

33610457  
Ц-44

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ  
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

М.М.ЧЕПУРНИЙ, С.Й.ТКАЧЕНКО  
ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА  
в трьох частинах

ЧАСТИНА I

Вінниця ВДТУ 1997

2901-1

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ  
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

М.М.ЧЕПУРНИЙ, С.Я.ТКАЧЕНКО

ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

в трьох частинах

ЧАСТИНА I

Затверджено Ученою Радою Вінницького державного  
технічного університету як навчальний посібник  
для студентів бакалаврських напрямків 6.0905,  
6.0902, 6.0926 ступеневої підготовки  
спеціалістів з вищою технічною освітою



536(075) 4-44 1997

Чепурний М.М. Технічна термодинаміка

Вінниця ВДТУ 1997

УДК 621.1:536.7

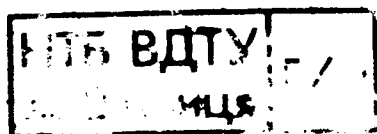
Технічна термодинаміка /в трьох частинах/. Ч.І.: Навч. посібник /М.М.Чепурний, С.Й.Ткаченко. -В.: ВДТУ, 1997. - 136с. Укр. мовою/

В навчальному посібнику викладені характеристики термодинамічних систем, види енергії та форми енергообміну в них, закони перетворення енергії та ефективність енергоперетворень в термодинамічних процесах і системах з ідеальними газами. Наведені приклади практичного прикладання теоретичних положень технічної термодинаміки для обчислення процесів і установок.  
/ Нумерація розділів і додатків в усіх частинах посібника наскрізна/

Іл.35 Додатків 2. Бібліогр.: 5 назв.

Рецензенти: Ю.К.Пінчук, доц.

І.С.Черкунов, доц.



## ПЕРЕДМОВА

Написання даного навчального посібника зумовлено кількома причинами. Головна з них - це не тільки практична відсутність підручників з термодинаміки українською мовою, але й поступове знезнення 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 здатного сприяти більш швидкій 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 теплотехнологічних 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 розу-

мінню і засвоєнню окремих положень дисципліни.

Автори вдячні рецензентам за корисні зауваження і поради при написанні посібника.

Автори

## І. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ

### І.І. Предмет і метод термодинаміки

Термодинаміка зародилася в першій чверті ХІХ 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 Клайпероном. Вона мала більш точне математичне обґрунтування і графічну інтерпретацію теплових процесів. Відомі зараз криві-ізотерми і адіабати - починають свою історію з праць Клайперона. Ідеї Карно разом з ідеями Р.Майера /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 при хімічних і фазових перетвореннях /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 ХІХ 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 далеко 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.Шиллера. На сучасному етапі дуже ґрунтовною і значущою є праця А.А.Гухмана [3], 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 ру-

ху 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, котрий вказує на напрямок протікання природних процесів та на одностороннє необоротне перетворення енергії при їх здійсненні. Третій закон термодинаміки стверджує недосяжність абсолютного нуля температур.

В основі класичної термодинаміки лежить феноменологічний метод дослідження, який базується на загальних емпіричних законах природи і встановлює зв'язки тільки між макроскопічними тілами, не приймаючи до уваги мікроскопічну будову матерії. Термодинаміка виявляє загальні співвідношення, справедливі для будь-яких систем. Вона являє собою дедуктивну науку, котра, 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 інженерною наукою, бо 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. Разом з тим ТДС може складатися з окремих тіл і навколишнього /зовнішнього/ середовища. 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.І.1/. Зрозуміло, що ТДС з проникними межами називається відкритою /рис.І.2/. В закритих ТДС /рис.І.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.

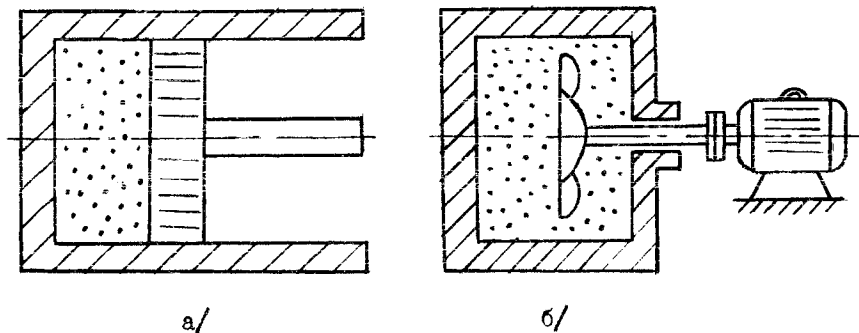


Рис.І.1. Закриті ТДС.

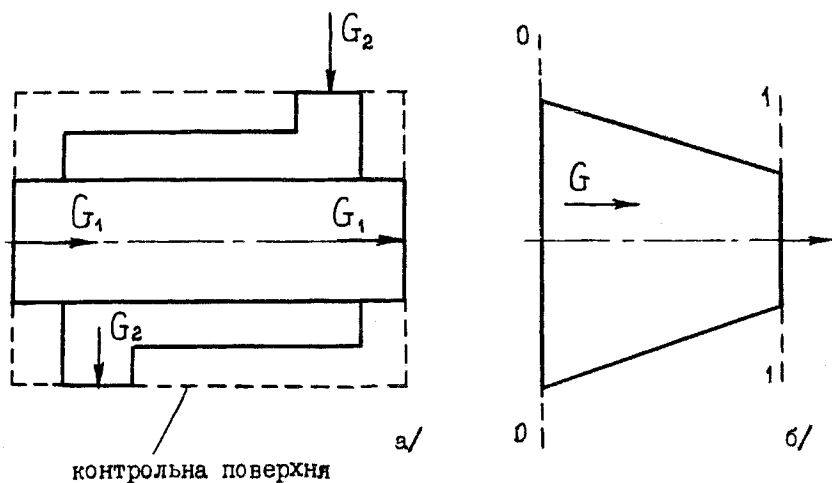


Рис.1.2. Відкриті ТДС.

