена з відхідними газами, кДж/кг

$$q_2^p = q_2 - q^p = 500 - 142,8 = 357,2 .$$

Питомі втрати ексергії з відхідними газами, кДж/кг

$$\Delta e_{x_{вз}}^{eT} = q_2^p - T_{nc} \ln (T_{az} / T_{nc}) = 357,2 - 300 \ln (657,2 / 300) = 122 .$$

Питомі втрати ексергії в процесі необоротного теплообміну в регенераторі, кДж/кг

$$\Delta e_{xp}^{eT} = T_{nc} q^p (T_{ncp}^{-1} - T_{zcp}^{-1}) = 300 \cdot 142,8 (1 / 634 - 1 / 726) = 8,56 .$$

Сумарні питомі втрати ексергії з урахуванням втрат в компресорі та турбіні, кДж/кг

$$\sum \Delta e_x^{eT} = (\Delta e_{xk}^{eT} + \Delta e_{xm}^{eT} + \Delta e_{x\omega 2}^{eT} + \Delta e_{xp}^{eT}) = 21,76 + 27,66 + 122 + 8,56 = 180.$$

Перевіряємо ексергетичний баланс, кДж/кг

$$\Delta e_{xk3} = l_{\eta} + \sum \Delta e_x^{eT}; \quad 390,8 = 211 + 180.$$

Отже, небаланс складає 0,2 кДж/кг

Ексергетичний ККД циклу з регенерацією

$$\eta_{e\eta}^p = 1 - \sum \Delta e_x^{eT} / \Delta e_{xk3} = 1 - 180 / 390,8 = 0,539.$$

Середньотермодинамічна температура підведення теплоти до робочого тіла, К

$$T_{cp} = (T_3 - T_n) \ln(T_3 / T_n) = (1273 - 704,8) \ln(1273 / 704,8) = 961.$$

Ексергетичний ККД камери згоряння

$$\eta_{ek3} = \eta_{k3} (1 - T_{nc} / T_{cp}) = 0,95 (1 - 300 / 961) = 0,653.$$

Ексергетичний ККД ГТУ з регенерацією

$$\eta_{eГТУ} = \eta_{ek3} \cdot \eta_{e\eta}^p = 0,653 \cdot 0,539 = 0,352.$$

14.4. Цикл ГТУ з багатоступінчастим стиском і нагріванням робочого тіла

Раніше відзначалось, що ефективність регенерації підвищується зі зменшенням температури повітря за компресором. Тому термічний ККД ГТУ можна підвищити, якщо застосувати міжступінчастий стиск повітря з проміжним його охолодженням і міжступінчас-

те нагрівання і розширення робочого тіла. Схема такої ГТУ показана на рис.14.7, а її цикл на рис.14.8.

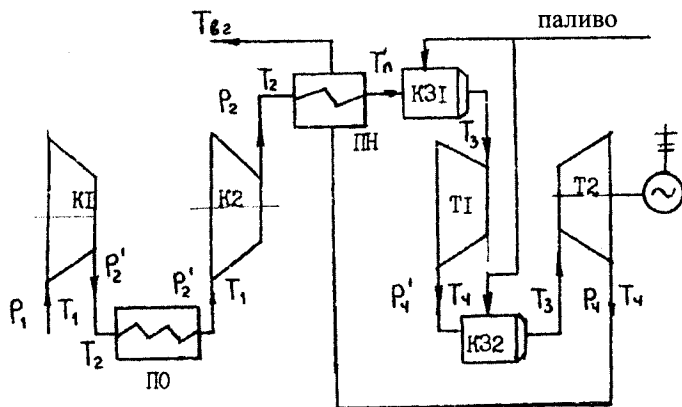


Рис.14.7. Схема ГТУ зі ступінчастим стиском і нагріванням робочого тіла та регенерацією.

Атмосферне повітря стискається в компресорі К1 (перший ступінь стиску) до тиску P_2' , після чого надходить в повітроохолодник ПО, де охолоджується до початкової температури T_1 . Охоложене повітря стискається в компресорі К2 (другий ступінь стиску) до тиску P_2 і з температурою T_2 надходить в повітрянагрівник ПН, де нагрівається до температури T_n . Нагріте повітря прямує в першу камеру згоряння КЗ 1. Після підведення теплоти (згоряння палива) робоче тіло (димові гази) з параметрами $P_3 = P_2$ і T_3 надходить до газової турбіни Т1 (перший ступінь розширення). Відпрацьовані в першому ступені гази з параметрами

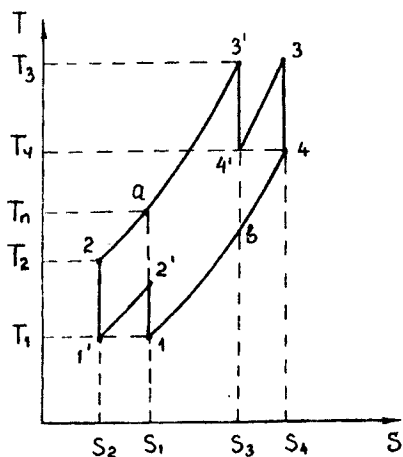


Рис.14.8. Цикл ГТУ за схемою на рис.14.7.

$P_4' = P_2'$ і T_4 , спрямовуються в другу камеру згоряння КЗ 2, де їх температура ізобарно підвищується до значення T_3 . З цими параметрами продукти згоряння надходять в турбіну Т2 (другий ступінь розширення), де виконують роботу і з параметрами $P_4 = P_1$ і T_4 виштовхуються в повітрянагрівник ПН (ренегатор), а після нього в навколишнє середовище з температурою $T_{\text{вз}}$.

Із ідеалізованого циклу описаної ГТУ, зображеного на рис.14.8, наочно видно, що в разі роботи ГТУ з одноступінчастим стиском і розширенням робота циклу (площа 1-а-3'-в) була б менша за роботу розглянутого циклу (площа 1-2'-1'-2-3'-4'-3-4-1).

Теплота, яка підведена в циклі

$$q_{10}^p = C_p [(T_3 - T_2) - \sigma (T_4 - T_2) + (T_3 - T_4)]. \quad (14.29)$$

Корисна робота циклу

$$l_{\text{чо}}^p = 2 C_p [(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)]. \quad (14.30)$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_{\text{то}}^p = l_{\text{чо}}^p / q_{10}^p. \quad (14.31)$$

На практиці установка з більшою кількістю ступенів виходить громіздкою. Тому обмежуються двома ступенями, оскільки істотне підвищення ККД спостерігається саме під час застосування двоступінчастого циклу ГТУ замість одноступінчастого.

14.5. Цикл ГТУ з ізохорним підведенням теплоти

Такий цикл ГТУ відрізняється від циклу з ізобарним згорянням організацією горіння і конструкцією камери згоряння. Камера згоряння (КЗ) має три клапани: повітряний, паливний і сопловий. Перші два забезпечують подачу певних порцій повітря і палива, а сопловий – відведення продуктів згоряння (димових газів) із КЗ. Після заповнення КЗ стисненим повітрям туди надходить певна порція палива, завдяки чому утворюється пальна суміш, яка підпалюється

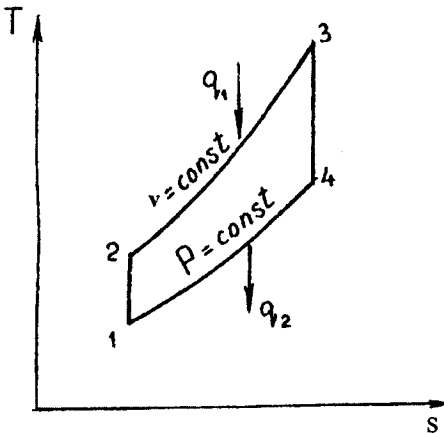


Рис.14.9. Цикл Гемфрі

електричним запалом і згоряє в незмінному об'ємі КЗ. Згоряння суміші відбувається миттєво, а тиск при цьому зростає в кілька разів. Процес горіння триває 0,8 – 1,4 сек., тобто за одну хвилину здійснюється до 60 циклів горіння. Продукти згоряння за допомогою соплового клапана відводяться з КЗ до турбіни. Цей процес відбувається ізобарно, що зумовлює змінні швидкості в проточній части-

ні турбіни. Останнє, природно, знижує коефіцієнт корисної дії газової турбіни.

Діаграма ідеалізованого циклу ГТУ з ізохорним підведенням теплоти (циклу Гемфрі) наведена на рис.14.9. Цикл складається з адіабатного стиску повітря в компресорі 1–2, ізохорного підведення теплоти 2–3, адіабатного розширення в турбіні 3–4 та ізобарного процесу відведення теплоти 4–1. Основними характеристиками циклу є: $\lambda = P_2/P_1$ – міра підвищення тиску в компресорі; $\pi = P_3/P_2$ – міра ізохорного підвищення тиску в КЗ.

Підведена теплота

$$q_{10} = C_v (T_3 - T_2). \quad (14.32)$$

Відведена теплота

$$q_{20} = C_p (T_4 - T_1). \quad (14.33)$$

Для визначення роботи циклу треба враховувати роботу зміни тиску продувки камери згоряння

$$l_{k3} = v_2 (P_3 - P_2). \quad (14.34)$$

Корисна робота циклу

$$l_{\text{чо}} = q_{10} - q_{20} - l_{\text{кз}} = l_{\text{мо}} - l_{\text{ко}} - l_{\text{кз}} = \\ = C_p [(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)] - v_2 P_2 (\pi - 1). \quad (14.35)$$

Значення температур в точках циклу

$$T_2 = T_1 \lambda^m; \quad T_3 = T_2 \cdot \pi = T_1 \lambda^m \pi \quad (14.36)$$

де $m = (k - 1)/k$.

Оскільки

$$T_4 / T_1 = (T_2 / T_1) (T_3 / T_2) (T_4 / T_3) = \lambda^m \pi (P_1 / P_3)^m = \\ = \lambda^m \pi (P_1 / P_2)^m (P_2 / P_3)^m = \lambda^m \pi / (\lambda \cdot \pi)^m = \pi^{1/k},$$

$$\text{то } T_4 = T_1 \pi^{1/k}. \quad (14.37)$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_{\text{то}} = 1 - q_{20}/q_{10} = 1 - [(\pi^{1/k} - 1) - RT_2 (\pi - 1)] / [(\pi - 1)\lambda^m]. \quad (14.38)$$

Економічність циклу Гемфрі залежить від характеристик λ і π і зростає з підвищенням обох. Аналіз роботи ГТУ з ізобарним та ізохорним підведенням теплоти показує, що для однакових значень λ і T_3 ККД циклу Гемфрі перевищує ККД циклу Брайтона, а для однакових значень T_3 і q_{20} – навпаки. Ексергетичний аналіз роботи циклу Гемфрі виконується так само, як і для циклу Брайтона.

ГТУ з ізохорним підведенням теплоти властиві такі недоліки: складність конструкції камери згоряння, напружені умови роботи турбіни з пульсуючими потоками газу. Напевно тому вони не набули належного поширення на практиці.

Приклад 14.3. Визначити корисну потужність, термічний ККД ГТУ, яка працює за циклом Гемфрі, а також витрату палива з теплою згоряння $Q_n^p = 40$ МДж/кг, якщо відомо: $T_1 = 290$ К; $P_1 = 0,1$ МПа; $P_2 = 8,3$ бар; $v_4 = 1,5$ м³/кг; потужність турбіни $N = 5$ МВт, витрата повітря $G = 6,2$ кг/с.

Газова стала повітря, кДж/(кг·К)

$$R = 8,3144 / \mu = 8,3144 / 29 \approx 0,287.$$

Величини λ і m

$$\lambda = P_2 / P_1 = 8,3 / 1 = 8,3,$$

$$m = (k - 1) / k = (1,4 - 1) / 1,4 = 0,2857.$$

Питомий об'єм повітря перед компресором, м³/кг

$$v_1 = RT_1 / P_1 = 0,287 \cdot 10^3 \cdot 290 / 10^5 = 0,823.$$

Температура повітря після стиску, К

$$T_2 = T_1 \cdot \lambda^m = 290 \cdot 8,3^{0,2857} \approx 535.$$

Температура газів після турбіни, К

$$T_4 = T_1 (v_4 / v_1) = 290 (1,5 / 0,823) = 659.$$

Для визначення температури T_3 запишемо формулу для роботи в турбіні

$$l_{mo} = kR (T_3 - T_4) / (k - 1) = R (T_3 - T_4) / m = N/G.$$

Звідки одержимо

$$0,287 (T_3 - T_4) / 0,2857 = 5 \cdot 10^3 / 6,2$$

$$\text{або } (T_3 - T_4) = 610.$$

Тоді температура газів перед турбіною, К

$$T_3 = 610 + T_4 = 610 + 659 = 1269.$$

Величина π і тиск в камері згоряння, бар

$$\begin{aligned} \pi &= P_3 / P_2 = T_3 / T_2 = 1269 / 535 = 2,37, \\ P_3 &= P_2 \cdot \pi = 8,3 \cdot 2,37 = 19,68. \end{aligned}$$

Потужність компресора, МВт

$$N_{ко} = R (T_2 - T_1) G / m = 10^{-3} \cdot 0,287 (535 - 290) 6,2 / 0,2857 = 1,5.$$

Потужність, яка витрачається на продувку камери згоряння, МВт

$$N_{кз} = R \cdot T_2 (\pi - 1) G = 0,287 \cdot 535 \cdot 1,37 \cdot 6,2 \cdot 10^{-3} = 1,3.$$

Корисна потужність ГТУ, МВт

$$N_{кор} = N - N_{ко} - N_{кз} = 5 - 1,5 - 1,3 = 2,2.$$

Підведена теплота, МВт

$$Q_1 = G \cdot C_p (T_3 - T_2) = 6,2 \cdot 1 (1269 - 535) 10^{-3} = 4,567.$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_{то} = N_{кор} / Q_1 = 2,2 / 4,567 = 0,48.$$

Витрата палива, кг/с

$$B = Q_1 / Q_n^p = 4,567 / 40 = 0,114.$$

14.6. Цикли парогазових установок

Особливостями циклів ГТУ є те, що температура відпрацьованих газів має ще досить високі значення, що знижує термічний ККД установок. Тому виникає проблема утилізації теплоти відхідних газів, яку можна успішно вирішити створенням бінарних (подвійних) циклів. Поєднання ГТУ і ПТУ в загальному технологічному циклі називають парогазовою установкою (ПГУ). Ідея ПГУ полягає в такому комбінуванні ГТУ і ПТУ, коли теплота газів після газової турбіни використовується для генерації водяної пари. Існує багато варіантів схем ПГУ зі складними технологічними зв'язками, з яких ми розглянемо найбільш прості та перспективні.

ПГУ зі скиданням газів після газової турбіни в топку парогенератора характеризується тим, що відхідні газ є високопідігрітим робочим тілом, забаластованим окислювачем, який містить 14-16% кисню. Тому ці газ доцільно використовувати для спалювання основної маси палива в парогенераторі ПТУ (рис.14.10). В камері згоряння

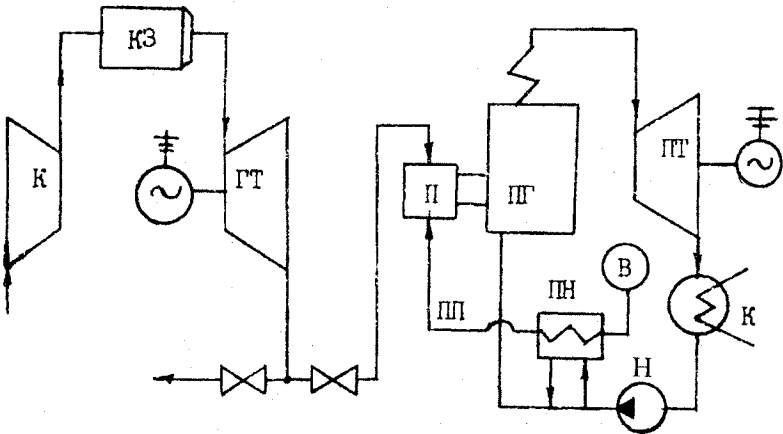


Рис.14.10. Схема ПГУ із скиданням газів після ГТУ в топку парогенератора. К – компресор; КЗ – камера згоряння; ГТ – газова турбіна; П – палильник; ПГ – парогенератор; ПТ – парова турбіна; К – конденсатор; Н – насос; В – вентилятор; ПН – повітрянагрівник; ПП – підігріте повітря.

ГТУ спалюється рідке або газоподібне паливо. Відпрацьовані в газовій турбіні димові гази надходять до пальників парогенератора ПТУ, куди також за допомогою вентилятора надходить додаткове підігріте повітря. Схема передбачає як спільну, так і роздільну роботу ГТУ і ПТУ з серійним устаткуванням.

Парогазовий цикл – це сукупність двох циклів газового і парового (рис.14.11). Корисна робота циклу ПГУ складається з площин 1–2–3–4 і a–b–c–d–o–k. Відвожувана теплота з циклу ГТУ використовується в циклі ПТУ. Термічний ККД циклу ПГУ визначається відношенням потужності обох циклів $N_{пгу} = N_{гту} + N_{пту}$ до підведеної теплоти $Q_{пгу} = Q_{гту} + Q_{пту}$, тобто

$$\eta_{пгу} = N_{пгу} / Q_{пгу} \quad (14.39)$$

Теплота, що підводиться в циклі ПТУ дорівнює

$$Q_{пту} = D_o(h_o - h_{жв}) + D_{nn}q_{nn} - GC_p(T_4 - T_{гз}^{пр}), \quad (14.40)$$

де D_o , D_{nn} – витрата пари на турбіну і на проміжний пароперегрівник відповідно; q_{nn} – теплота, що витрачається на проміжний перегрів пари; $G_{пр}$ – витрата димових газів; $T_{гз}^{пр}$ – температура відхідних газів із парогенератора.

Схема ПГУ, яка працює на продуктах згоряння твердих палив в зрідженому шарі під тиском показана на рис.14.12.

Стиснене в компресорі K повітря надходить у високонапірний парогенератор ВНПГ, де вугілля спалюється в зрідженому шарі під тиском. В шар занурені випарні труби, в яких генерується пара для парового циклу і розташований проміжний пароперегрівник. Стиснені продукти згоряння надходять у високоте-

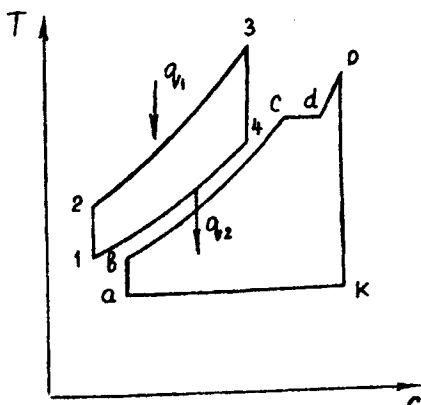


Рис.14.11.

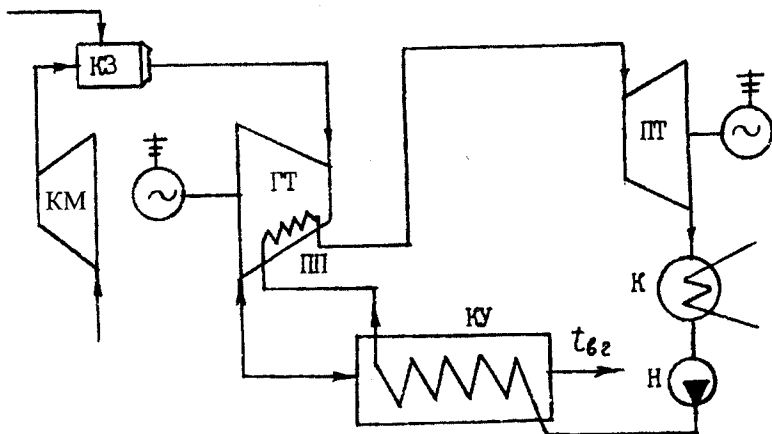


Рис.14.13. Схема ПГУ з котлом-утилізатором.

мі теплота, яка витрачається на ПТУ дорівнює останньому доданку в (14.40). Слід відзначити, що потужність паротурбінної установки значно менша потужності ГТУ. Для збільшення потужності ПТУ можна використовувати котли-утилізатори з додатковим спалюванням палива.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Від яких величин залежить термічний ККД циклу Брайтона?
2. Які ексергетичні втрати в циклі ГТУ найбільші?
3. Що розуміють під мірою регенерації та як вона впливає на економічність циклів ГТУ?
4. Для чого застосовують багатоступінчастий стиск повітря і нагрівання робочого тіла?
5. Які недоліки циклу ГТУ з ізохорним підведенням теплоти?
6. Які переваги мають цикли парогазових установок?

15. ЦИКЛИ ДВИГУНІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ

Двигуни внутрішнього згоряння (ДВЗ) – це теплові двигуни, робочими тілами в яких є продукти згоряння органічних палив, що утворюються всередині самих двигунів.

Поршневі ДВЗ за характером робочого процесу можна класифікувати на двигуни швидкого згоряння з іскровим займанням паливно-повітряної суміші і двигуни поступового згоряння із займанням палива від стиску. До ДВЗ першої групи належать карбюраторні двигуни, які працюють на бензиновому і газовому паливах. До ДВЗ другої групи належать дизельні двигуни, які працюють на соляровому маслі (швидкохідні) і на важких моторних паливах (тихохідні).

Усі ДВЗ поділяються на двотактні та чотиритактні. В перших робочий цикл відбувається за два ходи поршня (один оберт колінчастого вала). В других – за чотири ходи (два оберти колінчастого вала). В конструктивному відношенні двотактні ДВЗ значно відрізняються від чотиритактних, але аналіз роботи двигунів з точки зору використання теплоти однаково справедливий для ДВЗ обох типів.

У ДВЗ робоче тіло після виконання роботи (робочого ходу поршня) видаляється з циліндра і замінюється новою порцією робочого тіла, тобто процеси відбуваються в замкненому циклі. Ясно, що робочі процеси в ДВЗ є необоротними. Але, як з теоретичної, так і з практичної точок зору заслугоує на увагу розгляд таких теоретичних замкнених циклів, які здійснюються без дисипативних втрат. Це дає змогу дійсні процеси у ДВЗ наблизити до теоретичних, що спрощує їх аналіз. Такі цикли, як відомо, називаються **ідеальними**.

15.1. Цикл ДВЗ з ізохорним підведенням теплоти

В таких двигунах пальна суміш готується в карбюраторі, а двигуни називають карбюраторними.

Розглянемо принцип дії чотиритактного карбюраторного двигуна і його індикаторну діаграму (рис. 15.1). Двигун складається з циліндра

1, поршня 2, який здійснює зворотно-поступальний рух за допомогою шатуна 3 і кривошипа 4. На кришці циліндра змонтовані всмоктуючий 5 і нагнітальний 6 клапани і запальний пристрій (свіча). Цикл складається з послідовних процесів: приготування робочої суміші, згоряння суміші в циліндрі та видалення продуктів згоряння.

Перший такт – всмоктування здійснюється з відкритим клапаном 5, коли поршень рухається від точки 0 – верхньої мертвої точки (ВМТ) до точки 1 – нижньої мертвої точки (НМТ). Перший хід поршня супроводжується всмоктуванням робочої суміші (палива і повітря) із карбюратора по лінії 0–1.

В другому такті відбувається стиск суміші із закритими клапанами 5 і 6 по лінії 1–2. Під час руху поршня до ВМТ утворюється певний тиск, величина якого залежить від умов займання палива в циліндрі.

В третьому такті здійснюється миттєве займання і горіння суміші по лінії 2–3 і розширення продуктів згоряння по лінії 3–4. На підході поршня до ВМТ (точка 2) свіча дає іскровий розряд і суміш згоряє з різким підвищенням тиску і температури. Під тиском поршень робить третій хід, який є робочим (3–4).

Четвертий такт – виштовхування продуктів згоряння. Коли поршень підходить до НМТ (точка 4) відкривається клапан 6 і останній четвертий хід поршня до ВМТ супроводжується виштовхуванням відпрацьованих газів по лінії 4–0, яка замикає цикл.

Робочий цикл двотактних ДВЗ відрізняється від описаного тим, що процеси всмоктування і виштовхування замінюються продувкою циліндра повітрям.

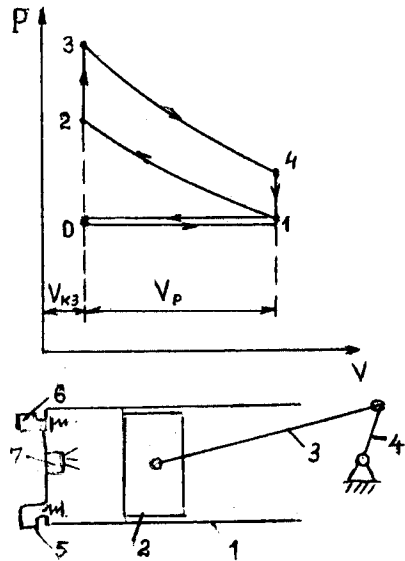


Рис.15.1.

Об'єм циліндра на індикаторній діаграмі, який відповідає ходу поршня S_n називається робочим об'ємом

$$V_p = \pi D^2 S_n / 4 = 0,785 D^2 S_n, \quad (15.1)$$

де D – діаметр поршня.

Об'єм $V_{к3}$ на рис.15.1 називають об'ємом камери згоряння. Головною характеристикою циклу є міра стиску, яка характеризує відношення всього об'єму циліндра до об'єму камери згоряння

$$\varepsilon = (V_p + V_{к3}) / V_{к3} = V_1 / V_2 = v_1 / v_2. \quad (15.2)$$

Площа верхньої петлі індикаторної діаграми 1–2–3–4–1 еквівалентна корисній роботі циклу l_u , яку називають ще **індикаторною роботою**. Площа нижньої петлі характеризує роботу, яка витрачається на всмоктування і виштовхування і яку умовно відносять до механічних втрат. Для визначення потужності двигуна цією роботою, як правило, нехтують.

Важливим показником роботи поршневих ДВЗ є середній індикаторний тиск, який дорівнює відношенню роботи циклу до робочого об'єму циліндра

$$P_i = m l_u / V_p = l_u / (v_1 - v_2). \quad (15.3)$$

Робота циклу, як відомо, дорівнює

$$l_u = q_1 - q_2 = \eta_i q_1. \quad (15.4)$$

Ідеалізований цикл розглянутого ДВЗ показаний на рис.15.2 і називається **циклом Отто**. Тут процеси стиску 1–2 і розширення 3–4 оборотно адіабатні. Ізохора 2–3 відповідає процесу горіння робочої суміші та підведенню теплоти. Ізохора 4–1 відповідає в чотиритактному двигуні відразу двом процесам: виштовхуванню відпрацьованих газів і всмоктуванню нової порції робочої суміші, а в двотактному – виштовхуванню газів і продувки циліндра. Крім

цього, ідеалізація роботи ДВЗ зводиться ще до того, що процес горіння замінюється оборотним процесом підведенням теплоти q_1 із зовні, а заміна робочого тіла – процесом відведення теплоти q_2 від того ж самого робочого тіла. Характеристикою циклу крім міри стиску за (15.2) є міра підвищення тиску в процесі 2–3, тобто

$$\lambda = P_3/P_2 = T_3/T_2. \quad (15.5)$$

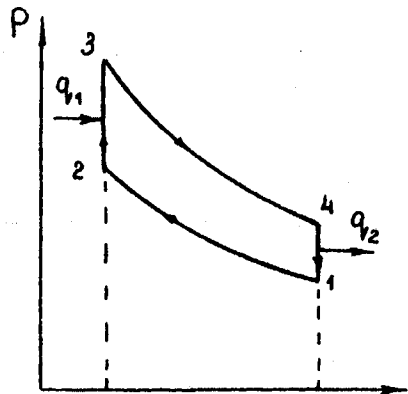


Рис.15.2.

Значення температур в точках циклу:

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}, \quad (15.6)$$

$$T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda, \quad (15.7)$$

$$T_4 = T_3 / \varepsilon^{k-1} = T_1 \lambda. \quad (15.8)$$

Підведена і відведена теплота відповідно

$$q_1 = C_v(T_3 - T_2) = C_v T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1), \quad (15.9)$$

$$q_2 = C_v(T_4 - T_1) = C_v T_1 (\lambda - 1). \quad (15.10)$$

Термічний ККД циклу Отто

$$\eta_{10} = 1 - q_2/q_1 = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \quad (15.11)$$

Останній вираз показує, що термічний ККД циклу Отто залежить тільки від міри стиску ε і показника адіабати k (роду газу). Однак підвищення міри стиску в двигунах швидкого згорання обмежується умовою, щоб температура наприкінці стиску не перевищувала температури самозаймання палива. Якщо $\varepsilon > 10$, то ще до того, як поршень наблизиться до ВМТ (точки 2), виникає займання горючої суміші, яке зумовлює детонацію. Значення ε в двигунах, які

працюють за циклом Отто, залежить від якості палива і підвищується з покращенням антидетонаційних властивостей (октанового числа). Як правило, $\epsilon < 10$, тому такі двигуни також називають двигунами низького стиску.

Індикаторною потужністю ДВЗ називають роботу, яку виконують продукти згоряння в циліндрі за одиницю часу, кВт

$$N_i = 2P_i V_p n_e Z / \tau, \quad (15.12)$$

де n_e – частота обертів вала, об/с; Z – кількість циліндрів; τ – тактність двигуна, P_i – індикаторний тиск, кПа.

Ефективна потужність ДВЗ – це потужність, яку знімають з колінчастого вала двигуна

$$N_e = N_i \cdot \eta_m, \quad (15.13)$$

де η_m – механічний ККД.

Індикаторний ККД реальних двигунів оцінює міру ефективності використання теплоти палива з урахуванням теплових втрат

$$\eta_i = N_i / (B Q_n^p), \quad (15.14)$$

а ефективний – з урахуванням усіх видів втрат як теплових, так і механічних

$$\eta_e = \eta_i \cdot \eta_m. \quad (15.15)$$

В (15.14) і (15.15) B і Q_n^p – витрата і теплота згоряння палива відповідно.

З урахуванням останніх рівнянь питома індикаторна і ефективна витрата палива складають відповідно, кг/(кВт·год):

$$\begin{aligned} v_i &= 3600 / (Q_n^p \cdot \eta_i), \\ v_e &= 3600 / (Q_n^p \cdot \eta_e). \end{aligned} \quad (15.16)$$

Відношення індикаторного ККД до термічного називають відносним ККД, тобто

$$\eta_e = \eta_i / \eta_t . \quad (15.17)$$

Приклад 15.1. Визначити максимальну допустиму міру стиску для чотиритактного карбюраторного двигуна, а також термічний і ефективний ККД, якщо відомо: $P_1 = 1$ бар; $t_1 = 17^\circ\text{C}$; газова стала $R = 0,27$ кДж/(кг·К); $k = 1,4$; діаметр і хід поршня $D = 0,0945$ м; $S = 0,08$ м; кількість циліндрів $Z = 4$; кількість обертів $\omega = 377$ рад/с; механічний ККД $\eta_m = 0,8$; витрата палива $1,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $Q_n^p = 40$ МДж/кг; допустима температура займання палива $t_d = 340^\circ\text{C}$; $P_4 = 0,2$ МПа.

Допустима міра стиску за умовою допустимої температури займання палива

$$\varepsilon = (T_d / T_1)^{1/(k-1)} = (613/290)^{1/(1,4-1)} = 6,5 .$$

Питомий об'єм до і після стиску відповідно, м³/кг

$$v_1 = RT_1 / P_1 = 0,27 \cdot 290 / 10^2 = 0,783 ,$$

$$v_2 = v_1 / \varepsilon = 0,783 / 6,5 = 0,12 .$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_t = 1 - \varepsilon^{-(k-1)} = 1 - 1/6,5^{0,4} = 0,527 .$$

Температура газів після розширення, К

$$T_4 = T_1 \cdot P_4 / P_1 = 290 \cdot 2 / 1 = 580 .$$

Температура газів після згоряння робочої суміш, К

$$T_3 = T_4 \cdot \varepsilon^{k-1} = 580 \cdot 6,5^{0,4} = 1226 .$$

Ізохорна теплоємність робочого тіла, кДж/ (кг·К)

$$C_v = R / (k - 1) = 0,27 / (1,4 - 1) = 0,675.$$

Підведена і відведена теплота в циклі, кДж/кг

$$q_1 = C_v (T_3 - T_2) = 0,675 (1226 - 613) = 413,77.$$

$$q_2 = C_v (T_4 - T_1) = 0,675 (580 - 290) = 195,77.$$

Питома робота циклу, кДж/кг

$$l_{\text{чо}} = q_1 - q_2 = 413,77 - 195,77 = 218.$$

Середній індикаторний тиск, кПа

$$P_i = l_{\text{чо}} / (v_1 - v_2) = 218 / (0,783 - 0,12) = 328,8.$$

Робочий об'єм циліндра, м³

$$V_p = 0,785 \cdot D^2 \cdot S_n = 0,785 \cdot 0,0945^2 \cdot 0,08 = 5,6 \cdot 10^{-4}.$$

Частота обертання вала, об/с

$$n_e = \omega / (2\pi) = 377 / (2 \cdot 3,14) = 60.$$

Ефективна потужність двигуна, кВт

$$N_e = N_i \cdot \eta_m = 2P_i V_p n_e \cdot Z \cdot \eta_m / \tau = 2 \cdot 328,8 \cdot 5,6 \cdot 10^{-4} \cdot 60 \cdot 4 \cdot 0,8 / 4 = 17,67.$$

Ефективний ККД двигуна

$$\eta_e = N_e / (B \cdot Q_n^p) = 17,67 / (40 \cdot 10^3 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3}) = 0,294.$$

15.2. Цикл ДВЗ з ізобарним підведенням теплоти

Двигуни, які працюють за циклом Отто, мають обмежену міру стиску, значення котрої характеризує ефективність роботи циклу. Величину ϵ можна підвищити, якщо стискувати не паливноповітряну суміш, а повітря. Роздільний стиск повітря виключає можливість самозаймання палива і дозволяє отримати більш високі значення міри стиску. Остання вибирається таким чином, щоб температура стисненого в циліндрі повітря була вище за температуру самозаймання палива.

Розглянемо такий цикл, принципова схема якого та індикаторна діаграма наведені на рис.15.3. Цикл двигуна здійснюється в такій послідовності. В процесі 0-1 здійснюється всмоктування повітря. У другому такті відбувається його стиск (процес 1-2). Наприкінці стиску через форсунку 7 вприскується дрібнорозпилене паливо. Розпил палива здійснюється стисненим повітрям, що надходить від допоміжного компресора. Оскільки температура повітря після стиску перевищує температуру самозаймання, паливо поступово згоряє у міру того, як витікає з форсунки.

За час горіння палива поршень встигає відійти від свого граничного положення на якусь відстань. Тому під час горіння (процес 2-3) тиск не зростає, а залишається більш-менш сталим. Решта ходу поршня супроводжується розширенням продуктів згорання по лінії 3-4 і цей хід називається робочим.

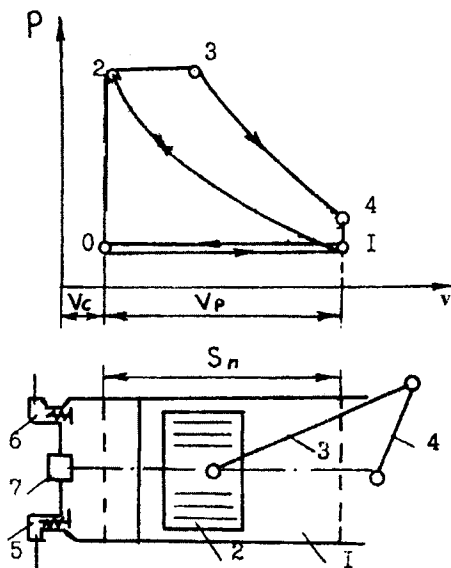


Рис.15.3. Принципова схема та індикаторна діаграма ДВЗ з ізобарним підведенням теплоти

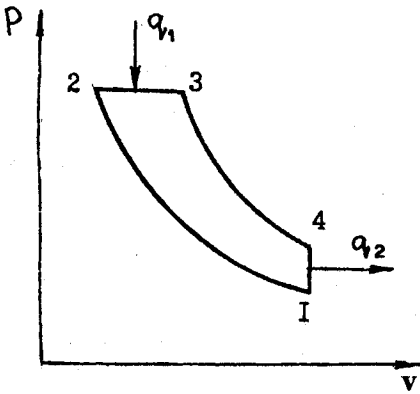


Рис.15.4. Діаграма циклу Дізеля

Перед початком наступного (четвертого) ходу відкривається клапан б і під час останнього ходу видаляються продукти згоряння.

Ідеалізований цикл такого ДВЗ показаний на рис.15.4 і називається циклом Дізеля. В циклі Дізеля процеси стиску 1–2 і розширення 3–4 – адіабатно оборотні, процес горіння 2–3 – ізобарний, а процеси виштовхування і всмоктування нової порції повітря 4–1 – ізохорні. Характеристиками циклу є: $\epsilon = v_1/v_2$ – міра адіабатного стиску; $\rho = v_3/v_2 = T_3/T_2$ – міра попереднього розширення; $\delta = v_4/v_3$ – міра адіабатного розширення. Визначимо температури у вузлових точках циклу.

Температура в точці 2 визначається за (15.6) $T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}$.

Для ізобари 2–3 $T_3/T_2 = \rho$,

звідки

$$T_3 = \rho T_1 \epsilon^{k-1}. \quad (15.18)$$

Із рівняння адіабати 3–4 витікає

$$T_4/T_3 = (v_4/v_3)^{k-1} = (v_1/v_3)^{k-1}$$

Оскільки $v_4/v_3 = \delta = v_1/v_3 = (v_1/v_2)(v_2/v_3) = \epsilon/\rho$.

то

$$T_4 = T_3 (\rho/\epsilon)^{k-1} = T_1 \epsilon^{k-1} \rho (\rho/\epsilon)^{k-1} = T_1 \rho^k. \quad (15.19)$$

Теплота, яка підведена в ізобарному процесі 2–3

$$q_1 = C_p (T_3 - T_2) = k C_v (T_3 - T_2) = k C_v T_1 \epsilon^{k-1} (\rho - 1). \quad (15.20)$$

Теплота, яка відводиться в процесі 4-1

$$q_2 = C_v (T_4 - T_1) = C_v T_1 (\rho^k - 1). \quad (15.21)$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_{10} = 1 - q_2/q_1 = 1 - \rho^{k-1} / [k(\rho - 1)\epsilon^{k-1}]. \quad (15.22)$$

ККД циклу Дізеля залежить від трьох величин: ϵ , ρ і k . Межа підвищення міри тиску устанавлюється допустимим тиском в циліндрі, перевищення якого призводить до зайвої металоемності двигуна і збільшення втрат на тертя. Величина ρ залежить від кількості палива за один робочий хід, тобто від навантаження двигуна, зі зростанням якого збільшується ρ . Ясно, що з підвищенням ρ термічний ККД циклу зменшується, тому що $\rho > 1$ і $k > 1$.

Отож, зі зростанням навантаження ефективність циклу Дізеля зменшується. Цю обставину необхідно враховувати для визначення оптимальних режимів експлуатації двигуна.

Робота циклу визначається за формулою:

$$l_{\text{чо}} = C_v T_1 [\epsilon^{k-1} k (\rho - 1) - (\rho^k - 1)]. \quad (15.23)$$

Середній індикаторний тиск в циклі

$$P_i = P_1 \epsilon [k \epsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)] / [(k - 1) (\epsilon - 1)]. \quad (15.24)$$

Приклад 15.2. Визначити ефективну потужність і ефективну витрату палива вісьмициліндрового чотиритактного дизельного двигуна, якщо теплота згоряння палива $Q_n^p = 30$ МДж/кг, швидкість поршня $W_n = 6,4$ м/с; об'єм камери згоряння $V_{\text{зг}} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ м³; механічний і ефективний ККД 0,82 і 0,32 відповідно; газова стала $R = 245$ Дж/(кг·К); $k=1,35$; хід поршня 100 мм; параметри робочого тіла в точках: $P_1 = 1$ бар; $t_1 = 27^\circ\text{C}$; $T_3 = 1700$ К; $P_4 = 2,8$ бар.