Термодинамічна система, яка неспроможна обмінюватись енергією або речовиною з іншими ТДС або навколишнім середовищем, називається і з о л ь о в а н о ю. 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 при наближенні 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. Форма руху - це спосіб обміну енергією. Це поняття треба відрізнити від поняття виду енергії /кінетична, потенціальна, гравітаційна, хімічна, електрична та інші/. 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 ваги 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. I.1 а, переміщення заряду в електричному полі/. Кількісну міру енергії переміщення будемо називати роботою і позначимо її  $\mathcal{L}$ . Спосіб передачі енергії у вигляді 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 т е п л о - о б м і н о м. 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 м і к р о ф і з и ч н о ю ф о р м о ю е н е р г о о б м і н у. Кількісна міра переданої шляхом теплообміну енергії називається т е п л о т о ю /теплову роботою за виразом В.С.Жуковського [4] /.

Якщо ТДС не спроможна обмінюватись енергією в формі теплообміну, то вона називається а д і а б а т н о ю /теплоізоляванною/. Отже, з вищевикладеного можна констатувати, що енергообмін між тілами /системами тіл/ в розглянутих ТДС може відбуватись тільки в формі здійснення механічної роботи або в формі теплообміну. Всі інші взаємодії між тілами системи або зовнішнім середовищем так чи інакше зводяться саме до цих форм енергообміну.

### І.3. Стан термодинамічної системи, параметри і функції стану

С у к у п н і с т ь ф і з и ч н и х в л а с т и в о с т е й Т Д С п р и к о н к р е т н и х у м о в а х н а з и в а ю т ь ї ї т е р м о д и н а м і ч н и м с т а н о м. Якщо хімічний склад і фізичні властивості речовин в межах даної системи не змінюються, то така система називається г о м о г е н н о ю. Кожна гомогенна область за Гібсом називається ф а з о ю. 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 пропорціональні 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 пара-

метрами стану.

Розрізняють рівноважні та нерівноважні стани термодинамічної системи. Рівноважним станом називають такий стан, котрий при незмінних умовах навколишнього середовища характеризується сталими значеннями параметрів системи. Стан ТДС, при 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 температури при досягненні 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 діяннн. Взаємодія системи з навколишнім середовищем, як було з'ясовано раніше, можлива шляхом обміну енергією або речовиною. Процес, при 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 при наявності певної дії і не змінюються під впливом дії іншого роду.

Розглянемо механічну і теплову взаємодію простої ТДС з навколишнім середовищем, де енергосбмін 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. Незавжо зрозуміти, що об'єм газу  $V$  буде координатою стану в разі механічної /деформаційної/ взаємодії, тому, що при

здійсненні роботи  $dV \neq 0$ . Слід однак зауважити, що не завжди здійснення роботи пов'язане з деформаційною зміною об'єму /див., наприклад, рис. I. I б/. 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 вимірною внаслідок хаотичного руху матерії, не здатного чинити силову дію. Такий параметр /точніше функція стану/, який однозначно зв'язаний з теплотою в процесі теплообміну, був знайдений Р. Клаузіусом і названий ентропією. При наявності теплообміну ентропія змінюється /  $dS \neq 0$  /, а при 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 і при фазових переходах 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, 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.1.1 а/. 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 при рівності температур газу і навколишнього середовища. При зазначених умовах ТДС поводить себе так, наче вона ізольована. Досвід показує, що для будь-якого роду дії можна визначити конкретний параметр, при однаковому значенні котрого в системі та навколишньому середовищі дія даного роду не відбувається. І навпаки, нерівність певного параметра в ТДС і навколишньому 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 при 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 при зменшенні останньої. В першому випадку здійснюється передача дії від зовнішнього се-

редовища до системи, а в другому - навпаки.

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

### І.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 навколишнім 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. При здійсненні 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.І.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 ваги /точка  $O_1$ / переміститься донизу на відстань  $dZ$  /точка  $O'_1$ /, а пружина зазнає дуже малого розтягнення. Процес переміщення ваги з положення  $O_1$  у положення  $O_2$  буде складатись з великої кількості елементарних переміщень, обумовлених елементарними довантаженнями, сума яких дорівнює  $\Delta M$ .

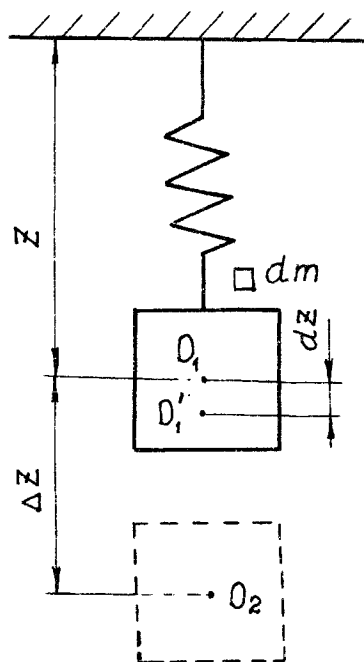


Рис.1.3.

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 урахування 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 о б о -

Зовсім інакше відбувається процес при раптовому довантаженні маси на величину  $\Delta m$ . При різкому переміщенні 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

ротний процес, тобто процес, при якому систему можна повернути в початковий стан без будь-яких змін у навколишньому середовищі. При цьому процес має довільно протікати як в прямому, так і в зворотному напрямку, проминаючи однакові проміжні стани. Якщо при здійсненні процесу початковий стан ТДС без зміни у зовнішньому середовищі поновити неможливо, то процес називають не-оборотним. 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 навколишньому середовищі.