Ізохорна теплоємність робочого тіла, кДж/(кг·К)

$$C_v = R/(k - 1) = 0,245 / (1,35 - 1) = 0,7 .$$

Температура газів після робочого ходу поршня, К

$$T_4 = T_1 P_4 / P_1 = 300 \cdot 2,8 / 1 = 840 .$$

Міра попереднього розширення

$$\rho = (T_4 / T_1)^{1/k} = (840/300)^{1/1,35} = 2,14 .$$

Міра адіабатного стиску

$$\varepsilon = (T_3 / T_4)^{1/(k-1)} \cdot \rho = (1700/840)^{1/0,35} \cdot 2,14 = 16 .$$

Робочий об'єм циліндра, м³

$$V_p = V_{zr} (\varepsilon - 1) = 1,2 \cdot 10^{-4} (16 - 1) = 1,8 \cdot 10^{-3} .$$

Частота обертання вала, об/с

$$n_e = W_n / (2 \cdot S_n) = 6,4 / (2 \cdot 0,1) = 32 .$$

Питома робота циклу, кДж/кг

$$\begin{aligned} l_{uo} &= q_1 - q_2 = k C_v (T_3 - T_2) - C_v (T_4 - T_1) = \\ &= C_v T_1 [k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)] = \\ &= 0,7 \cdot 300 [1,35 \cdot 16^{0,35} \cdot (2,14 - 1) - (2,14^{1,35} - 1)] = 477 . \end{aligned}$$

Середній ефективний тиск в циклі, кПа

$$\begin{aligned} P_e &= P_i \cdot \eta_m = l_{uo} \cdot \eta_m / [v_1 - v_2] = l_{uo} \cdot \eta_m / [v_1 (1 - 1/\varepsilon)] = \\ &= 477 \cdot 0,82 / [0,735 (1 - 1/16)] = 567,6 . \end{aligned}$$

Ефективна потужність двигуна, кВт

$$N_e = 2 \cdot P_e V_p n_a \cdot Z / \tau = 2 \cdot 567,6 \cdot 1,8 \cdot 10^{-3} \cdot 32 \cdot 8 / 4 = 130,7.$$

Ефективна витрата пального, кг/с

$$B_e = N_e / (Q_H^p \cdot \eta_e) = 130,7 / (30 \cdot 10^3 \cdot 0,32) = 0,0133.$$

15.3. Порівняння циклів ДВЗ Отто і Дізеля

Аналіз термодинамічних циклів дозволяє виявити їх властивості та визначити, який з циклів має перевагу за тих чи інших умов роботи. Порівняємо два розглянутих раніше цикли. Оскільки термічний ККД залежить від відношення q_2/q_1 , зручно сумістити ці цикли на T-s діаграмі, де, як відомо, площа під кривою процесу характеризує підведену або відведену теплоту. Зробимо порівняння циклів Отто і Дізеля з однаковими мірами стиску. На рис.15.5,а зображені цикли з однаковими значеннями q_2 , а на рис. 15.5, б – з однаковими значенням q_1 . В циклі Отто підведена теплота еквівалентна площі 5-2-3_v-6, а в циклі Дізеля – площі 5-2-3_p-6. Оскільки $q_{1v} > q_{1p}$, а $q_2 = \text{const}$, то $\eta_{1o} > \eta_{1D}$. За умовами рис.15.5, б $q_{1v} \sim \text{пл. } 5-2-3_v-6 = \text{пл. } 5-2-3_p-7$, але $q_{2v} \sim 5-1-4_v-6$, а $q_{2p} \sim \text{пл. } 5-1-4_p-7$. Оскільки $q_{2v} < q_{2p}$, то $\eta_{1o} > \eta_{1D}$.

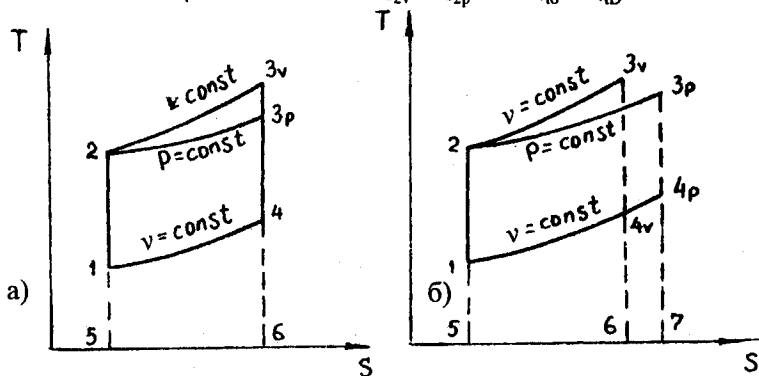


Рис.15.5.

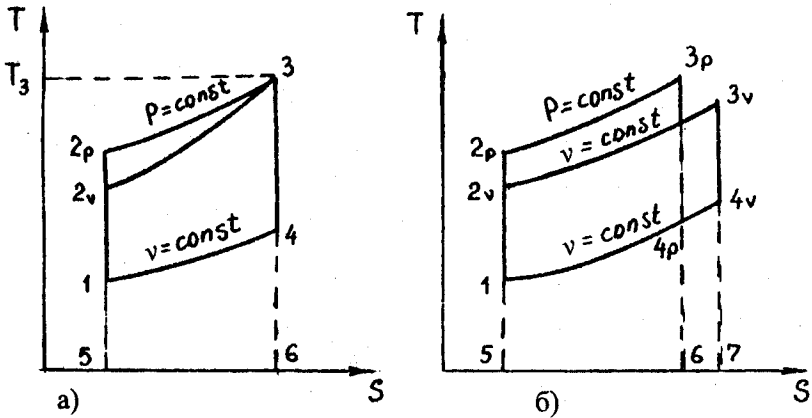


Рис.15.6.

Отже, виконаний аналіз показує, що для однакових значень міри стиску цикл Отто працює більш економічно, ніж цикл Дізеля.

Проаналізуємо тепер роботу циклів з різними мірами стиску. На рис.15.6,а показана робота обох циклів з однаковими максимальними температурами T_3 , а на рис.15.6,б – з однаковими q_1 .

Із наведеного рисунка видно, що міра стиску в циклі Дізеля як в першому, так і в другому випадках вище, ніж в циклі Отто. За умовами рис.15.6, а $q_{2v} = q_{2p}$.

Підведена теплота $q_{1p} \sim \text{пл. } 5-2_p-3-6 > q_{1v} \sim \text{пл. } 5-2_v-3-6$.

Тому $\eta_{\text{Д}} > \eta_{\text{О}}$. За умовами рис.15.6,б $q_{1p} = q_{1v}$, але $q_{2p} \sim \text{пл. } 5-1-4_p-6 < q_{2v} \sim \text{пл. } 5-1-4_v-7$. Тому $\eta_{\text{Д}} > \eta_{\text{О}}$. Отже, з більшими мірами стиску більш економічно працює цикл Дізеля.

15.4. Цикл ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти

До недоліків циклу Дізеля можна віднести наявність компресора для розпилення рідкого палива, на роботу якого витрачається майже 10% від загальної потужності двигуна; відносна тихохідність, яка зумовлена поступовим згорянням палива; складні конструкції насоса і форсунки.

Аналіз результатів, отриманих в п.15.3, дозволяє зробити висновок, що ефективність циклу Дізеля можна підвищити, якщо використати хоча б частково більш вигідний процес ізохорного підведення теплоти. Одна з таких конструкцій двигуна, за допомогою якого реалізується цикл з підведенням теплоти по ізохорі та ізобарі (Трінклера), показана на рис.15.7. Циліндр двигуна 1 має передкамеру 7, з'єднану з робочим об'ємом одним або кількома вузькими каналами.

Паливо за допомогою насоса надходить до форсунок 8, які вмонтовані в передкамері 7. Процес утворення суміші відбувається в такій послідовності. В процесі стиску повітря тиск в циліндрі 1 зростає скоріше, ніж в передкамері 7. За рахунок різниці тисків виникає потік повітря в передкамеру, який використовується для розпилювання палива, що надходить в форсунку 8. Температура повітря під час стиску перевищує температуру самозаймання палива. Пальна суміш, яка утворюється в передкамері, згорає ізохорно (процес 2–

3). Тиск в передкамері зростає і суміш продуктів згорання й пари палива, яка ще не згоріла, надходить із передкамери в циліндр, де відбувається перемішування і догорання з одночасним переміщенням поршня. Тиск в циліндрі при цьому залишається сталим (процес 3–4). Після повного згорання палива здійснюється розширення продуктів згорання (процес 4–5). В процесі 5–1 продукти згорання

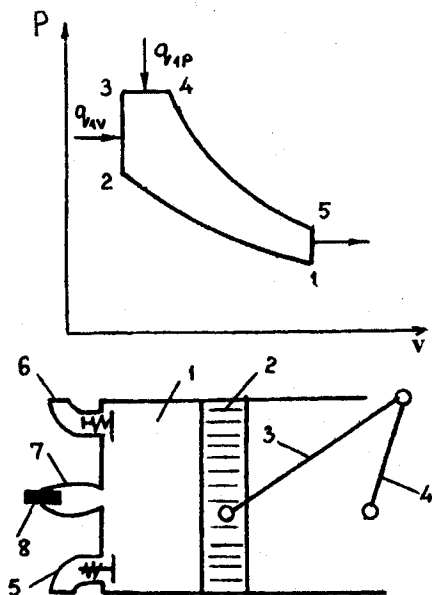


Рис.15.7. Принципова схема і термодинамічний цикл Трінклера

виштовхуються із циліндра і відбувається його наповнення повітрям. Цикл завершується за два ходи поршня.

Величини, що характеризують цикл: $\varepsilon = v_1/v_2$ – міра адіабатного стиску; $\lambda = P_3/P_2$ – міра підвищення тиску; $\rho = v_4/v_3$ – міра попереднього розширення. Визначимо температури у вузлових точках циклу. Температура T_2 за (15.6), $T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$. Температура T_3 за (15.7) $T_3 = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda$.

Із рівняння ізобари 3–4 одержуємо

$$T_4/T_3 = v_4/v_3 = \rho; \quad T_4 = T_3 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho. \quad (15.25)$$

Для адіабати 4–5 маємо співвідношення

$$T_5 - T_4 = (v_4/v_3)^{k-1} = [v_4/v_2 (v_2/v_1)]^{k-1} = (\rho/\varepsilon)^{k-1},$$

$$\text{звідки } T_5 = T_4 (\rho/\varepsilon)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k \quad (15.26)$$

Підведена теплота

$$\begin{aligned} q_1 &= q_{1v} + q_{1p} = C_v (T_3 - T_2) + C_p (T_4 - T_3) = \\ &= C_v T_1 \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]. \end{aligned} \quad (15.27)$$

Теплота, що відведена в циклі

$$q_2 = C_v (T_5 - T_1) = C_v T_1 (\lambda \rho^k - 1). \quad (15.28)$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_{\text{tr}} = 1 - q_2/q_1 = 1 - \frac{(\lambda \rho^k - 1)}{[(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]\varepsilon^{k-1}}. \quad (15.29)$$

Останнє рівняння показує, що термічний ККД циклу Трінклера підвищується зі зростанням величин ε , λ і k і зменшується зі збільшенням ρ . Робота циклу дорівнює

$$l_{\text{co}} = q_1 - q_2 = C_v T_1 \left\{ \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)] - (\lambda \rho^k - 1) \right\}. \quad (15.30)$$

Середньоіндикаторний тиск складає

$$P_i = P_1 [\lambda(\rho - 1)(k - 1) + \lambda\rho(1 - \eta_{\text{io}})(1 - \delta)^{(k-1)}] / [(\varepsilon - 1)(k - 1)]. \quad (15.31)$$

Неважко побачити, що для $\lambda = 1$ цикл Трінклера обертається в цикл Дізеля, а для $\rho = 1$ – в цикл Отто. Аналіз ефективності циклу зі змішаним підведенням теплоти показує, що для всіх розглянутих в п.15.3 умовах роботи його термічний ККД займає проміжні значення між η_{io} і η_{ID} .

Приклад 15.3. Для шестициліндрового чотиритактного ДВЗ, який працює за циклом Трінклера, визначити термічний ККД, індикаторну потужність та індикаторний ККД, якщо відомо: $P_1 = 1$ бар; $t_1 = 17^\circ\text{C}$; $P_3 = 26$ бар; $P_5 = 2,6$ бар; $q_{1p} = 400$ кДж/кг; $D = 0,1$ м; $S_n = 0,09$ м; $w_g = 188,4$ рад/с; $R = 260$ Дж/(кг·К); $k = 1,37$; $Q_n^p = 34$ МДж/кг; $V = 2,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Ізохорна теплоємність робочого тіла, кДж/(кг·К)

$$C_v = R / (k - 1) = 0,26 / (1,37 - 1) = 0,7.$$

Питомий об'єм в точці 1, м³/кг

$$v_1 = RT_1 / P_1 = 260 \cdot 290 / 10^5 = 0,754.$$

Температура в точці 5, К

$$T_5 = P_5 \cdot v_1 / R = 2,6 \cdot 10^5 \cdot 0,754 / 260 = 754.$$

Температура в точці 4, К

$$T_4 = T_5 (P_3 / P_5)^{(k-1)/k} = 754 \cdot (26/2,6)^{0,37/1,37} = 1403,4.$$

Температура в точці 3, К

$$T_3 = T_4 + q_{1p} / C_p = 1403,4 - 400 / (1,37 \cdot 0,7) = 986.$$

Міра попереднього розширення

$$\rho = T_4 / T_3 = 1403,4 / 986 = 1,42.$$

Міра адіабатного стиску

$$\varepsilon = (T_4 / T_5)^{(k-1)} = (1403,4 / 754)^{2,7} \cdot 1,42 = 7,6.$$

Зміна об'єму в процесі стиску, м³/кг

$$v_1 - v_2 = v_1(1 - 1/\epsilon) = 0,754(1 - 1/7,6) = 0,654 .$$

Температура після стиску, К

$$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1} = 290 \cdot 7,6^{0,37} = 614 .$$

Ізохорно підведена теплота, кДж/кг

$$q_{1v} = C_v (T_3 - T_2) = 0,7(986 - 614) = 260 .$$

Теплота, що підводиться в циклі, кДж/кг

$$q_1 = q_{1v} + q_{1p} = 260 + 400 = 660 .$$

Теплота, яка відводиться в циклі, кДж/кг

$$q_2 = C_v (T_5 - T_1) = 0,7(754 - 290) = 324,8 .$$

Робота циклу, кДж/кг

$$l_{\text{чо}} = q_1 - q_2 = 660 - 324,8 = 335,2 .$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - 335,2/660 = 0,492 .$$

Середній індикаторний тиск, кПа

$$P_i = l_{\text{чо}} / (v_1 - v_2) = 335,32 / 0,654 = 512,5 .$$

Частота обертання вала, об/с

$$n_s = \omega / (2\pi) = 188,4/6,28 = 30 .$$

Робочий об'єм циліндра, м³

$$V_p = 0,785 D^2 S_n = 0,785 \cdot 0,1^2 \cdot 0,09 = 0,706 \cdot 10^{-3} .$$

Індикаторна потужність двигуна, кВт

$$N_i = 2 \cdot P_i V_p n_s Z / \tau = 2 \cdot 512,5 \cdot 0,706 \cdot 10^{-3} \cdot 30 \cdot 6/4 = 32,56 .$$

Індикаторний ККД двигуна

$$\eta_i = N_i / (BQ_n^p) = 32,56 / (34 \cdot 10^3 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}) = 0,383 .$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Чим відрізняються двотактні ДВЗ від чотиритактних?
2. Які величини характеризують цикли ДВЗ?
3. Від яких величин залежить ККД циклу Отто?
4. Що називають індикаторною потужністю ДВЗ?
5. Які переваги і недоліки циклу Дізеля в порівнянні з циклом Отто?
6. Від яких величин залежить ККД циклу Трінклера?

16. ЦИКЛИ ХОЛОДИЛЬНИХ УСТАНОВОК

16.1. Загальні положення

Холодильні установки, як з'ясовано в п.2.7 працюють за зворотними циклами, де підведення теплоти до робочого тіла (холодоагента) здійснюється з температурами нижчими від температури навколишнього середовища ($T_0 < T_{nc}$). Для того, щоб передати теплоту з нижчого температурного рівня на вищий, за другим законом термодинаміки необхідна затрата зовнішньої роботи l . Тому зворотна теплова машина (ЗТМ) сприймає роботу l (рис.16.1) і віддає більш нагрітому середовищу з температурою T_1 теплоту $q_1 = q_0 + l$. Оскільки теплота q_0 підводиться, то вона вважається додатною і називається холодовидатністю. Теплова енергія q_0 складається тільки з анергії. В оборотній холодильній установці потік підведеної ексергії (підведена робота) повинна забезпечувати потреби в ексергії холодильної камери, тобто

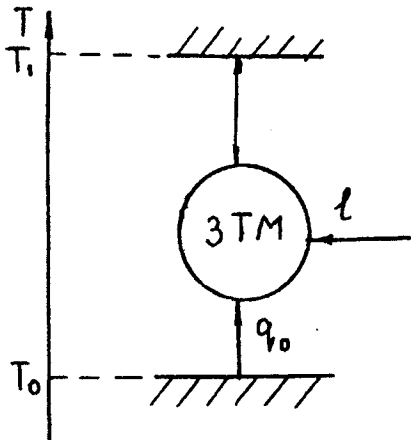


Рис.16.1.

$$l_{об} = e_{xq_0} = q_0 (T_1 - T_0) / T_0 .$$

Ясно, що в необоротній холодильній установці підведена робота має бути більше на величину необоротних втрат енергії, тобто

$$l_{но} = l_{об} + \Delta e_x^{em} .$$

Ця додаткова робота, яка дорівнює втратам ексергії, поповнює потік анергії та відводиться у вигляді теплової енергії. Якщо приймачем теплоти є навколишнє середовище ($T_1 = T_{nc}$), то установка

називається **холодильною машиною** (ХМ). Ефективність ХМ оцінюється за допомогою холодильного коефіцієнта – відношення холодовидатності до роботи циклу

$$\varepsilon = q_o / l_u = q_o / (q_1 - q_o). \quad (16.1)$$

Якщо установка передає теплоту середовищу, температура якого вище за температуру навколишнього середовища ($T_1 > T_{nc}$), то її називають **тепловим насосом** (ТН). Під видатністю ТН розуміють теплоту q_1 , яка передається на більш високий температурний рівень споживачам. Теплові насоси застосовуються для так званого динамічного опалення, запропонованого ще Томсоном. Ефективність роботи ТН оцінюється опалювальним коефіцієнтом або коефіцієнтом перетворення

$$\varphi = q_1 / (q_1 - q_o) = (q_o + l) / l = \varepsilon + 1 > 1 \quad (16.2)$$

Установки, що призначені для передачі теплоти з одного температурного рівня на інший і поєднують в собі прямий та зворотний цикли, називаються **термотрансформаторами** (рис. 16.2). Прямий цикл працює в інтервалі температур від T_1 до T_{nc} . Зворотний цикл призначений для забезпечення теплотою споживачів, яка передається з температурного рівня T_2 на температурний рівень T_{cn} . До зворотного циклу підводиться певна частина роботи, яку отримують в прямому циклі. Корисним ефектом вважається теплота, яка постається тепловим споживачам. Ефективність циклів термотрансформаторів оцінюється коефіцієнтом трансформації теплоти

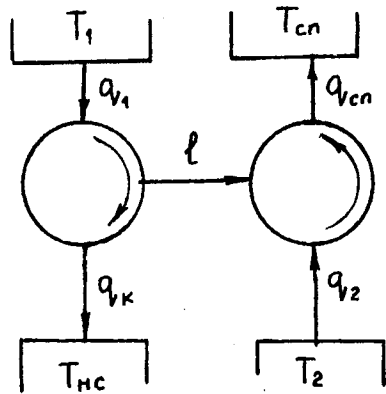


Рис. 16.2.

$$\Psi = q_{cn} / (q_1 + q_2). \quad (16.3)$$

Якщо джерелом теплоти для зворотного циклу є навколишнє середовище ($T_2 = T_{nc}$), то теплоту q_2 в (16.3) не враховують. Термотрансформатор, який передає теплоту на більш високий температурний рівень, називається підвищувальним (рис.16.2). Є також розщиплювальні термотрансформатори, які забезпечують споживачів теплотою з різними температурними рівнями.

15.2. Цикл газової холодильної машини

Холодильні машини (ХМ) з газоподібними холодоагентами застосовують переважно тоді, коли необхідно отримати досить низькі температури. Схема газової ХМ та її цикл наведені на рис.16.3.

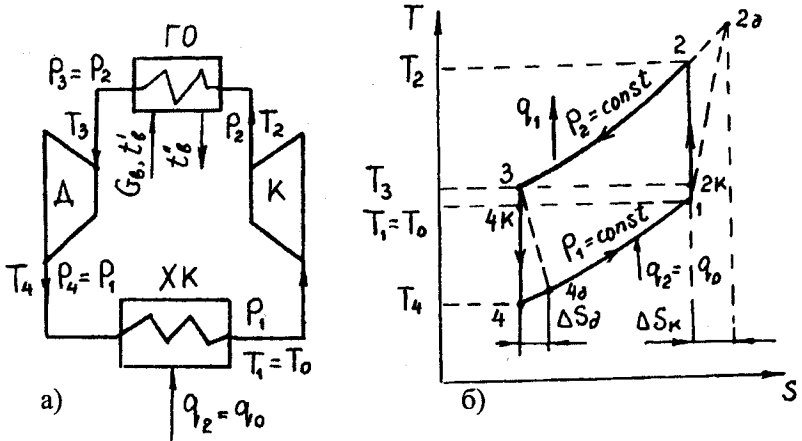


Рис.16.3. Газова ХМ: а) схема; б) цикл на T-s діаграмі.

Компресор К всмоктує газ із холодильної камери ХК, який має параметри P_1 і $T_1 = T_0$. Після адиабатного оборотного стиску в компресорі газ з параметрами P_2 і T_2 надходить в газоохолодник ГО, де ізобарно охолоджується охолодною водою до температури T_3 , яка наближається до температури навколишнього середовища T_{nc} .