Розглянемо умови для здійснення оборотного процесу на прикладі розширення і стиску газу в ізолюваному циліндрі /рис.І.4/. Робота, яку виконує газ при розширенні /переміщенні поршня вгору/, накопичується у вигляді потенціальної енергії ваги.

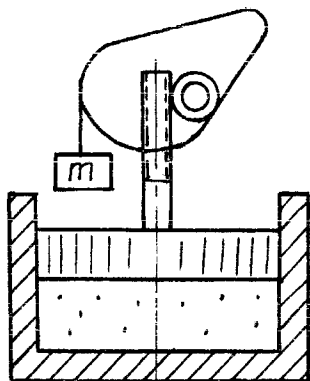


Рис.І.4.

поршень досягає верхнього кінцевого положення, вага починає опускатися, а поршень переміщуватись у зворотному напрямку. В оборотному процесі робота, яку здійснює газ при розширенні, повинна дорівнювати роботі стиску при зворотному русі 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 при розширенні 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

$$l_{об} = l_{но} + l_{дис}, \quad /I.I./$$

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

Отже, оборотні процеси характеризуються найвищою досконалістю і відсутністю втрат при енергоперетвореннях. 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.

## І.6. Поточні процеси

Процеси, що відбуваються у відкритих ТДС, використовуються в різних технічних пристроях і пов'язані з рухом /потокком/ речовини. Усередині 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:

$$G = C f v = C f \rho = const, \quad /1.2/$$

де  $C$ ,  $f$ ,  $v$ ,  $\rho$  - 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

ш в и д к і с т ь. Якщо швидкість потоку змінна по перерізу, то використовується усереднене її значення.

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. Треба лише відзначити, що усталеність потоку зберігається при відсутності місцевих втрат енергії на подолання перешкод.

### І.7. Робоче тіло. Рівняння стану робочого тіла

Перетворення енергії в ТДС здійснюється за допомогою якогось пружного тіла, яке називають р о б о ч и м. Воно повинно мати здатність легко і швидко розширюватись або стискатись, тобто змінювати об'єм при деформаційній чи термічній діях. Цим вимогам відповідають гази, які мають великий коефіцієнт об'ємного розширення внаслідок слабких сил міжмолекулярної взаємодії. 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 і д е а л ь н о г о г а з у, 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. Ф у н к ц і о н а л ь н и й з в'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 тер-

модеформаційної системи потенціали і координати взаємодій /див.п.І.4/ дорівнюватимуть

$$P_{\partial} = -P; x_{\partial} = v; P_t = T; x_t = S.$$

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

$$T = T(S, v); P = P(S, v).$$

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

$$F(P, v, T) = 0, \quad /I.4/$$

яка називається термічним рівнянням стану термодіформаційної системи.

Зауважимо, що рівняння / I.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.І.5/. Лінія, яка з'єднує дві точки з різними рівноважними станами на поверхні стану, характеризує зміну параметрів у рівноважному термодинамічному процесі. Плоскі зображення цієї поверхні можна отримати, спроектувавши її на відповідні координатні площини. З рівняння /I.4/ видно, що будь-який параметр стану простої системи однозначно визначається за допомогою двох інших, тобто

$$P = f(v, T); v = f_1(P, T); T = f_2(P, v). \quad /I.4a/$$

Тому на  $v-T$  діаграмі можна зобразити ряд кривих



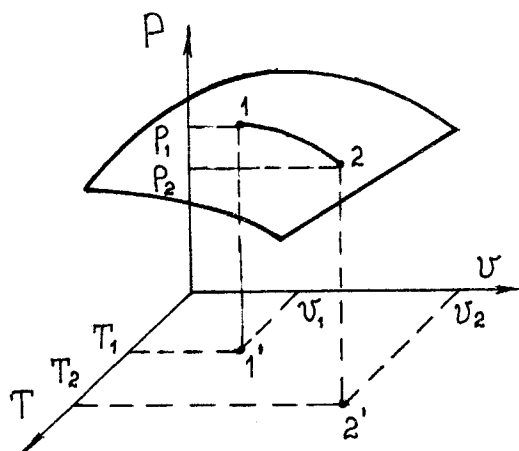


Рис.1.5.

формацією для опису властивостей робочого тіла. У диференціальній формі залежності /1.4 а/ можна записати так

$$dP = (\partial P / \partial T)_v dT + (\partial P / \partial v)_T dv;$$

$$dv = (\partial v / \partial T)_P dT + (\partial v / \partial P)_T dP; \quad /1.5/$$

$$dT = (\partial T / \partial P)_v dP + (\partial T / \partial v)_P dv.$$

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  $\alpha$ ,  $\beta$  і  $\gamma$  - термічні коефіцієнти об'ємного розширення, стисливості та пружності відповідно, які визначаються за співвідношеннями

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

$P = \text{const}$ , 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 ін-

$$\beta = -1/v \left( \frac{\partial v}{\partial P} \right)_T ; \quad /1.9/$$

$$\gamma = 1/P \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_v . \quad /1.10/$$

Як відзначалось, реальні гази набувають властивостей ідеального газу при умові  $P \rightarrow 0$ . 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/ при надзвичайно малих тисках. Рівняння /1.12/ називають ще характеристичним рівнянням Клапейрона, котрий отримав його з рівнянь Бойля-Мариотта і Гей-Люссака. Воно приймає універсальну форму, якщо газову сталу відносити до кіломолю газу, тобто

$$R_{\mu} = R \cdot \mu = P V_{\mu} / T. \quad /1.13/$$

Оскільки за законом Авогадро 1 кмоль будь-якого газу при певних температурі і тиску займає однаковий об'єм, то  $R_{\mu}$  має однакове значення для усіх газів. При нормальних фізичних умовах  $P_0 = 0,1013 \text{ МПа}$ ,  $T_0 = 273,16 \text{ К}$ ,  $V_{\mu} = 22,4 \text{ м}^3/$  значення  $R_{\mu}$  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  $\mu$  - молекулярна маса газу.