В процесі 2-3 в навколишнє середовище відводиться питома теплота q_1 . Охолоджений газ спрямовується в детандер Д, в якому

після адіабатного оборотного розширення до тиску P_1 температура газу зменшується до значення T_4 . Далі газ надходить в холодильну камеру, де ізобарно сприймає теплоту $q_2 = q_o$, внаслідок чого його температура зростає до значення T_1 . Підігрітий газ знов всмоктується компресором і цикл повторюється.

Питома робота оборотного циклу

$$l_{\text{чо}} = q_1 - q_o = C_p [T_2 - T_3 - (T_1 - T_4)] \quad (16.4)$$

Значення холодильного коефіцієнта

$$\epsilon_o = q_o / l_{\text{чо}} = (T_1 - T_4) / [T_2 - T_3 - (T_1 - T_4)] \quad (16.5)$$

За аналогією з (14.5) і (14.6) із рівнянь адіабат 1–2 і 3–4 неважко отримати, що $T_2 / T_1 = T_3 / T_4$. Тоді замість (16.5) можна записати

$$\epsilon_o = 1 / (T_2 / T_1 - 1) = 1 / (T_3 / T_4 - 1) = 1 / (\pi - 1), \quad (16.6)$$

де значення π визначено в (14.11).

З останнього співвідношення видно, що чим більше наближаються температури T_2 до T_1 і T_3 до T_4 , тим більше теплова ефективність циклу наближається до ефективності циклу Карно (цикл 1–2К–3–4К на рис. 16.3, б).

В дійсному (1–2 δ –3–4 δ) циклі процеси стиску і розширення газу адіабатно необоротні. Значення дійсних температур $T_{2\delta}$ і $T_{4\delta}$ визначаються за (14.10) і (14.11), зміни ентропії в компресорі та детандері – за (14.12) і (14.13), а зміни ексергії – за (14.18) і (14.19). Крім того, внаслідок необоротності процесів теплообміну виникають втрати ексергії як в холодильній камері, так і в газоохолоднику. Зокрема температура T_3 не досягає температури навколишнього середовища на величину θ , тобто $T_3 = T_{\text{nc}} + \theta$. Приймаючи до уваги вищевикладене, визначимо.

Робота і ексергетичні втрати в компресорі

$$l_k = C_p T_1 (\pi - 1) / \eta_{oi}^k, \quad (16.7)$$

$$\Delta e_{xk}^{am} = T_{nc} C_p \ln[(\eta_{oi}^k + 1/\pi) / (\eta_{oi}^k \cdot \pi)], \quad (16.8)$$

де η_{oi}^k – відносний внутрішній ККД компресора.

Робота і втрати ексергії в детандері

$$l_d = C_p (T_{nc} + \theta) \pi^* \cdot \eta_{oi}^d, \quad (16.9)$$

$$\Delta e_{xd}^{am} = T_{nc} \cdot C_p \ln[\pi - \eta_{oi}^d (\pi - 1)], \quad (16.10)$$

де $\pi^* = (\pi - 1) / \pi$; η_{oi}^d – відносний внутрішній ККД детандера.

Теплота, яка підводиться в в холодильній камері і ексергія цієї теплоти

$$q_o = C_p (T_1 - T_{4d}) = C_p [T_1 - (T_{nc} + \theta) (1 - \eta_{oi}^d \pi^*)], \quad (16.11)$$

$$e_{xq_o} = (T_{nc} / T_o - 1) q_o. \quad (16.12)$$

Теплота, що відводиться в навколишнє середовище з газоохолодника

$$q_1 = C_p (T_{2d} - T_3) = C_p \{T_1 [1 + (\pi - 1) / \eta_{oi}^d] - T_{nc} + \theta\}. \quad (16.13)$$

Втрати ексергії в холодильній камері та газоохолоднику

$$\Delta e_{xk}^{am} = T_{nc} C_p \ln(T_1 / T_{4d}) - q_o - e_{xq_o}, \quad (16.14)$$

$$\Delta e_{xto}^{am} = q_1 - T_{nc} C_p \ln[T_{2d} / (T_{nc} + \theta)]. \quad (16.15)$$

Холодильний коефіцієнт і ексергетичний ККД

$$\varepsilon = q_o / l_y, \quad (16.16)$$

$$\eta_e = e_{xq_o} / (q_1 - q_o) = (T_{nc} / T_o - 1) q_o / l_y = (T_{nc} / T_o - 1) \varepsilon. \quad (16.17)$$

Приклад 16.1. Визначити міру стиску, потужності компресора і детандера, холодильний коефіцієнт і ексергетичний ККД повітряної холодильної машини, холодовидатністю $Q_o = 100$ кВт, якщо відомо: витрата повітря $G_n = 2$ кг/с; $C_{pn} = 1$ кДж/(кг·К); $\eta_{oi}^k = 0,82$;

$\eta_{oi}^{\delta} = 0,84$; параметри навколишнього середовища $P_1 = 1$ бар;
 $T_{nc} = 290$ К; величина $\theta = 5^{\circ}\text{C}$; показник адиабати $k = 1,4$; температура повітря перед компресором $T_1 = 260$ К.

Питома холодовидатність, кДж/кг

$$q_o = Q_o / G_n = 100/2 = 50 .$$

Температура газу на вході в детандер, К

$$T_3 = T_{nc} + \theta = 290 + 5 = 295 .$$

Температура газу після детандера, К

$$T_{4d} = T_1 - q_o / C_p = 260 - 50/1 = 210 .$$

Значення величин

$$\pi = T_3 / T_{4d} = 295/210 = 1,4 ,$$

$$\pi - 1 = 1,4 - 1 = 0,4; \pi^* = (\pi - 1)/\pi = 0,4/1,4 = 0,2857 .$$

Міра підвищення тиску повітря в компресорі

$$\lambda = \pi^{k/(k-1)} = 1,4^{1,4/0,4} \approx 3,25 .$$

Температура газу після стиску в компресорі, К

$$T_{2d} = T_1 [1 + (\pi - 1)/\eta_{oi}^k] = 260 (1 + 0,4/0,82) \approx 387 .$$

Питома робота компресора і детандера відповідно, кДж/кг

$$l_k = C_p (T_{2d} - T_1) = 1(387 - 260) = 127 ,$$

$$l_o = C_p (T_3 - T_{4d}) = 1(295 - 210) = 85 .$$

Потужності компресора і детандера, кВт

$$N_k = G_n l_k = 2 \cdot 127 = 254 ,$$

$$N_o = G_n l_o = 2 \cdot 85 = 170 .$$

Питома робота в циклі, кДж/кг

$$l_u = l_k - l_o = 127 - 85 = 42 .$$

Холодильний коефіцієнт

$$\varepsilon = q_o / l_u = 50 / 42 = 1,19 .$$

Питома ексергія підведеної теплоти, кДж/кг

$$e_{xq_o} = q_o (T_{nc} / T_o - 1) = 50 (290 / 260 - 1) = 5,77 .$$

Ексергетичний ККД холодильної машини

$$\eta_e = e_{xq_o} / l_u = 5,77 / 42 = 0,137 .$$

Питома теплота, яка відведена в газоохолоднику, кДж/кг

$$q_l = C_p (T_{2o} - T_3) = q_o + l_u = 42 + 50 = 92 .$$

16.3. Цикл газової холодильної машини з проміжним газоохолодником

Головним напрямом підвищення теплової ефективності циклів, як відомо, є застосування регенерації. Схема газової ХМ з проміжним газоохолодником та її цикл на діаграмі Т-s показані на рис.16.4.

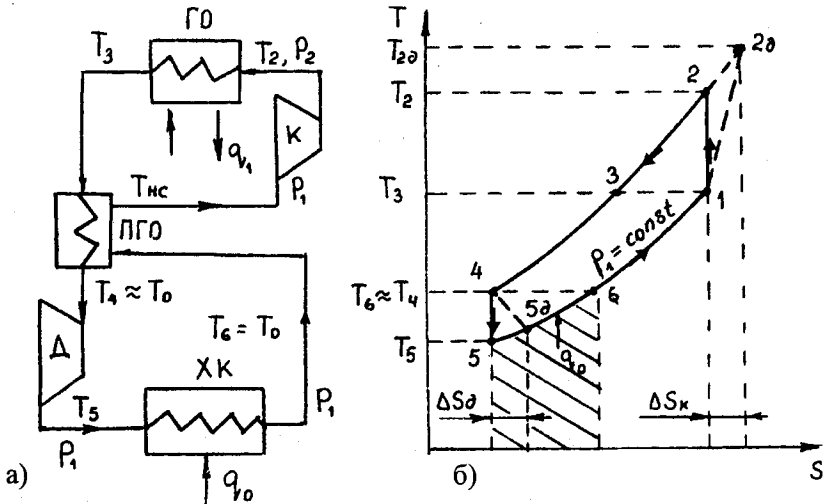


Рис.16.4. Газова ХМ з проміжним газоохолодником:

а) схема; б) цикл на T-s діаграмі

В компресор всмоктується газ з тиском P_1 і оборотно стискається до тиску P_2 по адіабаті 1–2. Стиснений газ охолоджується в головному газоохолоднику ГО до температури $T_3 \approx T_{nc}$ і після цього надходить в проміжний газоохолодник ПГО, де додатково охолоджується до температури T_4 , віддаючи теплоту газу, який надходить в ПГО із холодильної камери. Газ високого тиску спрямовується в детандер, де в процесі оборотного адіабатного розширення його параметри зменшуються до значень P_1 і T_5 . З цими параметрами газ надходить до холодильної камери, де ізобарно сприймає теплоту q_o , внаслідок чого його температура зростає до значення T_6 . Далі цей газ надходить до ПГО, відбирає теплоту від газу високого тиску, підігрівається до температури T_1 і всмоктується компресором. Цикл можна вважати внутрішньо оборотним, якщо процес теплообміну в ПГО відбувається з дуже малою різницею температур.

Питома холодовидатність регенеративного циклу газової ХМ

$$q_o = C_p (T_6 - T_5) = C_p (T_o - T_5) = l_{\partial o}. \quad (16.18)$$

тобто дорівнює роботі детандера.

Питома робота компресора

$$l_{ко} = C_p (T_2 - T_1) = C_p (T_2 - T_{нс}). \quad (16.19)$$

Питома робота циклу

$$l_{цо} = l_{ко} - l_{до} = C_p [T_2 - T_{нс} - T_o + T_5]. \quad (16.20)$$

Відвожувана теплота

$$q_1 = C_p (T_2 - T_3) = C_p (T_2 - T_{нс}). \quad (16.21)$$

Холодильний коефіцієнт регенеративного циклу

$$\varepsilon_o^p = q_o / l_{цо} = (T_2 / T_{нс} - 1)^{-1} = (T_o / T_5 - 1)^{-1}. \quad (16.22)$$

Із порівняння (16.6) і (16.21) випливає, що $\varepsilon_o^p > \varepsilon_o$, тому що $T_{нс} > T_1$, а $T_o < T_3$ (див. рис. 16.3 і 16.4). Хоча розглянутий цикл можна вважати внутрішньо оборотним, проте він є зовнішньо необоротний. Під час охолодження газу в процесі 2–3 останній має більш високу температуру, ніж охолодна вода, внаслідок чого виникає втрата ексергії Δe_{x2-3}^{eT} (рис. 16.4, б). Підведення теплоти q_o в холодильній камері також являє собою необоротний процес, який зумовлює ексергетичні втрати Δe_{x5-6}^{eT} .

Ексергетичний ККД внутрішньо оборотного регенеративного циклу газової ХМ буде дорівнювати

$$\begin{aligned} \eta_e &= e_{xq_o} / l_{цо} = (T_{нс} / T_o - 1) q_o / l_{цо} = \\ &= (T_{нс} / T_o - 1) \varepsilon_o. \end{aligned} \quad (16.23)$$

В дійсному циклі (цикл 1–2δ–4–5δ на рис. 16.4, б) процеси стиску і розширення необоротні. Тому для визначення ексергетичного ККД треба враховувати втрати ексергії в компресорі Δe_{xk}^{am} і в детандері

$\Delta e_{x\delta}^{eT}$, які визначаються за (16.8) і (16.9) відповідно. Крім того, треба зважати на необоротність процесу теплообміну в проміжному газоохолоднику, внаслідок чого є певна різниця температур (величина недогріву) між газами високого і низького тиску, тобто $T_3 - T_{nc} = \theta$ і $T_4 - T_o = \theta$. На підставі зазначеного можна отримати

$$l_u = l_k - l_\delta = C_p (\pi - 1) \cdot \eta_{oi}^\delta [T_{nc} / (\eta_{oi}^k \cdot \eta_{oi}^\delta) - (T_o + \theta) / \pi]; \quad (16.24)$$

$$q_o = C_p T_o \eta_{oi}^\delta \pi^*; \quad (16.25)$$

$$e_{xq_o} = C_p (T_{nc} - T_o) \eta_{oi}^\delta \cdot \pi^*; \quad (16.26)$$

$$\eta_e = e_{xq_o} / l_u = (T_{nc} - T_o) / [T_{nc} / (\eta_{oi}^k \cdot \eta_{oi}^\delta) - (T_o + \theta) / \pi]. \quad (16.27)$$

Відзначимо, що в газових ХМ основною задачею детандера є не отримання роботи, а зменшення температури газу в процесі розширення до значень менших, ніж температура в холодильній камері. Замінити дорогий детандер на дешеве дросельне обладнання неможливо тому, що в процесі дроселювання ідеальних газів їх температура залишається сталою, що зумовлює $q_o = 0$.

16.4. Цикли парокомпресійних холодильних машин

Холодоагентом в таких ХМ є волога пара рідини, температура насичення котрої, як правило, не перевищує 0°C для атмосферного тиску. Найкращим холодоагентом є аміак, який використовується в промислових ХМ. В побутових установках поширення набули фреони (хладони), які нетоксичні та не взаємодіють з матеріалом машин. Застосування насиченої пари дозволяє здійснити цикл з ізотермічним підведенням і відведенням теплоти і таким чином наблизити його до зворотного циклу Карно.

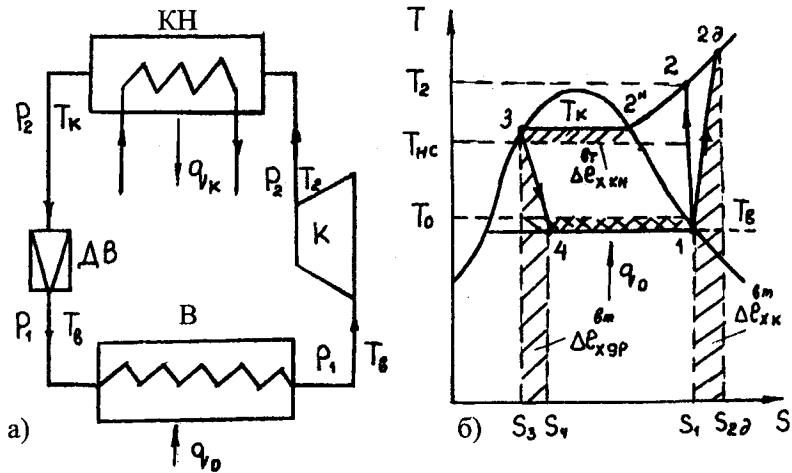


Рис.16.5. Парокомпресійна ХМ: а) схема; б) цикл

Принципова схема парокомпресійної ХМ та її цикл на T - s діаграмі зображені на рис.16.5. Компресор всмоктує з випарника суху насичену пару холодоагента з тиском випаровування P_1 і адіабатно її стискає до тиску конденсації P_2 . Перегріта пара з параметрами P_2 і T_2 ізобарно охолоджується і повністю конденсується в конденсаторі з температурою T_k . Конденсат пари дроселюється за допомогою дросельного вентиля до тиску P_1 . Волога пара, яка утворюється під час дроселювання (точка 4 на рис.16.5, б) надходить у випарник (холодильну камеру), де в процесі підведення теплоти q_0 стає сухою насиченою і знов всмоктується компресором. Оскільки процеси теплопередачі необоротні, то температура конденсації T_k більша за температуру навколишнього середовища на величину θ , тобто $T_k = T_{nc} + \theta$, температура випаровування T_g повинна бути нижче від температури в холодильній камері, тобто $T_g = T_g - \theta$.

Розрахунки парокомпресійних холодильних машин виконують за допомогою таблиць стану холодоагентів або P - h діаграми (дод.8 і 9). Зображення циклу на P - h діаграмі наведено на рис.16.6.

Питома холодовидатність установки

$$q_o = h_1 - h_4 = h_1 - h_3, \quad (16.28)$$

тому що в процесі дроселювання $h_3 = h_4$

Теоретична питома робота компресора

$$l_{ко} = h_2 - h_1. \quad (16.29)$$

Питома теплота, яка відводиться в навколишнє середовище з конденсатора

$$q_1 = q_k = h_2 - h_3 = (h_2 - h_1) + (h_1 - h_3) = l_{ко} + q_o. \quad (16.30)$$

Холодильний коефіцієнт циклу

$$\epsilon_o = q_o / l_{ко} = (h_1 - h_3) / (h_2 - h_1). \quad (16.31)$$

Розглянутий цикл внутрішньо (процес дроселювання) і зовнішньо (процеси теплопередачі) необоротний, тобто має ексергетичні втрати. Оскільки до компресора підводиться ексергія у вигляді технічної роботи $l_{ко}$, а в навколишнє середовище віддається енергія теплоти, то загальні ексергетичні втрати в циклі дорівнюватимуть

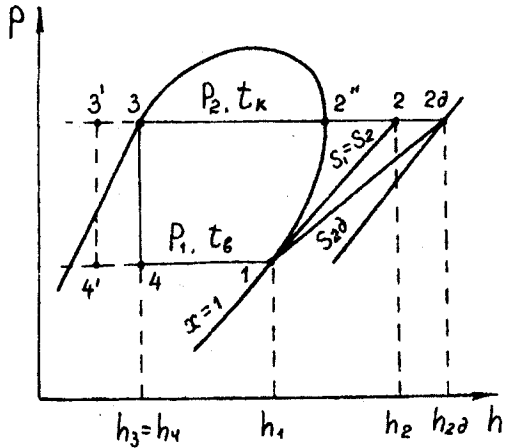


Рис.16.6.

$$\Delta e_{xco}^{sT} = q_k - a_k = q_o + l_{ко} - (T_{nc} / T_o) q_o, \quad (16.32)$$

або

$$\Delta e_{x_{co}}^{eT} = l_{ko} - e_{x_{q_o}} = l_{ko} - (T_{nc} / T_{\theta} - 1) q_o . \quad (16.32 \text{ a})$$

Ексергетичний ККД циклу

$$\eta_{eo} = e_{x_{q_o}} / l_{ko} = (T_{nc} / T_{\theta} - 1) q_o / l_{ko} = (T_{nc} / T_{\theta} - 1) \epsilon_o . \quad (16.33)$$

Ексергетичні втрати складаються з втрат в процесі дроселювання, втрат в конденсаторі та випарнику (див.рис.16.5, б), тобто

$$\begin{aligned} \Delta e_{x_{co}}^{BT} &= \Delta e_{x_{дp}}^{BT} + \Delta e_{x_{KH}}^{BT} + \Delta e_{x_{B}}^{BT} = T_{nc} (s_4 - s_3) + \\ &+ [q_{ko} - T_{nc} (s_2 - s_3)] + [T_{nc} (s_1 - s_4) - q_o] . \end{aligned} \quad (16.34)$$

Під час необоротного адиабатного стиску робота компресора збільшується і буде складати

$$l_k = l_{ko} / \eta_{oi}^k = (h_2 - h_1) / \eta_{oi}^k = H_{ko} / \eta_{oi}^k . \quad (16.35)$$

При цьому холодильний коефіцієнт і ексергетичний ККД зменшуються, а їх значення дорівнюватимуть відповідно

$$\begin{aligned} \epsilon &= q_o / l_k = \epsilon_o \cdot \eta_{oi}^k , \\ \eta_e &= (T_{nc} / T_{\theta} - 1) \epsilon_o \cdot \eta_{oi}^k . \end{aligned} \quad (16.36)$$

Ентальпія пари холодоагента буде мати значення

$$h_{2d} = h_1 + l_k = h_1 + H_{ko} / \eta_{oi}^k . \quad (16.37)$$

Прирісту ентальпії $h_{2d} - h_2$ відповідає певний приріст ентропії $s_{2d} - s_2$ (див.рис.16.6), а ексергетичні втрати в компресорі складатимуть

$$\Delta e_{xk}^{eT} = T_{nc} (s_{2d} - s_2) . \quad (16.38)$$

Тоді загальні ексергетичні втрати в циклі дорівнюватимуть

$$\Delta e_{x_{cy}}^{eT} = \Delta e_{x_{co}}^{eT} + \Delta e_{xk}^{eT} , \quad (16.39)$$

а ексергетичний ККД може бути визначений також за формулою

$$\eta_e = 1 - \Delta e_{xy}^{aT} / l_k . \quad (16.40)$$

Ефективність розглянутої холодильної машини подібно до газової (див.п.16.3) може бути підвищена, якщо застосувати регенерацію. Схема ХМ з переохолодженням холодоагента після конденсатора та її цикл на T - s діаграмі наведені на рис.16.7. За допомогою регенеративного теплообмінника ТО холодоагент після конденсатора може бути переохолоджений до температури, яка нижче за температуру навколишнього середовища. Це зменшує втрати в процесі дроселювання і підвищує холодовидатність на величину

$$\Delta q_o = h_4 - h_4' = h_3 - h_3' = h_1' - h_1 , \quad (16.41)$$

тобто на теплоту, яка передається в теплообміннику.

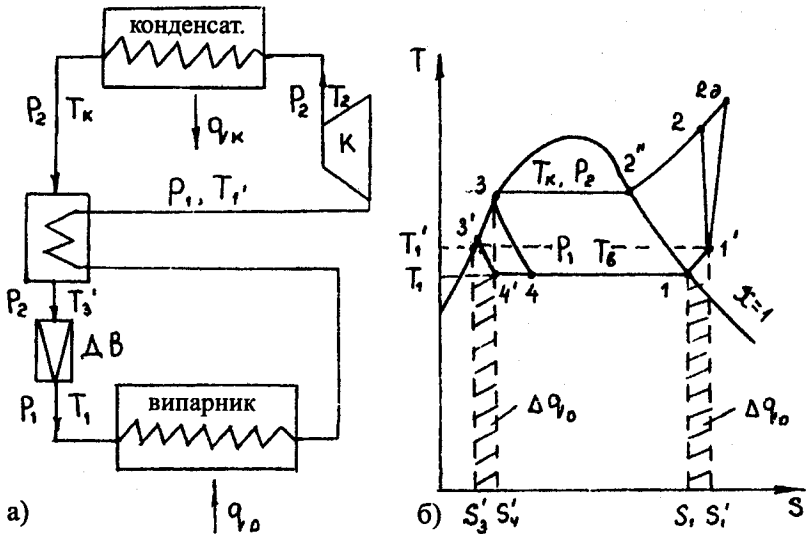


Рис.16.7. Парокомпресійна ХМ з регенеративним теплообмінником (переохолодником холодоагента: а) схема; б) цикл.

Але тепер компресор буде всмоктувати перегріту пару і з більшою високою температурою T_1' і з більшим значенням питомого об'єму v_1' . Тому робота, яка витрачається на стиск пари в компресорі, буде

збільшуватись. Досвід свідчить, що холодильний коефіцієнт і ексергетичний ККД такої ХМ залежить від властивостей холодоагента. Зокрема значення ϵ і η_e зменшуються для аміака і дещо збільшуються для деяких фреонів.

Досягнення низьких температур в холодильній камері парокомпресійних ХМ зв'язане з підвищенням міри стиску в компресорі P_2/P_1 , що в свою чергу зумовлює зростання потужності компресора. В таких випадках застосовують багатоступінчастий стиск (див.п.12.1.2), завдяки чому зменшується робота стиску в порівнянні з одноступінчастим стиском.

Приклад 16.2. Визначити потужність компресора, холодильний коефіцієнт, ексергетичні втрати і ексергетичний ККД парокомпресійної холодильної машини з холодоагентом R-12, якщо холодовидатність машини $Q_o = 107$ кВт, температура в холодильній камері $t_o = -25^\circ\text{C}$, температура навколишнього середовища $t_{nc} = 25^\circ\text{C}$, величина недогріву в теплообмінниках $\theta = 5^\circ\text{C}$, відносний внутрішній ККД компресора $\eta_{oi}^k = 0,8$. Визначити також як зміняться показники роботи ХМ з переохолодженням конденсату на 10°C .

Температура випарювання і конденсації відповідно, $^\circ\text{C}$

$$t_k = t_{nc} + \theta = 25 + 5 = 30,$$

$$t_b = t_o - \theta = -25 - 5 = -30.$$

Для розв'язання задачі використовуємо P-h діаграму для R-12 (дод.9). За визначеними температурами t_k і t_o будуємо на діаграмі цикл 1-2-3-4 (див.рис.16.6) і визначаємо параметри в точках циклу:

$$\begin{aligned} P_1 = 0,95 \text{ бар}; & \quad h_1 = 537 \text{ кДж/кг}; & \quad s_1 = 4,58 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}; \\ P_2 = 7,5 \text{ бар}; & \quad h_2 = 575 \text{ кДж/кг}; & \quad s_2 = 4,58 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}; \\ P_3 = P_2 = 7,5 \text{ бар}; & \quad h_3 = 430 \text{ кДж/кг}; & \quad s_3 = 4,1 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}; \\ P_4 = P_1 = 0,95 \text{ бар}; & \quad h_3 = h_4 = 430 \text{ кДж/кг}; & \quad s_4 = 4,125 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}. \end{aligned}$$

Теоретична і дійсна питома робота компресора відповідно, кДж/кг

$$l_{ко} = h_2 - h_1 = 575 - 537 = 38 ,$$

$$l_k = l_{ко} / \eta_{oi}^k = 38 / 0,8 = 47,5 .$$

Дійсна ентальпія пари за компресором, кДж/кг

$$h_{2\partial} = h_1 + l_k = 537 + 47,5 = 584,5 .$$

За значенням $h_{2\partial}$ визначаємо точку 2∂ на P–h діаграмі і значення ентропії в цій точці

$$S_{2\partial} = 4,61 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К}) .$$

Питома холодовидатність машини, кДж/кг

$$q_o = h_1 - h_4 = 537 - 430 = 107 .$$

Масова витрата холодоагента, кг/с

$$G = Q_o / q_o = 107 / 107 = 1 .$$

Потужність компресора, кВт

$$N_k = G \cdot l_k = 1 \cdot 47,5 = 47,5 .$$

Питома теплота, яка відводиться з конденсатора, кДж/кг

$$q_1 = h_{2\partial} - h_3 = q_o + l_k = 107 + 47,5 = 154,5 .$$

Холодильний коефіцієнт

$$\epsilon = q_o / l_k = 107 / 47,5 = 2,25 .$$

Питома ексергія теплоти у випарнику, кДж/кг

$$e_{xq_o} = (T_{nc} / T_a - 1) q_o = (298 / 243 - 1) \cdot 107 = 24,22 .$$

Загальні питомі ексергетичні втрати, кДж/кг

$$\Delta e_{xc}^{eT} = l_k - e_{xq_o} = 47,5 - 24,22 = 23,28 .$$

Питомі ексергетичні втрати, кДж/кг:

– в компресорі

$$\Delta e_{xc}^{BT} = T_{nc} (s_{2d} - s_1) = 298(4,61 - 4,58) = 8,94 ,$$

– в конденсаторі

$$\Delta e_{xc}^{BT} = q_1 - T_{nc} (s_{2d} - s_3) = 154,5 - 298(4,61 - 4,1) = 5,5 ,$$

– в процесі дроселювання

$$\Delta e_{xc}^{BT} = T_{nc} (s_4 - s_3) = 298(4,125 - 4,1) = 7,45 ,$$

– у випарнику (холодильній камері)

$$\Delta e_{xc}^{BT} = \Delta e_{xc}^{BT} - (\Delta e_{xc}^{BT} + \Delta e_{xc}^{BT} + \Delta e_{xc}^{BT}) = 23,28(8,94 + 5,5 + 7,45) = 1,39 .$$

В процентному відношенні до загальних втрат втрати ексергії складають: в компресорі – 38%; в конденсаторі – 23,62%; під час дроселювання – 32,1%; у випарнику – 6,17%. Отже, найбільші втрати в компресорі та дросельному вентилі.

Ексергетичний ККД циклу

$$\eta_e = (T_{nc} / T_a - 1) \epsilon = (298/243 - 1) 2,25 = 0,509 .$$

Для циклу з проміжним охолодженням конденсату перш за все визначаються точки 3' і 4' на P-h діаграмі (див.рис.16.6) та значення ентальпії в цих точках: $h_3' = h_4' = 420$ кДж/кг. Тоді підвищення холодовидатності за (16.41) складатиме, кДж/кг

$$\Delta q_o = h_3 - h_3' = 430 - 420 = 10 .$$

Питома холодовидатність регенеративного циклу ХМ, кДж/кг

$$q_o^p = q_o + \Delta q_o = 107 + 10 = 117 .$$

Масова витрата холодоагента, кг/с

$$G^p = Q_o / q_o^p = 107/117 = 0,9145 .$$

Ентальпія пари холодоагента в точці 1' за (16.41), кДж/кг

$$h_1' = h_1 + \Delta q_o = 537 + 10 = 547 .$$

Визначаємо на P-h діаграмі точку 1' за значеннями h_1' і P_1 . Далі для $S_2' = 4,62$ (кДж/(кг·К)) і $P_2 = 7,5$ бар визначаємо точку 2 (див. рис. 16.7) та ентальпію в цій точці $h_2 = 587,5$ кДж/(кг·К).

Теоретична робота компресора, кДж/кг

$$l_{ко}^p = 587,5 - 547 = 40,5 .$$

Дійсна робота компресора, кДж/кг

$$l_k^p = 40,5/0,8 = 50,625 .$$

Потужність компресора, кВт

$$N_k = 0,9145 \cdot 50,625 = 46,3 .$$

Незважаючи на те, що питома робота компресора збільшується, потужність компресора зменшується за рахунок зменшення витрати холодоагента, який циркулює в схемі циклу.

Теплота, яка відводиться в конденсаторі, кДж/кг

$$q_k^p = 117 + 50,625 = 167,625 .$$

Холодильний коефіцієнт регенеративного циклу

$$\epsilon^p = 117 / 50,625 = 2,31 .$$

Ексергетичний ККД регенеративного циклу

$$\eta_e^p = (T_{nc} / T_{\sigma} - 1) \epsilon^p = (298/243 - 1) 2,31 = 0,523 .$$

Отже, завдяки проміжному охолодженню конденсату, потужність компресора зменшується на 1,2 кВт, а ексергетичний ККД зростає на 1,4%.

16.5. Суміщені цикли холодильних машин

В розглянутих вище циклах холодильних машин енергія, яка підводиться до установки, являє собою чисту ексергію в формі механічної роботи (привода компресора). Однак ексергію до установки можна підводити також в формі теплоти. В цьому разі теплоту гарячого джерела (суміш ексергії та анергії) використовують для отримання пари холодоагента. Розрізняють два типи таких холодильних машин: пароструминні та абсорбційні. Грійна теплота q_{zp} з температурою $T_{zp} > T_{nc}$, що підводиться з гарячого джерела, повинна мати достатню ексергію, яка б дорівнювала сумі потрібної ексергії в холодильній камері та ексергетичних втрат, тобто

$$e_{x_{zp}} = (1 - T_{nc} / T_{zp}) q_{zp} = \eta_c q_{zp} . \quad (16.42)$$

При цьому ексергетичний ККД суміщених ХМ буде

$$\eta_e = e_{x_{q_o}} / e_{x_{zp}} = (T_{nc} / T_{\sigma} - 1) q_o / [(1 - T_{nc} / T_{zp}) q_{zp}] . \quad (16.43)$$

Ефективність циклу оцінюється за допомогою теплового коефіцієнта

$$\xi_T = q_o / q_{zp} , \quad (16.44)$$

який не враховує термодинамічної цінності енергії.

Зв'язок між ξ_r і η_e неважко встановити за (16.43) і (16.44)

$$\xi_r = (1 - T_{nc}/T_{zp}) \eta_e / (T_{nc}/T_o - 1) . \quad (16.45)$$

Хоча суміщенням циклам ХМ властиві більші ексергетичні втрати, але ці недоліки компенсуються можливістю використовувати ексергію від економічно менш цінних джерел енергії.

16.5.1. Цикл пароструминної холодильної машини

В пароструминних ХМ стиск пари холодоагента здійснюється за допомогою парового ежектора, причому робочою парою ежектора є пара холодоагента більш високого тиску, яку отримують в паровому котлі. Схема найпростішої пароструминної установки та її теретичний цикл на T - s діаграмі показані на рис. 16.8.

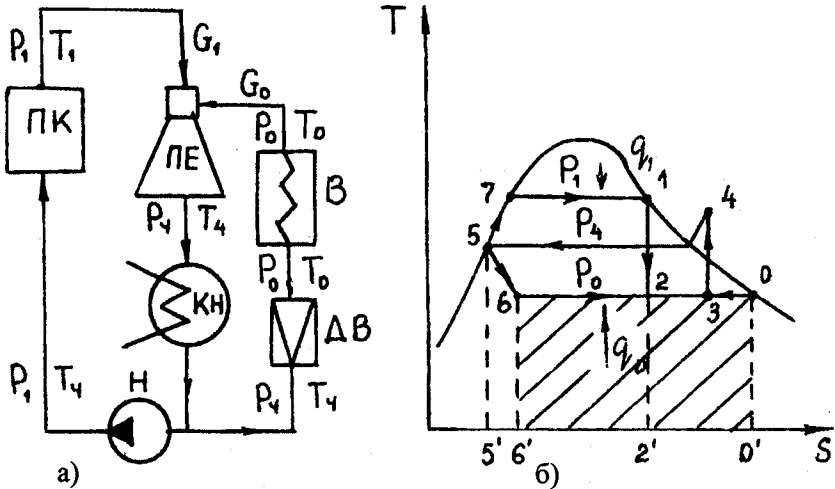


Рис. 16.8. Пароежекторна холодильна машина: а) схема; б) цикл

Пара холодоагента з тиском P_0 із випарника В надходить в змішувальну камеру парового ежектора ПЕ (див.п. 11.4). В сопло парового ежектора пара ХА надходить з більш високим тиском P_1 із паро-

вого котла ПК. В дифузорі ежектора тиск суміші підвищується до тиску P_4 , після чого вона спрямовується в конденсатор K , де віддає теплоту охолодній воді і конденсується. Потік конденсату розподіляється на дві частини. Одна його частина насосом H повертається в паровий котел. Друга частина конденсату дроселюється в дросельному вентилі ДВ до тиску P_0 і надходить у випарник (холодильну камеру), де за рахунок підведення теплоти q_0 випаровується і відсмоктується ежектором.

Процес 6–0 на T - s діаграмі відповідає випаровуванню холодоагента в холодильній камері; процес 5–7 – стиску конденсату в насосі, а процес 7–1 – пароутворенню в паровому котлі. Процес 1–2 відповідає оборотно адиабатному розширенню пари холодоагента в сопловому апараті ежектора. Точка 3 характеризує стан суміші в камері змішування ежектора, а процес 3–4 характеризує стиск суміші в дифузорі. Процес 4–5 відповідає конденсації суміші в конденсаторі, а процес 5–6 – дроселюванню конденсату в дросельному вентилі.

Розрахунки пароструминного апарата наведені в прикладі 11.4, а ефективність циклу обчислюється за формулами (16.42) – (16.45). В зв'язку з великою необоротністю процесів в ежекторі значення теплового коефіцієнта в дійсному циклі значно нижче, ніж в циклах парокompресійних ХМ. Але перевагою пароструминної ХМ є відсутність громіздкого і дорогого парового компресора. Крім того, використання більш низького тиску P_0 дає можливість застосування води як холодоагента для температур, наближених до 273 К.

16.5.2. Цикл абсорбційної холодильної машини

В абсорбційних холодильних машинах (АХМ) використовується явище абсорбції. **Абсорбцією називається здатність речовин поглинати інші речовини.** Робочими тілами в АХМ є бінарні розчини, тобто суміші, які складаються з двох повністю взаємно розчинних речовин, маючих різні температури кипіння. Речовина з меншої температурою кипіння є холодоагентом, а з більшою – абсорбентом. Концентрація холодоагента в киплячому розчині значно нижче, ніж у насиченій парі цього розчину для певного тиску. Для

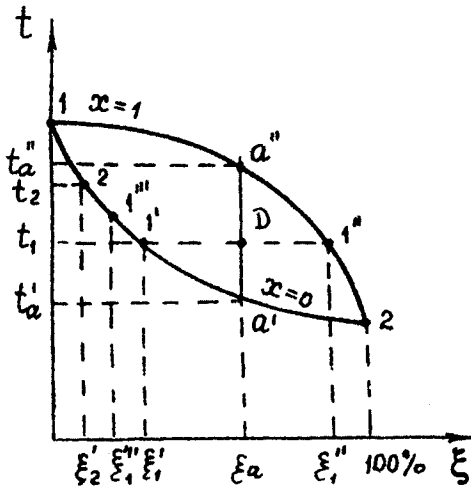


Рис.16.9.

аналізу циклів АХМ використовують термодинамічні діаграми розчинів.

На $t-\xi$ (температура – концентрація) діаграмі (рис.16.9) точки 1 і 2 відповідають температурам кипіння абсорбента і чистого холодоагента. Нижня крива являє собою лінію кипіння розчину з певним тиском, а верхня – лінію конденсації насиченої пари з тим самим тиском. В процесі випарювання

температура розчину безперервно підвищується від температури t_a' до температури t_a'' . При цьому загальна концентрація ξ_a не змінюється, а змінюються тільки концентрації рідини та пари. В будь-якій проміжній точці D концентрацію рідини визначають на перетині кривої $x=0$ з ізотермою t_1 , а концентрацію пари – на перетині кривої $x=1$ з ізотермою t_1 . Якщо в холодильній камері (випарнику) АХМ утворюється насичена пара з високою концентрацією ξ_1'' (стан характеризує точка $1''$), то ця пара перебуває в стані рівноваги з рідиною, яка має концентрацію ξ_1' (точка $1'$). По відношенню до рідини з меншою концентрацією ξ_2' , температура кипіння котрої t_2 , ця пара є переохолодженою. Тому під час їх зіткнення починається конденсація пари, наслідком якої буде повне поглинання (абсорбція) пари рідиною. При цьому теплота конденсації буде відводитись з температурою t_2 , яка вище ніж температура пари t_1 , тобто теплота буде переноситись з менш високого температурного рівня на більш високий температурний рівень. Згідно з другим законом термодинаміки такий процес має супроводжуватись деяким компенсаційним процесом. Таким процесом в АХМ є теплообмін з навколишнім середовищем.

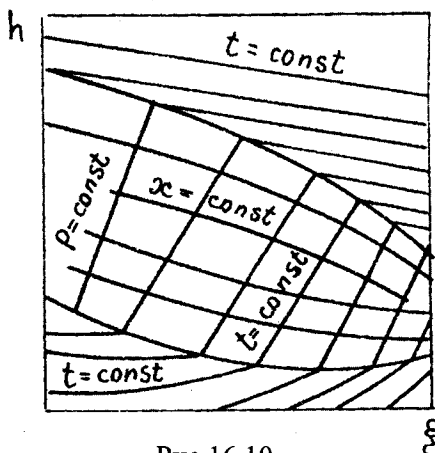


Рис.16.10.

В h - ξ діаграмі (рис.16.10) рівноважні криві рідини і пари в точках $\xi=0$ і $\xi=1$ не співпадають, тому що ентропія пари більша за ентропію рідини. Для концентрації $\xi = 0$ різниця між ентальпіями пари і рідини дорівнює теплоті пароутворення одного компонента, а для $\xi = 1$ теплоті пароутворення другого компонента. Ізотерми в області $0 < x < 1$ – прямі лінії з різними кутами нахилу. Для практичних розрахунків використовують h - ξ діаграми

з різними допоміжними лініями (кривими для визначення рівноважного стану пари).

Принципова схема АХМ показана на рис.16.11. Основними елементами АХМ є парогенератор ПГ, конденсатор К, абсорбер А, випарник В. Абсорбер призначений для безперервного відтворення рідини високої концентрації, яка надходить в парогенератор, і рідини низької концентрації, яка необхідна для абсорбції пари. Пара високої концентрації утворюється за рахунок кипіння рідини низької концентрації в парогенераторі з тиском P_1 . Тиск P_1 більш високий, ніж тиск у випарнику і абсорбері. Для випарювання рідини в парогенератор підводиться теплота q_{zp} з температурою T_1 , яка більша за температуру кипіння розчину і температуру навколишнього середовища T_{nc} . В процесі кипіння рідини в парогенераторі концентрація холодоагента в рідині зменшується. Кипляча рідина з парогенератора через дросельний вентиль ДВ надходить в абсорбер. Пара з високою концентрацією холодоагента надходить з парогенератора в конденсатор, де віддає теплоту q_k охолодній воді та конденсується. Конденсат пари спрямовується в регулюючий дросельний вентиль РДВ, де дроселюється до тиску P_o і температури T_2 , а потім надходить у випарник. У випарнику рідина випаровується за рахунок підведен-

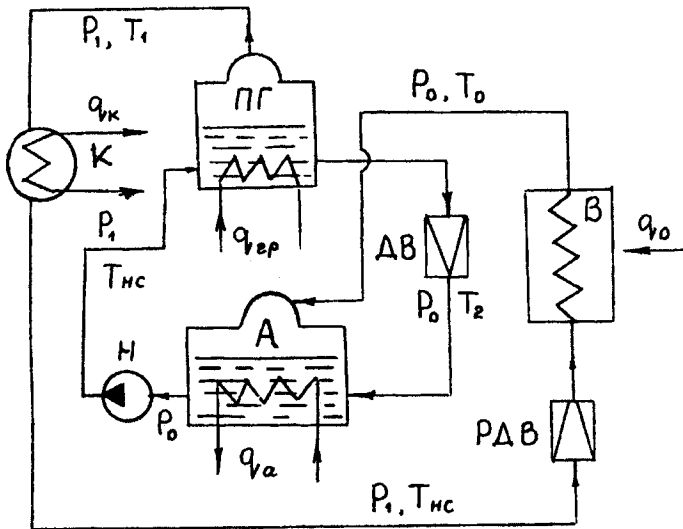


Рис.16.11. Принципова схема АХМ

ня теплоти q_o . Утворена пара з параметрами P_o і T_o надходить з випарника в абсорбер, де поглинається (абсорбується) рідиною низької концентрації. В процесі абсорбції в навколишнє середовище віддається теплота q_a . З абсорбера рідина насосом H перекачується в парогенератор. Циркуляція рідини забезпечує в парогенераторі та абсорбері підтримання сталих значень концентрації.