Диференціювання /1.12/ дає

$$(\partial v / \partial T)_p = R / P = v / T;$$

$$(\partial P / \partial T)_v = R / v = P / T; \quad /1.15/$$

$$(\partial P / \partial v)_T = - P / v = RT / v^2.$$

З урахуванням /1.15/ термічні коефіцієнти /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

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

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

На сьогодні існує багато модифікацій рівняння стану Ван-дер Ваальса, які задовільно описують стан реальних газів при певних умовах.

## 2. ЗАКОНИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ В ТЕРМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ

Характер змін в термодинамічних системах не залежить від властивостей навколишнього 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 вивчити властивості різних форм енергії та способів енергообміну.

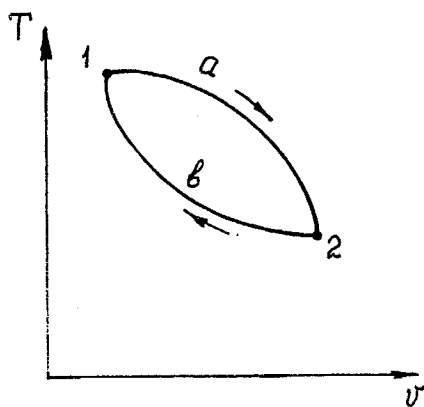
### 2.1. Внутрішня енергія

В попередній главі ми вже ознайомились із загальним визначенням внутрішньої енергії термодинамічної системи. Але 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 при будь-яких граничних умовах система має певний запас внутрішньої енергії.

В технічній /прикладній/ термодинаміці нема потреби знати абсолютні значення внутрішньої енергії, а цілком достатньо визначати її зміну в процесах переходу ТДС від одного рівноважного стану до іншого, тобто величину  $\Delta U = U_2 - U_1$ . Обмін енергією між просток ТДС і зовнішнім середовищем у формі теплообміну або здійснення роботи пов'язаний зі зміною температури або об'єму. Зміна температури обумовлює 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 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  $\Delta u$  в процесах I - a - 2 і I - 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 I - a - 2 - b - I, в

рис.2.1.

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 /  $P \rightarrow 0$  або  $v \rightarrow \infty$  / справедливо

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

Тут частинну похідну за традицією називають питомою теплоємністю при сталому об'ємі. 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

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

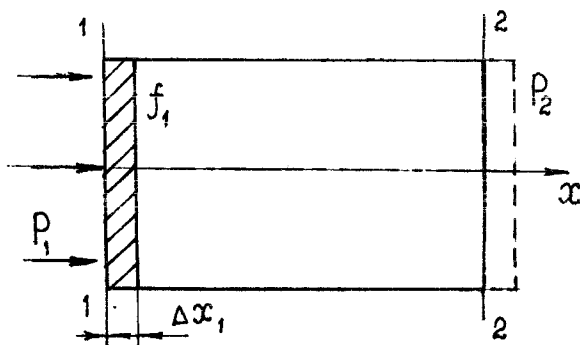


Рис.2.2.

енергія потоку і потенціальна енергія положення в межах системи залишаються незмінними. У вхідний переріз системи з площею  $f_1$  при сталому тиску  $P_1$  /рівноважний стан/ втікає одинична маса

речовини. Тоді об'єм повинен зменшитись на величину  $f_1 \Delta x_1$ .

При цьому повинна бути виконана деформаційна робота

$$P_1 f_1 \Delta x_1 = P_1 v_1 . \text{ Аналогічно при витіканні одиначної ма-}$$

си об'єм збільшується на величину  $f_2 \Delta x_2$ , а робота виштовхування цього об'єму в середовище із сталим тиском  $P_2$  до-

рівнює  $P_2 f_2 \Delta x_2 = P_2 v_2$ . Різницю деформаційних робіт

$$P_2 v_2 - P_1 v_1 \text{ називають питоною роботою}$$

проштовхування. Вона визначається тільки пара-

метрами стану в початковому і кінцевому перерізах потоку. Як-

що 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

$$d(u + P v) = du + d(P v) = dh. \quad /2.5 \text{ а}/$$

Величину  $u + P v$  називають ентальпією, яку увів в термодинаміку Гібс. Вона набула широкого застосування в практиці розрахунків термодинамічних циклів. Зауважимо тільки, що фізична суть ентальпії розкривається при вивченні конкретних процесів і явищ.

Цілком зрозуміло, що величина, котра складається з параметрів стану, має бути також параметром або функцією стану і відповідати умові /2.1/. 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 /  $P \rightarrow 0$  / будемо мати

$$dh = (\partial h / \partial T)_P dT = c_p dT, \quad /2.7/$$

де частинну похідну в /2.7/ називають питомою теплоємністю при сталому тиску.