Цикл ідеальної АХМ можна розглядати як сукупність трьох теплових емкостей (рис.16.12), тепловий баланс яких має вигляд:

$$q_k + q_a = q_{ep} + q_o .$$

В першу емкість (парогенератор) з найвищою температурою T_1 , підводиться теплота q_{ep} , яка еквівалентна площі 1-2-3-4-1.

В другу емкість (випарник) з найменшою температурою T_o підводиться теплота q_o , яка еквівалентна площі 4-5-6-7-4. Із третьої емкості (конденсатора і абсорбера) в навколишнє середовище з температурою T_{nc} відводиться теплота $q_k + q_a$, яка еквівалентна площі 1-8-9-7-1.

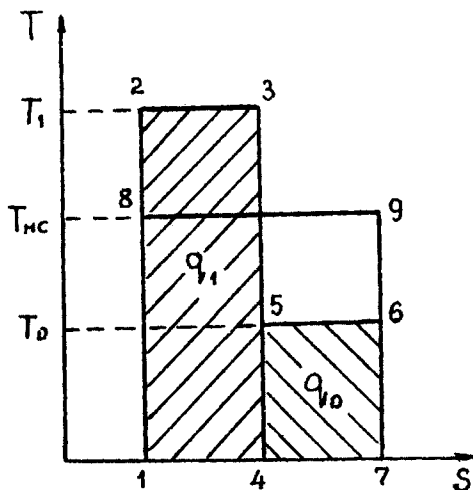


Рис.16.12.

На відміну від парокомпресійних холодильних машин в АХМ роль компресора відіграє абсорбційний вузол, до складу якого входять парогенератор, дросельний вентиль, абсорбер і насос. Таким чином, замість механічної роботи в АХМ використовується різниця температур гарячого (в парогенераторі) і холодного (в абсорбері) джерел теплоти. Показники роботи АХМ визначаються за (16.42) – (16.45).

Приклади розрахунків АХМ за допомогою $h - \xi$ діаграм наведені в спеціальній літературі [11].

16.6. Цикл теплового насоса

Як було визначено в п.16.1 тепловий насос (ТН) відрізняється від холодильної машини тим, що віддає теплоту в середовище, температура якого вище за температуру навколишнього середовища. Тому цикл ТН на $T-s$ діаграмі буде розташований вище від температури навколишнього середовища. Порядок розрахунків ТН такий самий, як і розрахунки холодильних машин. Ефективність циклу ТН оцінюється опалювальним коефіцієнтом ϕ за (16.2) і ексергетичним коефіцієнтом

$$\eta_e = e_{xq_1} / l_u . \quad (16.46)$$

В циклах теплових насосів використовується теплота від низькотемпературних джерел, для опалення або гарячого водопостачання, в тому числі і теплота навколишнього середовища. Найбільш поширеними є ТН на базі парокомпресійних машин. Тому, що опа-

лювальний коефіцієнт ТН за (16.2) $\phi > 1$, то це означає, що з витратою одиниці електроенергії на привод компресора можна віддати споживачам більшу теплоту q_1 , ніж в разі прямого використання цієї електроенергії для нагрівання теплоносія. Однак треба мати на увазі, що метод електронагріву з термодинамічної точки зору є найменш досконалим, бо його ексергетичний ККД

$$\eta_e = e_{xq_1} / q_1 = (1 - T_{nc} / T) = \eta_c \quad (16.47)$$

дорівнює фактору Карно. Тому альтернативним ТН методом тепlopостачання може розглядатись опалювальний метод (тепlopостачання від котельні). Визначимо за яких умов використання теплового насоса конкурентноспроможно з тепlopостачанням від котельні.

Для заданого теплового навантаження Q_1 з температурою теплоносія T_1 ексергетичний ККД ТН дорівнюватиме

$$\begin{aligned} \eta_e &= E_{Q_1} / N_k = (1 - T_{nc} / T_1) Q_1 / N_k = \eta_c Q_1 / N_k = \\ &= \eta_c (N_k + Q_o) / N_k = \eta_c (1 + \varepsilon) = \eta_c \phi, \end{aligned} \quad (16.48)$$

де N_k – потужність компресора; Q_o – теплота, яка відводиться від низькотемпературного джерела.

Із (16.48) виходить, що потужність компресора дорівнюватиме

$$N_k = \eta_c Q / \eta_e. \quad (16.49)$$

На привод компресора потужністю N_k витрачається електроенергія з електромережі, яка еквівалентна певній витраті умовного палива на електростанціях

$$B_y^N = N_k / (\eta_{ec} \cdot \eta_{em} \cdot Q_y^P) = \eta_c Q_1 / (\eta_e \cdot \eta_{ec} \cdot \eta_{em} \cdot Q_y^P), \quad (16.50)$$

де η_{ec} , η_{em} – ККД електростанції та електромережі відповідно; Q_y^P – теплота згоряння умовного палива.

Якщо тепlopостачання здійснювати від котельні, то витрата умовного палива буде складати

$$B_y^k = Q_1 / (\eta_k^n \cdot Q_y^p), \quad (16.51)$$

де η_k^n – ККД котельні нетто (з урахуванням витрат енергії на власні потреби).

Термодинамічна доцільність використання теплового насоса випливає з нерівності $B_y^N < B_y^k$, тобто

$$\eta_c Q_1 / (\eta_e \cdot \eta_{ec} \cdot \eta_{em} Q_y^p) < Q_1 / (\eta_k^n \cdot Q_y^p).$$

Звідки виходить, що ексергетичний ККД ТН повинен перевищувати

$$\eta_e > \eta_c \cdot \eta_k^n / (\eta_{ec} \cdot \eta_{em}). \quad (16.52)$$

Якщо, наприклад, прийняти $t_{nc} = 15^\circ\text{C}$, а $t_l = 70^\circ\text{C}$, то для середньоексплуатаційних значень $\eta_{ec} = 0,36$, $\eta_{em} = 0,95$, $\eta_k^n = 0,85$ визначимо.

Фактор Карно

$$\eta_c = (1 - T_{nc}/T_l) = (1 - 288/343) = 0,16.$$

Ексергетичний ККД теплового насоса за (16.52)

$$\eta_e > 0,16 \cdot 0,85 / (0,36 \cdot 0,95) = 0,397 \approx 0,4.$$

При цьому опалювальний коефіцієнт ТН повинен бути не менш як $\varphi = \eta_e / \eta_c = 0,4 / 0,16 \approx 2,5$.

Відзначимо, що умова (16.52) виконується тим легше, чим нижче температура споживаної теплоти T_l . За умови наявності скидної низькотемпературної теплоти доцільно використовувати ТН на базі абсорбційних машин (рис.16.13). Скидна теплота підводиться до випарника В і кип'ятильника КП. Пара високого тиску надходить в абсорбер АБ. Слабкий розчин, який надходить в абсорбер, поглинає пару. Теплота, яка вивільнюється в абсорбері, нагріває воду, що йде споживачам.

Розчин з високою концентрацією через регулюючий вентиль РВ спрямовується в кип'ятильник, де випаровується з низьким тиском і насосом Н1 знов повертається в абсорбер. В кип'ятильнику підтримується низький тиск, відповідний тиску пари в конденсаторі КН. З конденсатора рідина перекачується насосом Н2 у випарник. Чим нижче температура навколишнього середовища, тим менший тиск в кип'ятильнику і тим більша теплота вивільнюється в абсорбері.

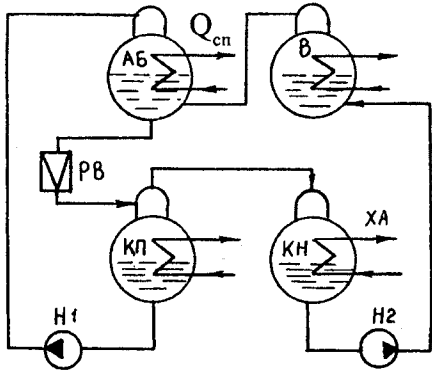


Рис.16.13. Схема теплового насоса на базі АХМ

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Чим відрізняється холодильна машина від теплового насоса?
2. Від яких температур залежить холодильний коефіцієнт газової холодильної машини?
3. З якою метою в циклах холодильних машин застосовують проміжні охолодники?
4. Як визначається холодовидатність і термічний ККД парокompресійної холодильної машини?
5. Що розуміють під суміщеними циклами холодильних машин?
6. Як працює пароструминна холодильна машина?
7. Який принцип дії абсорбційних холодильних машин?
8. Як записується тепловий баланс абсорбційної холодильної машини?
9. За яких умов доцільно використання теплового насоса для теплозабезпечення?

Газ 1, який використовується як робоче тіло надходить в камеру згоряння 2, куди компресором 8 нагнітається повітря, підігріте в регенераторі 7. В процесі згорання палива до газу підводиться теплота, внаслідок чого його температура підвищується до 2200 К. Нагрітий газ розширюється в сопловому апараті 3, де його швидкість зростає до 1000 м/с. Після цього газ надходить в канал МГД-генератора 4, який перебуває в магнітному полі, що створюється спеціальною магнітною системою. Силові лінії магнітного поля перпендикулярні вісі каналу. З'єднання електродів: катода 5 і анода 6 зумовлює виникнення індукційного сталого струму під час перетину іонізованим газом магнітних силових ліній. В каналі МГД-генератора ентальпія потоку зменшується за рахунок здійснення корисної роботи подолання електромагнітних сил. Термодинамічний цикл МГД установки подібен до циклу газотурбінної установки. Відміна лише полягає в тому, що в МГД установці енергія розширення гарячих газів перетворюється безпосередньо в електроенергію, тоді як в ГТУ вона витрачається на обертання газової турбіни з компресором. ККД перетворення МГД-генератора дорівнює

$$\eta_i = IU / h_3 = (h_3 - h_4) / h_3, \quad (17.1)$$

де I , U – сила струму і напруга відповідно; h_3 , h_4 – ентальпія газів на вході в канал і на виході з нього.

Застосування МГД-генератора як високотемпературної надбудови дозволяє отримати додаткову потужність і підвищити ККД вироблення електроенергії на теплових електростанціях. На рис.17.1, б показаний сумісний цикл МГД-генератора і паротурбінної установки. Цикл складається з процесу стиску в компресорі 1–2, регенеративного підігріву 2–2_р, підведення теплоти в камері згоряння 2_р–3, адіабатного процесу здійснення роботи 3–4 в МГД-генераторі, процесу віддачі теплоти в регенераторі 4–5 і процесу віддачі теплоти 5–1 в парогенераторі паротурбінної установки, цикл якої розташований нижче циклу МГД-установки. Термічний ККД такої установки дорівнюватиме

$$\eta_i = G [(h_3 - h_4 - h_2 + h_1) + (h_o - h_k)] \cdot [G (h_3 - h_{2p})]^{-1}. \quad (17.2)$$

Тут G – витрата робочого тіла в МГД-генераторі, яка визначається із співвідношення

$$G = (h_o - h_k) / [(h_5 - h_1) \cdot \eta_{\text{пр}}], \quad (17.3)$$

де $\eta_{\text{пр}}$ – ККД парогенератора.

17.2. Паливні елементи

Вивчаючи процеси горіння, ми допускали, що реакції окислення є оборотними. Такі реакції, наближені до оборотних, можна здійснити електрохімічним шляхом у паливних елементах. **Паливний елемент** – це електрохімічний прилад, в якому хімічна енергія палива безпосередньо перетворюється на електричну енергію. Паливний елемент (рис. 17.2) має два електроди; паливний (анод),

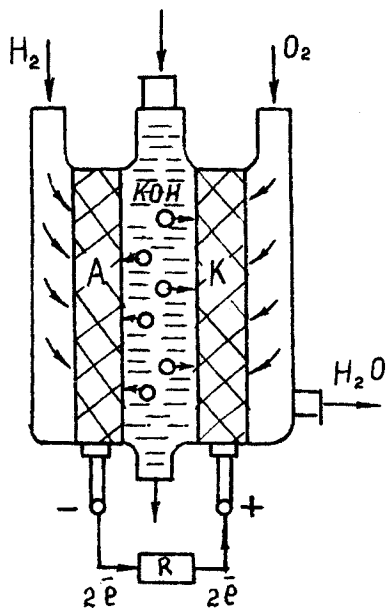
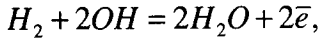


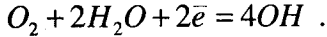
Рис.17.2.

до якого надходить паливо, і окислювальний (катод). Як паливо використовується водень, який відзначається великою активністю до окислення, а продукт реакції (вода) легко виводиться із системи. Водень і кисень надходить в елемент під певним тиском у пористі елементи (електроди). Обидва боки елемента оснащені іонообмінною мембраною, яка пропускає іони водню, але не пропускає атоми водню. Роль такої мембрани виконує концентрований розчин лугу, наприклад, КОН. Для сталої витрати реагентів і для параметрів, близьких до параметрів навколишнього середовища, процес можна вважати наближеним до оборотного.

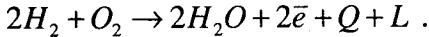
На пальному електроді виникає анодна реакція



а на окислювальному електроді – катодна реакція



Загальною реакцією є реакція окислення водню



Отже, в результаті реакції крім хімічних перетворень вивільнюється електрична енергія, теплота і здійснюється робота. Процес у паливному елементі можна вважати ізобарно-ізотермічним. Тоді робота оборотної реакції дорівнюватиме роботі електроструму паливного елемента

$$L_{max} = -\Delta G = -n\bar{e}N_A E = -nF_A E_o , \quad (17.4)$$

де $\bar{e}N_A = 1,6022 \cdot 10^{-19} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \approx 96500$, А с/моль, F_A – добуток заряду електрона і числа Авогадро, який називають **сталюю (числом) Фарадея**; n – кількість іонів в молекулі (валентність); E_o – електрорушійна сила оборотного елемента.

З рівняння Гібса-Гельмгольца (5.14) з урахуванням (17.4) виходить

$$-nF_A E_o = \Delta H - nF_A T(\partial E_o / \partial T)_p , \quad (17.5)$$

де $\Delta H = Q_p$ – тепловий ефект реакції.

Із (17.5) неважко визначити ЕРС паливного елемента

$$E_o = -\Delta H / (n \cdot F_A) + T(\partial E_o / \partial T)_p , \quad (17.6)$$

$$\text{де } (\partial E_o / \partial T)_p = -(\partial \Delta G / \partial T)_p / (n \cdot F_A) . \quad (17.7)$$

Величина $(\partial \Delta G / \partial T)_p$ легко визначається з (5.14), якщо відомі робота і тепловий ефект реакції

$$(\partial \Delta G / \partial T)_p = (\Delta G / \Delta H) / T . \quad (17.8)$$

Співвідношення між ΔG і ΔH визначає знак похідної $(\partial E_o / \partial T)_p$. Якщо $\Delta G = \Delta H$, ця похідна дорівнює нулю, а паливний елемент працює без теплообміну.

Якщо $\Delta G < \Delta H$ $(\partial E_o / \partial T)_p < 0$, тобто робота менша, ніж тепловий ефект і зайва теплота відводиться в зовнішнє середовище. Якщо $\Delta G > \Delta H$, то $(\partial E_o / \partial T)_p > 0$ і теплота підводиться із зовнішнього середовища.

Наявність необоротних процесів у паливному елементі зменшує напругу (ЕРС), яка виявляється меншою значення E_o за (17.6). Це зумовлюється тим, що частка газоподібного палива розчиняється в електроліті, внаслідок чого потік електронів фактично прореагувавшего палива зменшується, тобто $n_\phi < n$. Відношення потоку молей прореагувавшего палива до потоку молей підведеного палива називають ККД **використання палива**

$$\eta_{en} = n_\phi / n. \quad (17.9)$$

Зменшення потужності елемента внаслідок необоротності враховується коефіцієнтом ефективності

$$\eta_{ef} = P / P_{об} = \eta_{en} E / E_o, \quad (17.10)$$

де $P_{об} = n_n \Delta G$ – потужність оборотного паливного елемента; n_n – мольна витрата підведеного палива; $P = I E$ – потужність необоротного елемента; I – сила струму.

Приклад 17.1. Визначити оборотну ЕРС водневокисневого паливного елемента, який працює з температурою 25°C і тиском 0,1 МПа, а також його коефіцієнт ефективності та відвожувану теплоту, якщо відомо: робота реакції 238 МДж/кмоль, тепловий ефект 286 МДж/кмоль, напруга на клеммах 0,7 В, сила струму 1,2 А, об'ємна витрата водню 12 см³/хв.

За (17.8) визначаємо похідну, МДж/(кмоль·К)

$$(\partial \Delta G / \partial T)_p = [-238 - (-286)] / 298 = 0,1610.$$

Значення похідної за (17.7), В/К

$$(\partial E_o / \partial T)_p = -0,161 \cdot 10^3 / (2 \cdot 96500) = 834 \cdot 10^{-6} .$$

Величина ЕРС оборотного паливного елемента за (17.6), В

$$E_o = 286 \cdot 10^3 / (2 \cdot 96500) - 298 \cdot 834 \cdot 10^{-6} = 1,23 .$$

Дійсна потужність паливного елемента, Вт

$$P = I \cdot E = 1,2 \cdot 0,7 = 0,84 .$$

Мольну витрату газоподібного палива визначимо з рівняння стану, Моль/с

$$n_n = (PV/R\mu T) = 0,1 \cdot 10^6 \cdot 12 \cdot 10^{-6} / (8314 \cdot 298 \cdot 60) = 8 \cdot 10^{-9} .$$

Потужність оборотного паливного елемента, Вт

$$P_o = 8 \cdot 10^{-9} \cdot 238 \cdot 10^6 = 1,92 .$$

Коефіцієнт ефективності за (17.10)

$$\eta_{ef} = 0,84 / 1,92 = 0,4375 .$$

Відвожувана теплота з рівняння першого закону термодинаміки, Вт

$$Q = P - \eta_{en} n_n \cdot \Delta H = 0,84 - 8 \cdot 10^{-9} \cdot 286 \cdot 10^6 = -1,46 .$$

17.3. Термоелектричні генератори

На відміну від МГД-генератора, робота якого базується на явищі електромагнітної індукції, в термоелектричному генераторі теплота безпосередньо перетворюється в електроенергію, що дає змогу уни-

кнуту ще одного ступеня – перетворення теплоти в кінетичну енергію потоку. В основі процесів, які відбуваються в термоелектричних генераторах (ТЕГ), лежать ефекти Зеебека, Пельтьє і Томсона.

Якщо спаї з різнорідних провідників (рис.17.3) помістити в середовища з різними температурами T_1 і T_2 , то між ними виникає різниця потенціалів, яка дорівнює термоелектрорушійній силі (ТЕРС)

$$E = \alpha_{1,2} (T_1 - T_2) \tag{17.11}$$

де $\alpha_{1,2}$ – коефіцієнт ТЕРС, який залежить від матеріалів провідників; індекси 1 і 2 відносяться до гарячого і холодного спая відповідно.

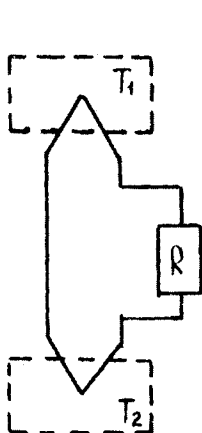


Рис.17.3.