Зміна ентальпії в процесах обчислюється за формулами

$$\Delta h = \int_1^2 c_p dT; \oint dh = 0. \quad /2.8/$$

## 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

$$d\ell = F dx. \quad /2.9/$$

У міру того як розвивалася механіка, узагальнювалося поняття роботи. При обертальному русі елементарна робота дорівнює добутку моменту сил на елементарне кутове переміщення

$$d\ell = M d\varphi. \quad /2.10/$$

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/

$$d\ell = P dv. \quad /2.11/$$

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 ме-



ханіку 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

$$d\ell = X_k dx_k \quad /2.12/$$

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

$$d\ell_e = -Udq, \quad /2.13/$$

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. Нагадаємо лише, що роботу ми розуміємо як кількісну міру енергії переміщення, котрою може обмінюватись ТДС з навколишнім 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  $I$  кг ідеального газу. Початковий стан газу в перерізі I-I 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

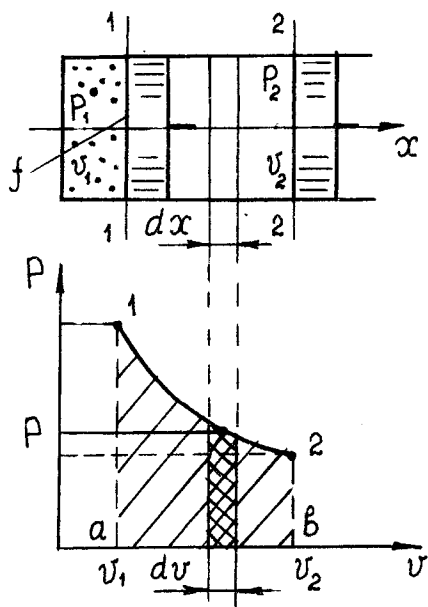


Рис.2.3.

ширенні газу  $dv > 0$  і  $d\ell_v > 0$ , тобто робота розширення газу є додатною. При стиску газу  $dv < 0$  і  $d\ell_v < 0$ , 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  $d\ell_v$  зображується площею прямокутника з основою  $dv$  і висотою  $P$ . Сумарна робота 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

$$\ell_v = \int_{v_1}^{v_2} P dv = \int_1^2 P dv. \quad /2.15/$$

Для обчислення інтегралу /2.15/ необхідно знати залежність тиску від об'єму, тобто рівняння процесу  $P = P(v)$ . Важли-

межею системи є поверхня поршня  $f$ , на яку діє газ з силою  $F = P \cdot f$ . При переміщенні поршня на відстань  $dx$  виконується елементарна робота  $d\ell_v = F dx = P dv$ . /2.14/

Величина  $P dv$  являє собою енергію, яка у формі здійснення роботи передається через межі системи. При роз-

вою 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

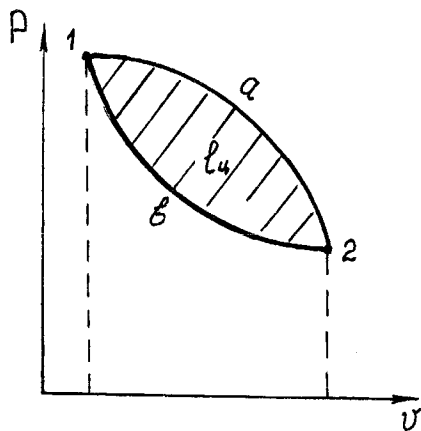


Рис.2.4.

нени замкненого процесу 1 - a - 2 - b - 1, робота такого кругового процесу /циклу/ буде

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

Графічно ця робота зображується площею, обмеженою замкненою 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 здійснюється за годинниковою стрілкою, і від'ємна при здійсненні його у зворотному напрямку. В першому випадку цикл називають **п р я м и м**, а в другому - **з в о р о т н и м**.

Із /2.16/ витікає, що підінтегральна функція не є повним диференціалом /параметром стану/, а є функцією процесу. Цікаво

лінії 1 - b - 2, оскільки площа c - 1 - a - 2 - d більша за площу c - 1 - b - 2 - d. Отже, при однакових початковому і кінцевому станах системи здійснена робота може бути різною у різних процесах. Тому робота зміни об'єму є функцією процесу. Ясно, що при здійсненні

відзначити, що в замкненому процесі /циклі/ система хоча і повертається в початковий стан, але вона обмінюється енергією у формі здійснення роботи з навколишнім середовищем.

Зауважимо ще раз, що роботу зміни об'єму можна обчислити за /2.15/ тільки при квазистатичній зміні стану в оборотному процесі. Вона розуміється як деформаційна зміна рухомої межі ТДС при розширенні або стиску без урахування деформації робочого тіла.

З урахуванням тертя, пружної деформації та інших дисипативних ефектів загальна робота несборотного процесу при зміні об'єму буде дорівнювати

$$l_{v\text{но}} = \int_1^2 P dv \pm l_{\text{дис.}} \quad /2.17/$$

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

При розширенні 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. При стиску /  $dv < 0$  / енергія, яка передається з навколишнього середовища системи, 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

При переміщенні 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

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

звідки виходить, що

$$-v dP = (du + Pdv) - dh. \quad /2.18/$$

За аналогією з роботою зміни об'єму величину  $(-v dP)$  називають елементарною роботою зміни тиску  $d\ell_p$ . Зв'язок між роботою  $d\ell_v$  і роботою  $d\ell_p$  неважко знайти з /2.18/ або з тотожності  $-v dP = Pdv - d(Pv)$ :

$$d\ell_p = -v dP = d\ell_v - d(Pv). \quad /2.19/$$

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

Наявність від'ємного градієнта тиску  $(-dP)$  і обумовлює 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

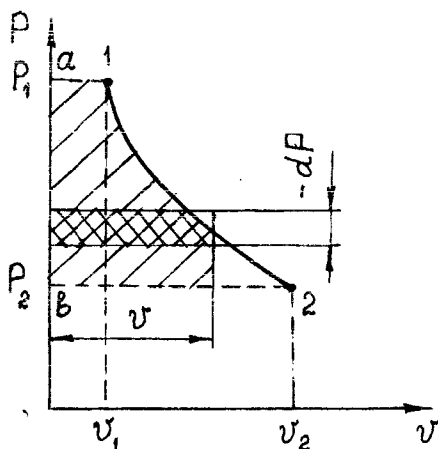


Рис.2.5.