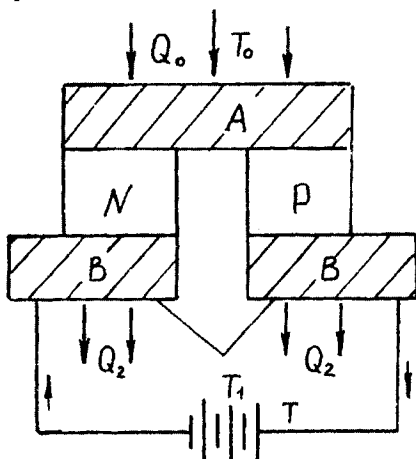


Рис.17.4. P, N - напівпровідниковий матеріал; А, В - металеві спаї

Це явище відомо в фізиці під назвою ефекта Зеебека. Суть ефекту Пельтьє полягає в тому, що під час протікання постійного струму через контакт з двох різнорідних провідників (напівпровідників) один контакт буде поглинати, а другий – виділяти теплоту (рис.17.4), яка пропорційна силі струму

$$Q_n = \Pi_{1,2} I, \tag{17.12}$$

де Π_{1-2} – коефіцієнт Пельтьє, зв'язаний з термоелектричним коефіцієнтом співвідношенням

$$\Pi_{1-2} = \alpha_{1-2} T. \quad (17.13)$$

За наявності температурного градієнта вздовж провідника відбувається виділення або поглинання теплоти, значення котрої пропорційно силі струму

$$dQ_\tau = \tau I \text{ grad} T. \quad (17.14)$$

Цей ефект називається ефектом Томсона, а τ – коефіцієнтом Томсона, який зв'язаний з коефіцієнтом ТЕРС співвідношенням

$$d\alpha/dT = (\tau_1 - \tau_2) / T. \quad (17.15)$$

Крім розглянутих ефектів в провідниках вивільнюється джоулева теплота, яка дорівнює

$$Q_D = I^2 R_e, \quad (17.16)$$

де R_e – електричний опір двох послідовно з'єднаних термоелементів.

Виникає також теплопередача від гарячого спая до холодного за рахунок теплопровідності

$$Q_{\text{тн}} = \lambda^* l (T_1 - T_2), \quad (17.17)$$

де $\lambda^* = \lambda_1 F_1 + \lambda_2 F_2$; λ_1, λ_2 – теплопровідності провідників; F_1, F_2 – площини поперечних перерізів провідників; l – довжина провідників.

Якщо опір зовнішнього споживача R , то корисна робота струму в оборотному ТЕГ дорівнюватиме

$$L_{\text{чо}} = \alpha (T_1 - T_2) I, \quad (17.18)$$

а термічний ККД циклу складатиме

$$\eta_{to} = L_{co} / Q = [\alpha(T_1 - T_2)I] / (\alpha T_1 I) = 1 - T_2 / T_1 = \eta_{ik} , \quad (17.19)$$

тобто дорівнюватиме ККД циклу Карно.

В дійсному ТЕГ мають місце необоротні джоулеві втрати і втрати внаслідок теплопередачі між гарячим і холодним спаями за рахунок теплопровідності. Тому дійсний ККЦ ТЕГ складає

$$\eta_t = \eta_{ik} \cdot \eta_{oe} , \quad (17.20)$$

де η_{oe} – відносний електричний ККД, який визначається за формулою:

$$\eta_{oe} = \frac{m / (m + 1)}{1 + (m + 1) / (ZT_1) - \Delta T / [2T_1(m + 1)]} . \quad (17.21)$$

В (17.21) позначено: $m = R/r$; $Z = \alpha^2 l / [\lambda * r]$ – коефіцієнт добротності; $r = (\rho_1 F_1 + \rho_2 F_2) / l$ – внутрішній опір термоелемента; ρ_1 і ρ_2 – питомі електричні опори провідників.

Оптимальне значення параметра навантаження m приймається рівним 1,2 – 1,4. Щоб отримати помітну ТЕРС термоелементи послідовно з'єднують в батарею. Значний ефект дає застосування напівпровідників. Для області з порівняно низькими температурами придатні напівпровідникові електроди із з'єднань теллура. Для більш високих температур придатні тугоплавкі напівпровідникові електроди із з'єднань кремнію.

Термоелемент, який працює за ефектом Пельтьє, може виконувати роль холодильної машини (рис.17.4). Якщо температура T_2 на спаях А буде нижче за температуру холодного джерела T_o , а температура T_1 на гарячих спаях В – вище від температури зовнішнього середовища T , то корисна холодовидатність термоелемента буде дорівнювати

$$Q_o = \Pi = 0,5I^2 r - \lambda * (T_1 - T_2) . \quad (17.22)$$

Максимальний холодильний коефіцієнт визначиться за формулою

$$\varepsilon_{max} = T_1 / (T_1 - T_2) = \varepsilon_o (\theta - T_1 / T_2) / (\theta + 1), \quad (17.23)$$

де $\theta = [1 + Z_o (T_1 + T_2) / 2]^{0.5}$; $Z_o = (\alpha_1 - \alpha_2)^2 / (\lambda_1 \rho_1)^{0.5}$.

Із (17.21) і (17.23) видно, що параметр добротності характеризує міру внутрішньої оборотності термоелемента. Зі збільшенням Z (або Z_o) збільшується перепад температур ΔT , а значення η_{oe} і ε_{max} наближаються до ККД і холодильного коефіцієнта циклу Карно відповідно.

Приклад 17.2. Визначити кількість послідовно підключених елементів термобатареї із телурида і свинцю потужністю 20 Вт і напругою $U = 5$ В, якщо $\rho_1 = \rho_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м; величина термоелектричного коефіцієнта $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$ В/К; $T_1 = 900$ К; $T_2 = 300$ К.

Коефіцієнт добротності для $\rho_1 = \rho_2$ і $\lambda_1 = \lambda_2$, 1/К

$$Z = \alpha^2 / (4\lambda\rho) = (6 \cdot 10^{-4})^2 / (4 \cdot 2 \cdot 5 \cdot 10^{-5}) = 0,9 \cdot 10^{-3}.$$

ККД оборотної батареї

$$\eta_{to} = 1 - T_2 / T_1 = 1 - 300/900 = 0,666$$

Приймаємо оптимальне значення параметра навантаження рівним $m = 1,3$. Тоді відносний електричний ККД термобатареї

$$\begin{aligned} \eta_{oe} &= \frac{m/(m+1)}{1 + (m+1)/(ZT_1) - \Delta T/[2T_1(m+1)]} = \\ &= \frac{1,3/(1,3+1)}{1 + (1,3+1)/(0,9 \cdot 10^{-3} \cdot 900) - 600/[2 \cdot 900(1,3+1)]} = 0,0864. \end{aligned}$$

Термічний ККД термогенератора

$$\eta_i = \eta_{to} \cdot \eta_{oe} = 0,666 \cdot 0,0864 = 0,0575.$$

Внутрішній опір батареї, Ом

$$r = R/m = U^2/(Nm) = 5^2/20 \cdot 1,3 = 0,96 .$$

Сила струму батареї, А

$$I = U/R = U/(rm) = 20/(0,96 \cdot 1,3) = 16 .$$

Термоелектрорушійна сила, В

$$E = \alpha(T_1 - T_2)m = 6 \cdot 10^{-4} (900 - 300) 1,3 = 0,468 .$$

Кількість послідовно підключених термоелементів

$$n = U(m+1)/E = 5 (1,3 + 1)/0,468 \approx 25 .$$

17.4. Термоелектронні генератори

Принцип дії термоелектронного генератора базується на тому, що з поверхні нагрітих металів завжди відбувається емісія вільних електронів, інтенсивність якої залежить від температури металу. Це явище використовується для створення струму в електричному колі, складеному з двох електродів з різними температурами. Схема найпростішого термоелектронного генератора показана на рис.17.5. Він складається з двох металевих поверхонь, які розділені вакуумним зазором. На поверхні катода K підтримується температура T_1 , а на поверхні анода A – температура T_2 , яка менше температури T_1 . Вна-

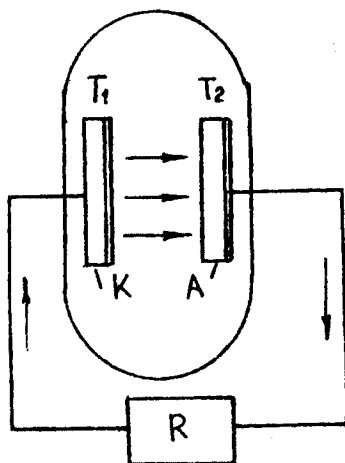


Рис.17.5.

слідок умови $T_1 > T_2$ від катода до анода буде переноситись більше електронів, ніж в зворотному напрямку. Процес на катоді можна умовно розглядати як «випаровування», а процес на аноді – як «конденсацію» електронів. Під час замикання електродів на зовнішній опір R виникає електричний струм. Густина струму емісії визначається за формулою Річардсона

$$j = AT^2 \exp [-\phi / (k_B T)], \quad (17.23)$$

де $A = 120 \text{ A}/(\text{cm}^2 \text{ K})$ – стала; ϕ – робота емісії електронів; k_B – стала Больцмана.

Одночасно зі струмом емісії від катода до анода протікає струм в протилежному напрямку, але через малу густину електронів в між-електродному просторі густини струму j_k і j_A не спричиняють помітної протидії одна одній. Відповідно до закону Кірхгофа

$$\begin{aligned} j &= AT_1 \exp [(-\phi_2 + U) / (k_B T_1)] - \\ &- AT_2 \exp [-\phi_2 / (k_B T_2)], \end{aligned} \quad (17.24)$$

де U – різниця потенціалів між катодом і анодом.

Корисна робота генератора

$$L = P R = (j f)^2 R = j U, \quad (17.25)$$

де f – площі поверхонь катода і анода.

Термічний ККД термоелектронного генератора

$$\eta_t = L / Q_1, \quad (17.26)$$

де Q_1 – теплота, яка підведена до катода.

Термічний ККД термоелектронних генераторів дещо вище, ніж термоелектричних, але практичне їх застосування зв'язане з певними технічними труднощами.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. На чому заснований принцип роботи МГД-генератора і як визначається його термічний ККД?
2. За яким принципом працюють паливні елементи і що розуміють під ККД використання палива?
3. В чому полягають ефекти Зеєбека, Пельтьє і Томсона?
4. Що являє собою корисна робота термоелектричного і термоелектронного генераторів?

ЛІТЕРАТУРА

1. Андрущенко А.И. Эксергия и максимальная работа. /Сб. научно-методических статей. – Теплотехника. – 1991. – № 5. – С.32-36.
2. Андрущенко А.И. Основы термодинамических циклов теплоэнергетических установок. – М.: Энергия. – 1985. – 319 с.
3. Базаров И.П. Термодинамика. – М.: Высшая школа. – 1986. – 272 с.
4. Бэр Г.Д. Техническая термодинамика. – М.: Мир. – 1977. – 518 с.
5. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Физматгиз. – 1972. – 720 с.
6. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. – М.: Энергоатомиздат. – 1986. – 384 с.
7. Жуковский В.С. Термодинамика. – М.: Энергоиздат. – 1983. – 304 с.
8. Задачник по технической термодинамике и теплопередаче. / Под ред. В.И. Крутова. – М.: Энергия. – 1986. – 383 с.
9. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейдлин А.Е. Техническая термодинамика. – М.: Энергоатомиздат. – 1983. – 385 с.
10. Ривкин С.А., Александров А.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. – М.: Энергоатомиздат. – 1980. – 175 с.
11. Теплотехнические основы получения искусственного холода. Справочник. – М.: Пищевая пром-сть. – 1983. – 230 с.
12. Техническая термодинамика. /Под ред. В.И. Крутова. – М.: Энергия. – 1991. – 382 с.

ДОДАТКИ

Додаток 1

Значення питомої ізобарної теплоємності C_p для деяких газів,
кДж/(кг·К) / $P = 1$ бар/

t, °C	Повітря	N ₂	O ₂	CO	H ₂ O	CO ₂	SO ₂
0	1,0033	1,0387	0,9148	1,0397	1,8584	0,8165	0,6083
25	1,0036	1,0387	0,9164	1,0399	1,8608	0,8299	0,6153
50	1,0042	1,0389	0,9182	1,0403	1,8640	0,8429	0,6224
100	1,0059	1,0396	0,9230	1,0416	1,8718	0,8677	0,6365
150	1,0081	1,0408	0,9288	1,0435	1,8814	0,8907	0,6503
200	1,0111	1,0426	0,9354	1,0462	1,8924	0,9122	0,6634
250	1,0145	1,0450	0,9425	1,0496	1,9046	0,9321	0,6700
300	1,0185	1,0480	0,9499	1,0537	1,9177	0,9509	0,6878
350	1,0229	1,0516	0,9574	1,0583	1,9316	0,9685	0,6988
400	1,0278	1,0556	0,9649	1,0634	1,9460	0,9850	0,7090
450	1,0328	1,0601	0,9721	1,0688	1,9608	1,0005	0,7186
500	1,0380	1,0648	0,9792	1,0745	1,9760	1,0152	0,7274
550	1,0434	1,0698	0,9860	1,0803	1,9915	1,0291	0,7357
600	1,0488	1,0750	0,9925	1,0862	2,0074	1,0422	0,7434
650	1,0542	1,0802	0,9987	1,0921	2,0236	1,0546	0,7505
700	1,0595	1,0855	1,0047	1,0979	2,0400	1,0663	0,7572
750	1,0648	1,0907	1,0103	1,1036	2,0566	1,0775	0,7634
800	1,0700	1,0960	1,0157	1,1092	2,0733	1,0880	0,7692
850	1,0751	1,1011	1,0209	1,1148	2,0901	1,0981	0,7747
900	1,0800	1,1062	1,0158	1,1201	2,1070	1,1076	0,7798
950	1,0848	1,1112	1,0305	1,1254	2,1239	1,1167	0,7846
1000	1,0895	1,1160	1,0350	1,1304	2,1408	1,1253	0,7891
1100	1,0935	1,1254	1,0434	1,1402	2,1744	1,1413	0,7975
1200	1,1069	1,1343	1,0511	1,1492	2,2075	1,1560	0,8050
1300		1,1426	1,0583	1,1577	2,2399	1,1693	0,8117
1400		1,1504	1,0651	1,1656	2,2716	1,1816	0,8179
1500		1,1578	1,0715	1,1730	2,3024	1,1928	0,8235
1600		1,1647	1,0775	1,1799	2,3322	1,2032	0,8286
1700		1,1711	1,0832	1,1863	2,3610	1,2128	0,8334
1800		1,1772	1,0888	1,1924	2,3889	1,2217	0,8378
1900		1,1829	1,0941	1,1980	2,4157	1,2299	0,8419
2000		1,1883	1,0993	1,2034	2,4416	1,2376	0,8457
2100		1,1934	1,1043	1,2084	1,4666	1,2449	0,8493
2200		1,1981	1,1092	1,2131	2,4906	1,2516	0,8527
2300		1,2026	1,1140	1,2175	2,5138	1,2580	0,8559
2400		1,2069	1,1186	1,2217	2,5362	1,2640	0,8590
2500		1,2109	1,1232	1,2257	2,5577	1,2696	0,8619
2600		1,2147	1,1276	1,2295	2,5785	1,2750	0,8647
2700		1,2184	1,1320	1,2331	2,5986	1,2800	0,8673
2800		1,2218	1,1363	1,2365	2,6180	1,2848	0,8699
2900		1,2251	1,1405	1,2398	2,6368	1,2894	0,8723
3000		1,2282	1,1446	1,2429	2,6549	1,2938	0,8747

**Значення питомої температурної складової ентропії
для деяких газів, кДж/(кг·К) / P = 1 бар/**

t, °C	A _r	Повітря	N ₂	CO	H ₂ O	CO ₂	SO ₂
0	3,8304	6,7757	6,7482	6,9652	10,318	4,7840	3,8206
25	3,8760	6,8635	6,8392	7,0563	10,481	4,8566	3,8744
50	3,9179	6,9445	6,9229	7,1401	10,631	4,9256	3,9251
100	3,9928	7,0894	7,0726	7,2901	10,902	5,0538	4,0187
150	4,0582	7,2168	7,2037	7,4218	11,141	5,1716	4,1039
200	4,1163	7,3306	7,3207	7,5396	11,356	5,2806	4,1823
250	4,1687	7,4339	7,4267	7,6464	11,552	5,3823	4,2553
300	4,2162	7,5287	7,5237	7,7444	11,733	5,4776	4,3234
350	4,2597	7,6165	7,6135	7,8352	11,901	5,5674	4,3874
400	4,2999	7,6984	7,6971	7,9201	12,059	5,6523	4,4476
450	4,3370	7,7753	7,7756	7,9998	12,208	5,7329	4,5046
500	4,3718	7,8478	7,8497	8,0750	12,350	5,8096	4,5585
550	4,4045	7,9166	7,9199	8,1463	12,484	5,8828	4,6098
600	4,4351	7,9819	7,9866	8,2141	12,613	5,9527	4,6586
650	4,4641	8,0442	8,0502	8,2789	12,736	6,0197	4,7052
700	4,4916	8,1038	8,1111	8,3408	12,855	6,0840	4,7497
750	4,5178	8,1609	8,1694	8,4001	12,970	6,1458	4,7923
800	4,5426	8,2156	8,2254	8,4571	13,081	6,2053	4,8332
850	4,5661	8,2683	8,2793	8,5119	13,188	6,2626	4,8724
900	4,5887	8,3190	2,3313	8,5646	13,292	6,3179	4,9102
950	4,6105	8,3679	8,3814	8,6155	13,394	6,3713	4,9465
1000	4,6314	8,4152	8,4298	8,6647	13,492	6,4230	4,9816
1100	4,6708	8,5051	8,5220	8,7582	13,682	6,5214	5,0482
1200	4,7073	8,5894	8,6086	8,8460	13,863	6,6140	5,1106
1300	4,7416		8,6901	8,9287	14,036	6,7013	5,1692
1400	4,7735		8,7673	9,0069	14,201	6,7839	5,2245
1500	4,8037		8,8405	9,0810	14,360	6,8623	5,2769
1600	4,8323		8,9101	9,1514	14,512	6,9308	5,3266
1700	4,8593		8,9764	9,2185	14,658	7,0079	5,3739
1800	4,8850		9,0397	9,2825	14,800	7,0758	5,4190
1900	4,9096		9,1002	9,3437	14,937	7,1407	5,4622
2000	4,9331		9,1583	9,4024	15,069	7,2030	5,5035
2100	4,9554		9,2140	9,4587	15,197	7,2628	5,5432
2200	4,9768		9,2676	9,4129	15,320	7,3203	5,5813
2300	2,9974		9,3192	9,5550	15,440	7,3757	5,6180
2400	5,0174		9,369	9,6153	15,556	7,4292	5,6534
2500	5,0365		9,417	9,6638	15,669	7,4808	5,6877
2600	5,0548		9,463	9,7107	15,779	7,5307	5,7207
2700	5,0726		9,508	9,7561	15,886	7,5790	5,7528
2800	5,0899		9,552	9,8001	15,990	7,6258	5,7838
2900	5,1065		9,594	9,8427	16,091	7,6711	5,8140
3000	5,1226		9,635	9,8841	16,190	7,7152	5,8432

Насичена водяна пара (за температурами)

t , °C	P , бар	v' , м ³ /кг	v'' , м ³ /кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	g , кДж/кг	s' , кДж/(кг·град)	s'' , кДж/(кг·град)
0	0,006107	0,00100021	206,29	0,000	2500,64	2500,64	0,00	9,1545
10	0,008719	0,00100035	106,42	42,0364	2519,24	2477,20	0,1511	8,8996
20	0,023368	0,00100184	57,836	83,9034	2537,58	2453,68	0,2964	8,6662
30	0,042418	0,00100442	39,929	125,706	2555,73	2430,02	0,4366	8,4523
40	0,073750	0,00100789	19,546	167,495	2573,70	2406,21	0,5722	8,2559
50	0,12335	0,0010121	12,045	209,296	2591,48	2382,18	0,7036	8,0752
60	0,19919	0,0010171	7,6776	251,129	2609,03	2357,90	0,8311	7,9085
70	0,31160	0,0010228	5,0453	293,009	2626,29	2333,28	0,9549	7,7543
80	0,47359	0,0010290	3,4083	334,952	2648,22	2308,27	1,0753	7,6815
90	0,70109	0,0010359	2,3609	376,977	2659,76	2282,79	1,1926	7,4785
100	1,01325	0,0010434	1,6730	419,105	2675,84	2256,73	1,3070	7,3546
110	1,4326	0,0010515	1,2101	461,36	2691,38	2230,02	1,4186	7,2387
120	1,9854	0,0010603	0,89167	503,76	2706,31	2202,54	1,5277	7,1298
130	2,7011	0,0010697	0,66837	546,35	2720,45	2174,19	1,6345	7,0273
140	3,6136	0,0010798	0,50865	589,15	2733,99	2144,85	1,7391	6,9304
150	4,7597	0,0010906	0,39259	632,19	2746,57	2114,38	1,8417	6,8384
160	6,1804	0,0011021	0,30685	675,51	2758,18	2082,66	1,9425	6,7506
170	7,9203	0,0011144	0,24262	719,15	2768,72	2049,56	2,0417	6,6666

продовження дод. 3.