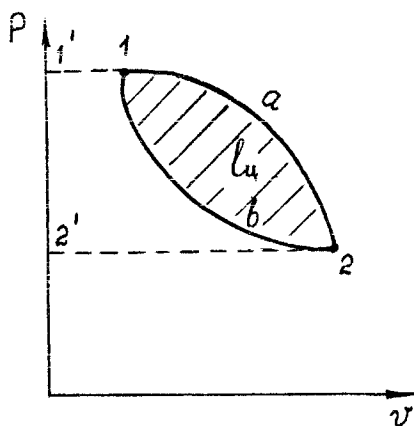


Рис.2.6.

процесу і віссю ординат, тобто площею  $a - I-2-6 - a$ .  
 Ясно, що величина роботи зміни тиску в процесі I-2 дорівнює

$$\begin{aligned} \ell_p &= - \int_1^2 v dP = \int_1^2 P dv - \int_1^2 d(Pv) = & /2.20/ \\ &= P_1 v_1 + \int_1^2 P dv - P_2 v_2. \end{aligned}$$

Таким чином, робота зміни тиску в потоці складається з роботи вводу робочого тіла в систему  $P_1 v_1$ , роботи, яку здійснює робоче тіло /роботи розширення/ і роботи виводу робочого тіла з системи  $P_2 v_2$ . Корисна робота за /2.20/, яка передається споживачам за допомогою технічного обладнання, часто називається **технічною роботою**.

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

$$\ell_u = \oint d\ell_p = \oint (-v dP) \neq 0. \quad /2.21/$$

Відзначимо, що /2.18/ і /2.19/ не відповідають узагальненому рівнянню /2.12/, оскільки об'єм є величиною екстенсивною і не може виконувати роль узагальненої сили, а тиск - інтенсивна величина і не може використовуватись як узагальнена координата. Крім того, нагадаємо, що технічна робота не може розглядатися як робота, котру виконує лише робоче тіло.

Ясно, що для необоротних процесів технічна робота дорівнюватиме

$$\ell_{m_{\text{но}}} = \int_1^2 (-v dP) - \ell_{\text{дис.}} \quad /2.22/$$

## 2.4. Теплота

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 – пропорціональна 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/(м<sup>3</sup>·К) і мольну  $C_\mu$ , Дж/(кмоль·К) теплоємності, які зв'язані між собою співвідношеннями

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

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  $c = f(T)$ .

Ця залежність має складний характер, а її вигляд для кожної речовини встановлюється експериментально. 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 при температурах  $t_1$  і  $t_2$  визначають з таблиць /дод.І/.

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

$$dq = T ds. \quad /2.27/$$

Оскільки абсолютна температура завжди додатна, то при підведенні теплоти /  $dq > 0$  / ентропія ТДС зростає, а при її відведенні /  $dq < 0$  / 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

$$q_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} T ds = \int_1^2 T ds. \quad /2.28/$$

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/. При елементарній зміні 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 процесу 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 відве-



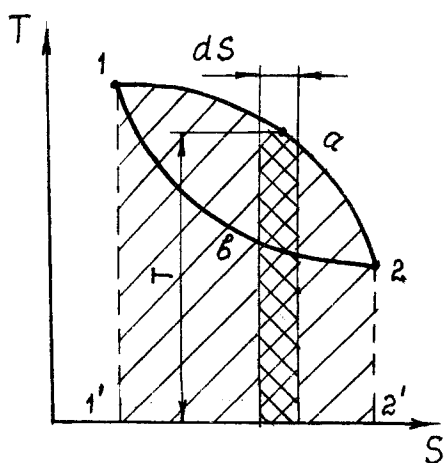


Рис.2.7.

деною в процесі 2 - б - і теплою при здійсненні кругового процесу характеризується на діаграмі площею, замкненою між лініями циклу. Як і раніше, цикл, що здійснюється за годинниковою стрілкою, вважається прямим, а супроти - зворотним.

Ясно, що для замкнених процесів

$$\oint dq \neq 0; \oint dS = 0. \quad /2.29/$$

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 від котрої дають теплоємності конкретних процесів, наприклад

$$C_V = T(\partial S/\partial T)_V; C_P = T(\partial S/\partial T)_P. \quad /2.31/$$

## 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 привести конкретні формулювання цього закону, зро-

бимо 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 навколишнім середовищем.

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

$$d u = \sum_1^n \Pi_k d x_k, \quad /2.32/$$

де  $\Pi_k$  - 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 так: зміна внутрішньої енергії термодинамічної системи дорівнює алгебраїчній сумі зовнішніх дій.

Стосовно до простих /термодеформаційних/ гомогенних ТДС /2.32/ спрощується

$$d u = d q + d l, \quad /2.33/$$

де  $d\ell$  - 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 /2.5/, /2.14/, /2.19/ і /2.33/ одержимо відповідно

$$\begin{aligned} du &= dq + d\ell_v, \\ dh &= dq + d\ell_p. \end{aligned} \quad /2.34/$$

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:

$$\begin{aligned} c_v dT &= cdT + p dv, \\ c_p dT &= cdT - v dP. \end{aligned} \quad /2.35/$$

Приймаючи до уваги знаки теплоти і роботи остаточно одержимо

$$\begin{aligned} dq &= cdT = c_v dT + P dv, \\ dq &= cdT = c_p dT - v dP. \end{aligned} \quad /2.36/$$

### 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 З з початковим I-I і кін-

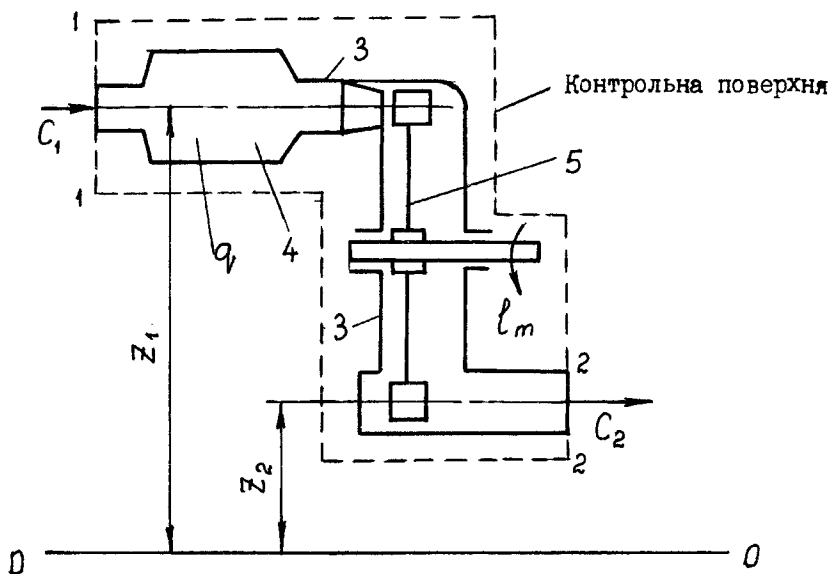


Рис.2.8. Схема відкритої ТДС.

цевим 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 навколишнє середовище /споживачу/. Потенціальна 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. Дововимось відразу, що будемо оперувати питомими величинами усіх форм і видів енергії. На вході в переріз I-I речовина вносить енергію  $h_1 = u_1 + P_1 v_1$ , кінетичну енергію  $C_1^2/2$  і потенціальну енергію  $g Z_1$ . Отож, сумарна питома енергія речовини на вході в систему складає

$$E_1 = h_1 + C_1^2/2 + g Z_1.$$

Крім того, до системи підводиться енергія в формі тепло-

обміну в камері згорання. Тому сумарна питома енергія, що підводиться до системи, дорівнюватиме

$$E_n = E_1 + q = h_1 + c_1^2/2 + g z_1 + q.$$

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

$$E_b = E_2 + l_m = h_2 + c_2^2/2 + g z_2 + l_m.$$

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

$$\begin{aligned} E_n = E_b &= h_1 + c_1^2/2 + g z_1 + q = & /2.37/ \\ &= h_2 + c_2^2/2 + g z_2 + l_m. \end{aligned}$$

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

$$dh = dq - [dl_m + d(c^2/2) + g dz]. \quad /2.38/$$

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  $g dz$  або здійсненням роботи турбіни  $l_m$ . Тому величину

$$dl_o = dl_m + d(c^2/2) + g dz \quad /2.39/$$

називають також елементарною наявною роботою.

Порівнюючи /2.36/ і /2.39/, можна побачити, що в окремому випадку, коли  $d(c^2/2) = 0$  і  $g dz = 0$ , наявна робота дорівнює роботі зміни тиску /технічній роботі/, тобто  $dl_o = -v dP$ .

Приймаючи до уваги /2.39/, замість /2.38/ можна записати

$$dh = dq - d'l_0. \quad /2.40/$$

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 при наявності нерівноважних змін стану усередині ТДС, оскільки при їх отриманні 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, при 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 при наявності теплообміну і тільки

в певних пропорціях. Все це говорить про те, що в природі об'єктивно існує і другий закон, який визначає напрямок 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:  $T_1 = 473 \text{ K}$ ;  $C_1 = 1 \text{ м/с}$ ;  $Z_1 = 4 \text{ м}$ ;  $P_2 = 0,12 \text{ МПа}$ ;  $T_2 = 703 \text{ K}$ ;  $C_2 = 25 \text{ м/с}$ ;  $Z_2 = 0,5 \text{ м}$ ;  $f = 0,22 \text{ м}^2$ ; робоче тіло -  $\text{CO}_2$  з теплоємністю  $C_p = 0,76 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$ ; питома витрата палива з тепловою 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

$$l_{m0} = q - \Delta h - (C_2^2 - C_1^2)/2 - g(Z_2 - Z_1).$$

Визначимо окремі складові останнього рівняння. Підведена питома теплота при згоранні палива, кДж/кг

$$q = b \cdot Q_H^P = 0,3 \cdot 40 \cdot 10^3 = 12000.$$

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

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

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

Теоретична питома робота турбіни, кДж/кг

$$l_{m0} = 1200 - 175,16 - 0,312 - 0,0343 = 11824,5.$$

Дійсна робота турбіни, кДж/кг

$$l_m = l_{m0} (1 - \psi) = 11824,5 (1 - 0,1) = 10642.$$

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

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

де  $v_2 = R T_2 / P_2 = 189 \cdot 703 / (0,12 \cdot 10^6) = 1,1 \text{ м}^3/\text{кг};$

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

Потужність турбіни, МВт

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

#### 2.5.4. Другий закон термодинаміки

Другити закон термодинаміки був уже по суті справи сформульований у вигляді принципу необоротності /див.п.1.5/: в с і процеси в природі необоротні. Це означає, що здійснення реальних процесів і пов'язані з ними енергоперетворення відбуваються тільки у певному напрямку. Обратний 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/ кількісно виразити принцип необоротності та мати можливість проводити 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. При підведенні теплоти ентропія системи зростає на величину

$$dS = dq / T. \quad /2.41/$$

Із /2.41/ видно, що при однаковій теплоті значення ент-



ропії тим більші, чим нижча абсолютна температура. В цьому зв'язку ентропії /приведену теплоту/ можна розглядати як показник якості енергії. Ще Карно помітив, що робота, яку може виконати пара при охолодженні від 100 до 99°C, не буде дорівнювати роботі пари при охолодженні від 50 до 49°C.