$t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{бар}$	$v', \text{м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{м}^3/\text{кг}$	$h', \text{кДж/кг}$	$h'', \text{кДж/кг}$	$g, \text{кДж/кг}$	$s', \text{кДж/(кг}\cdot\text{град)}$	$s'', \text{кДж/(кг}\cdot\text{град)}$
180	10,027	0,0011275	0,19385	763,15	2778,09	2014,93	2,1394	6,5858
190	12,552	0,0011415	0,15635	807,55	2786,18	1978,83	2,2356	6,5077
200	15,550	0,0011565	0,12719	852,41	2792,85	1940,44	2,3307	6,4318
210	19,079	0,0011726	0,10427	897,78	2797,98	1900,20	2,4247	6,3576
220	23,201	0,0011900	0,08606	943,72	2801,48	1857,76	2,5179	6,2849
230	27,979	0,0012087	0,7147	990,32	2803,25	1812,93	2,6103	6,2133
245	36,525	0,0012399	0,5463	1061,63	2802,30	1740,66	2,7479	6,1072
250	39,776	0,0012512	0,05006	1085,84	2800,93	1715,10	2,7936	6,0719
260	46,940	0,0012755	0,04215	1134,99	2796,48	1661,49	2,8849	6,0012
270	55,051	0,0013023	0,03560	1185,26	2789,48	1604,22	2,9764	5,9299
280	64,191	0,0013321	0,03013	1236,83	2779,60	1542,77	3,0683	5,8573
290	74,449	0,0013655	0,02554	1289,39	2766,39	1476,45	3,1610	5,7827
300	85,917	0,0014036	0,02164	1344,91	2749,26	1404,36	3,2549	5,7051
310	98,697	0,0014475	0,01832	1402,13	2727,30	1325,17	3,3508	5,6232
320	112,90	0,0014992	0,01545	1462,21	2699,69	1237,48	3,4493	5,5356
330	128,64	0,001562	0,01297	1526,01	2665,51	1139,50	3,5520	4,4412
340	146,08	0,001639	0,01078	1594,88	2622,08	1027,20	3,6606	5,3359
350	165,37	0,001741	0,008805	1671,23	2564,26	893,02	3,7788	5,2119
360	186,74	0,001894	0,006943	1761,54	2481,11	719,56	3,9164	5,0529
370	210,52	0,002225	0,004932	1892,40	2330,78	438,38	4,1137	4,7953
374,15	221,29	0,003200	0,003260	2084,0	0,000	2084,0	4,4062	4,4062

**Термодинамічні властивості сухого повітря для
атмосферного тиску ($\mu=28,97$)**

$t, ^\circ\text{C}$	T, K	$C_p,$ кДж/ (кг·К)	$\mu C_p,$ кДж/ (кМоль·К)	$C_v,$ кДж/ (кг·К)	$\mu C_v,$ кДж/ (кМоль·К)	k
-50	223,15	1,0019	29,023	0,7147	20,708	1,402
0	273,15	1,0032	29,060	0,7159	20,746	1,401
50	323,15	1,0057	29,136	0,7184	20,821	1,399
100	373,15	1,0098	29,257	0,7226	20,942	1,397
200	473,15	1,0241	29,668	0,7369	21,353	1,389
300	573,15	1,0446	30,262	0,7574	21,947	1,379
400	673,15	1,0680	30,940	0,7808	22,625	1,368
500	773,15	1,0919	31,631	0,8047	23,316	1,357
600	873,15	1,1149	32,301	0,8277	23,986	1,347
700	973,15	1,1355	32,908	0,8487	24,593	1,338
800	1073,15	1,1547	33,452	0,8675	25,138	1,331
900	1173,15	1,1706	33,913	0,8834	25,598	1,325
1000	1273,15	1,1844	34,315	0,8972	26,000	1,320
1100	1373,15	1,1970	34,675	0,9098	26,360	1,315
1200	1473,15	1,2079	34,993	0,9207	26,678	1,312
1300	1573,15	1,2179	35,282	0,9307	26,967	1,308
1400	1673,15	1,2267	35,538	0,9395	27,222	1,305
1500	1773,15	1,2347	35,768	0,9475	27,453	1,304

Навчальне видання

Чепурний Марко Миколайович, Ткаченко Станіслав Йосипович

ОСНОВИ ТЕХНІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ

*Затверджено Міністерством освіти і науки України як підручник
для студентів технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.
Лист Міністерства освіти і науки України № 1/11-771 від 13.03.2002р.*

Відповідальний за випуск: Ярмошук Таїсія
Редактор: Кіпран Павло
Коректор: Ткачук Тарас

Підписано до друку 15.12.2003.
Формат 84x108^{1/16}. Папір типографський № 1
Гарнітура Таймс. Друк офсетний.
Ум. друк. арк. 22. Облік.-вид. арк. 23,65.
Наклад 1000 прим.

Вінницька міська громадська організація «Поділля-2000».
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до державного реєстра видавців, виготовників і
розповсюджувачів видавничої продукції. Серія ДК 764 від 11.01.2002 р.
А/с 8805, м.Вінниця-27, Україна, 21027.
Тел. (0432) 43-76-72
E-mail: podill@vinnitsa.com

Віддруковано на ДП "Державна картографічна фабрика"
21100, м.Вінниця, вул. 600-річчя, 19

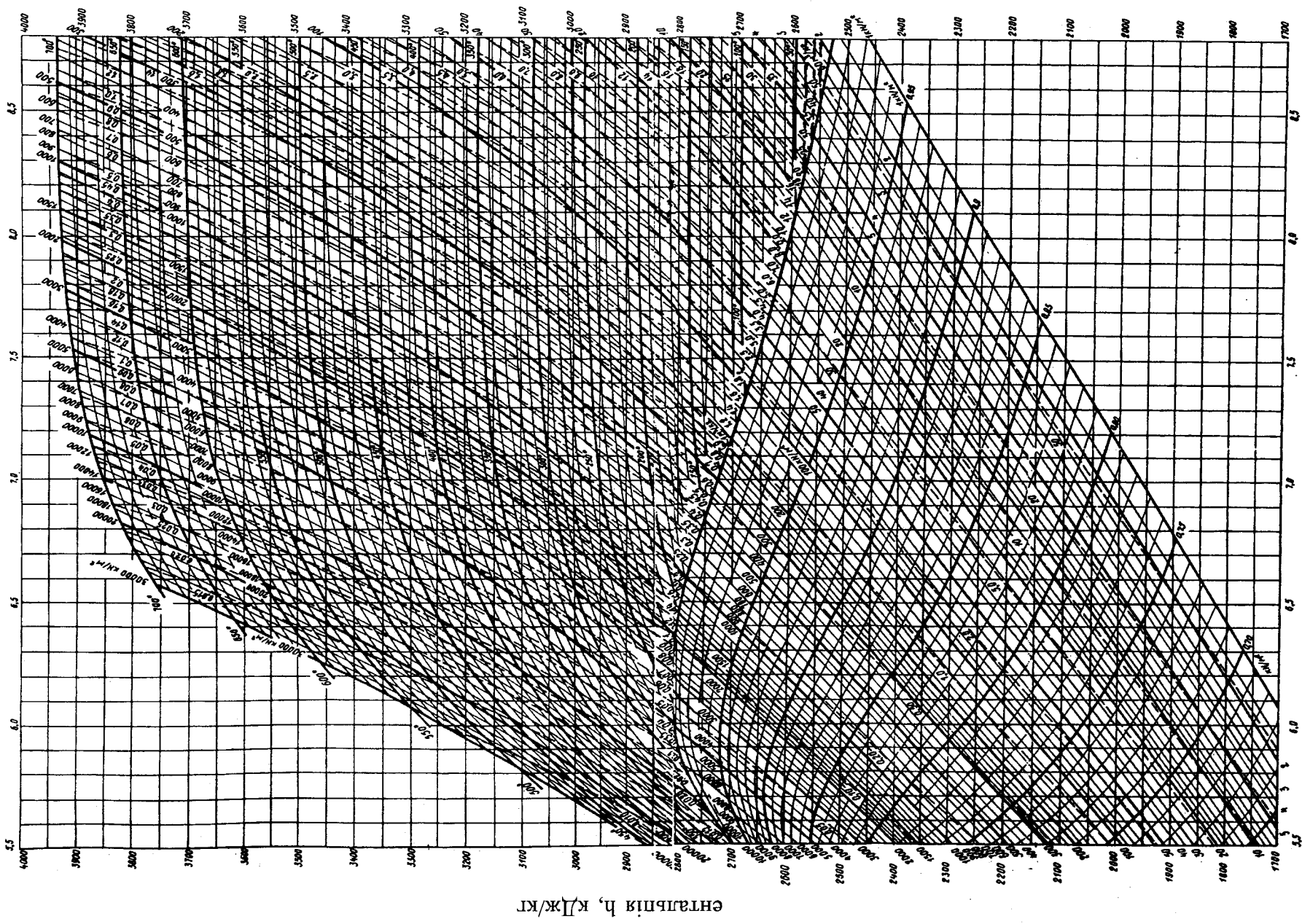
ISBN 966-8213-10-6

© Чепурний М.М., Ткаченко С.Й.
© ВМГО «Поділля-2000»

Відтворення усєї книги або будь-якої її частини заборонено без письмової згоди видавництва.
Будь-які спроби порушення авторських прав будуть переслідуватися у судовому порядку.

Вінниця 2004

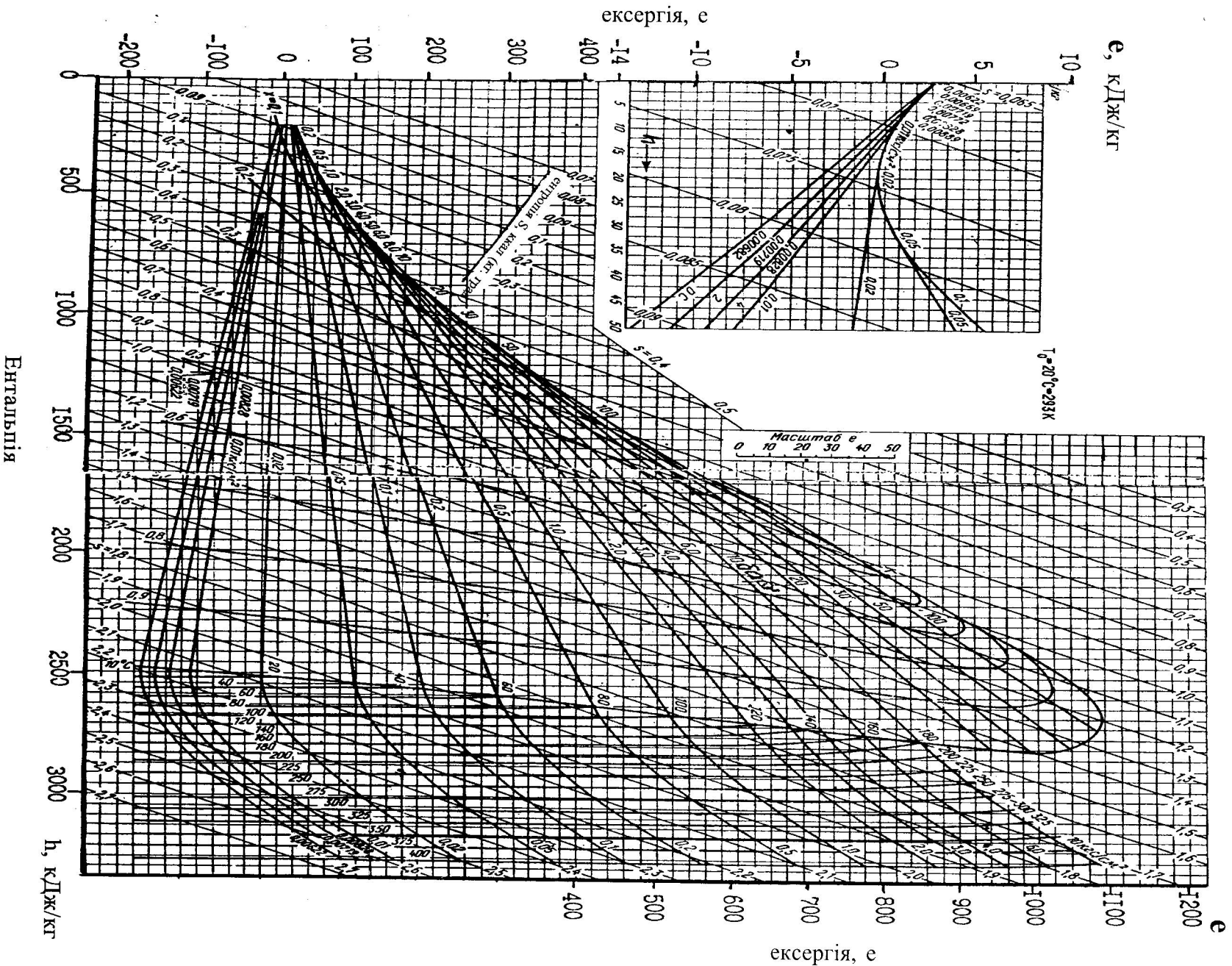
hS - діаграма для водяної пари



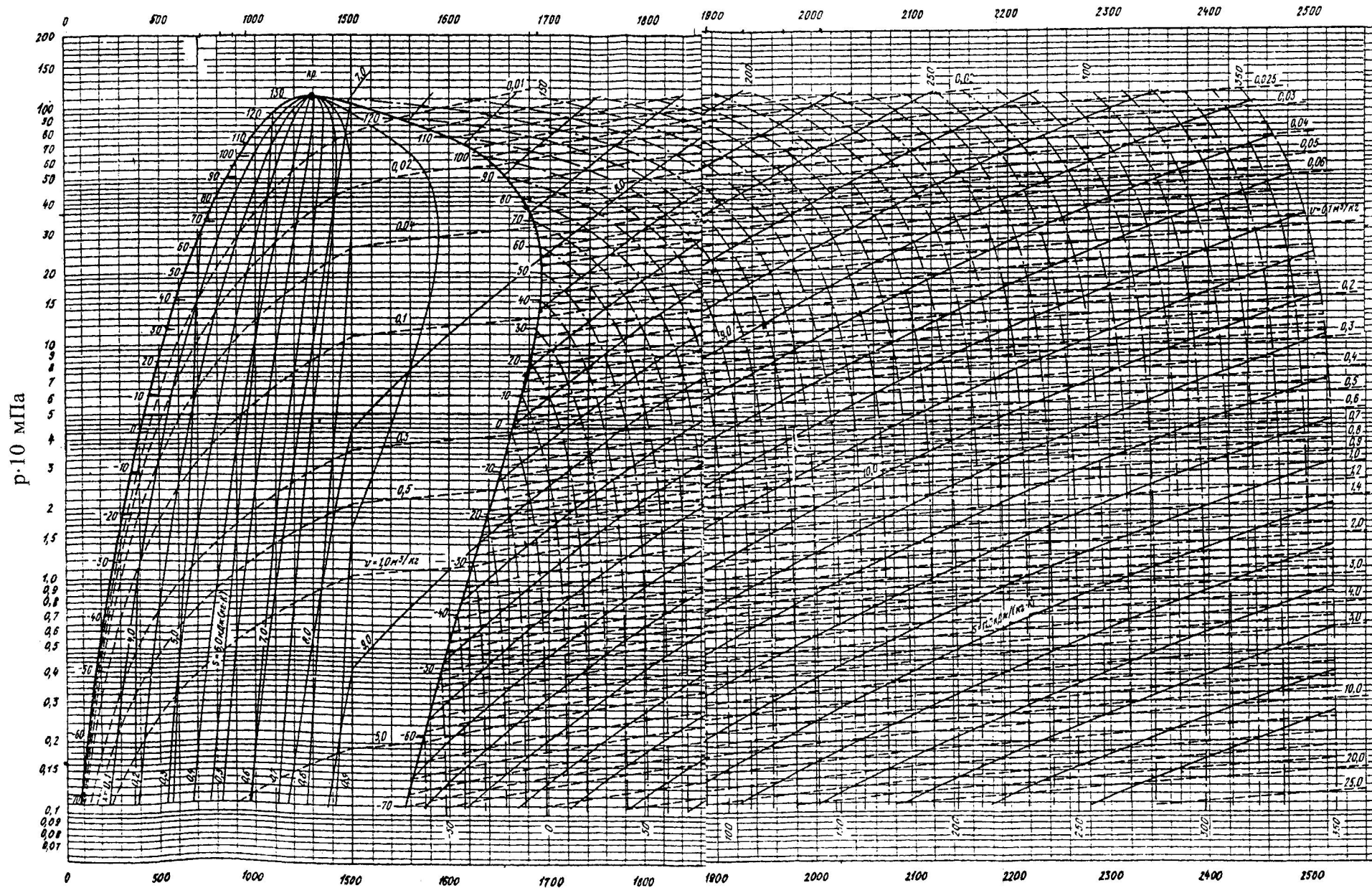
ентропія S , кДж/(кг К)

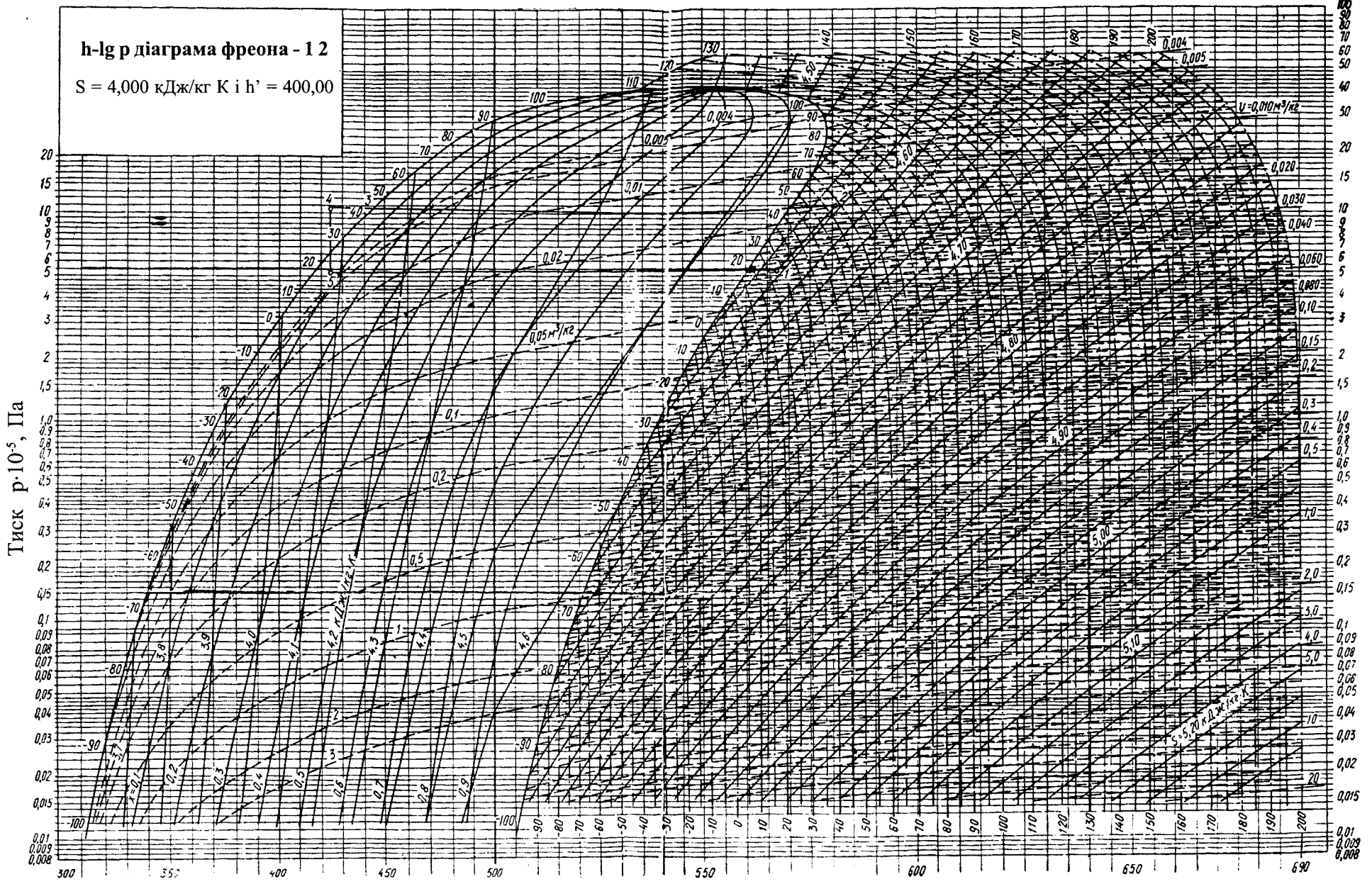
енталпія h , кДж/кг

Діаграма e - h



Ентальпія





Зміна шкали

Ентальпія і кДж