Клаузіус установив, що в оборотних процесах і циклах /див./2.29/ зміна ентропії дорівнює нулю, а усі 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 узагальнює формулювання дав йому В.Оствальд: "Неможливо побудувати вічний двигун другого роду". Отже, 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 напрям 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 термодформаційних ТДС / $i = 0$ /. Тому для закритих і відкритих систем з ідеальними газами /2.42/ спрощується і приймає вигляд:

$$\begin{aligned} Tds &\geq du + dl_v = c_v dT + Pdv, \\ Tds &\geq dh + dl_p = c_p dT - v dP. \end{aligned} \quad /2.43/$$

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 неповний диференціал обертається на повний.

## 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 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 І 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  $/dV < 0/$ .

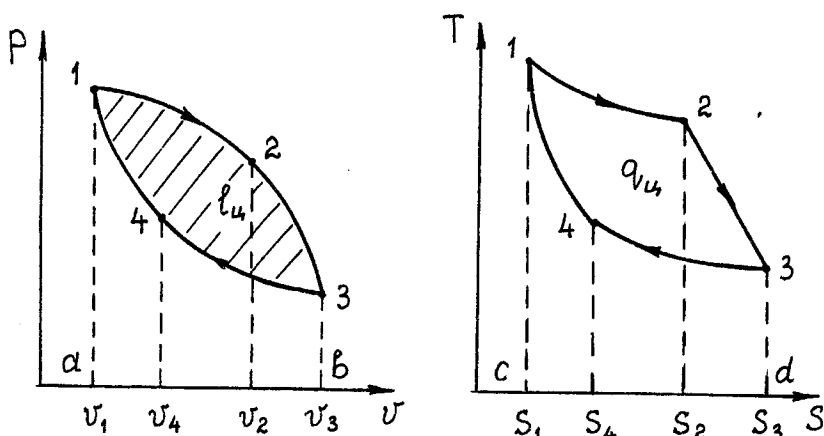


Рис.2.9.

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

$$\oint dq = \oint du + \oint dl_v, \quad /2.44/$$

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

Але відповідно до /2.1/ і /2.8/ в замкнених процесах  $\oint du = 0$  і  $\oint dh = 0$ . 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

$$q_{14} = (\sum q_{\partial\partial\partial} - \sum q_{\partial\partial\partial}) = (q_{1-2} + q_{2-3}) - (q_{3-4} + q_{4-1}) > 0,$$

$$l_{14} = (\sum l_{\partial\partial\partial} - \sum l_{\partial\partial\partial}) = (l_{1-2} + l_{2-3}) - (l_{3-4} + l_{4-1}) > 0.$$

Отже, в прямих циклах додатна теплота і робота більші від "ємних. Умовимось додатну теплоту позначати  $q_1$ , а від "ємну -  $q_2$ . Тоді на підставі /2.45/ одержимо

$$q_{14} = l_{14} = q_1 - q_2. \quad /2.46/$$

В прямих циклах на корисну роботу перетворюється лише певна частина підведеної теплоти. Ефективність перетворення теплоти на роботу оцінюється термічним коефіцієнтом корисної дії /ККД/, який являє собою відношення корисної роботи  $l_{14}$  до підведеної зовні теплоти

$$\eta_t = l_{14}/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1 = 1 - q_2/q_1. \quad /2.47/$$

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 при більш низькому тиску, ніж робота стиску. Зазначене стосується і сумарної теплоти циклу. Так як  $q_1 = (q_{1-4} + q_{4-3}) < q_2 = (q_{3-2} + q_{2-1})$ , то  $q_{14} = q_1 - q_2 < 0$ . 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 навколишнє середовище відбувається нагрівання робочого тіла.

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

більш нагрітих тіл називаються холодильними.

Ефективність холодильних циклів оцінюється холодильним коефіцієнтом

$$\varepsilon = q_1 / l_{\text{ц}} = q_1 / (q_1 - q_2). \quad /2.48/$$

## 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 температу-

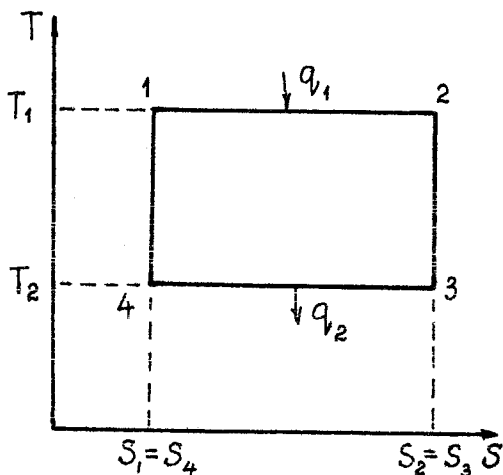


Рис.2.10.

рами /ізотермічні/. Виконання роботи розширення і стиску робочого тіла в циклі обумовлюється ідеальною тепловою ізоляцією системи від навколишнього середовища. Це означає, що процеси, в яких виконується робота, здійснюються без теплообміну  $1/dq = 0$ , тобто адіа-

батно. Особливістю таких оборотних процесів є те, що вони відбуваються при незмінній ентропії, оскільки  $dq = 0 = Tds$ , а  $T \neq 0$ .

Отже, оборотний цикл Карно складається з двох ізотерм 1-2 і 3-4 та двох адіабат 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 при  $S_2 = \text{const}$  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 при  $S_4 = \text{const}$  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/

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - |q_2| / q_1 = 1 - T_2 |\Delta S_{3-4}| / (T_1 |\Delta S_{1-2}|) = /2.49/ \\ &= 1 - T_2 / T_1. \end{aligned}$$

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 цик-

лі 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.II/.

Побудуємо на  $T-S$  діаграмі цикл Карно, який працює в тому ж самому інтервалі температур. В циклі Карно відведена теплота еквівалентна 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  $e-1-2-f-e$ ,

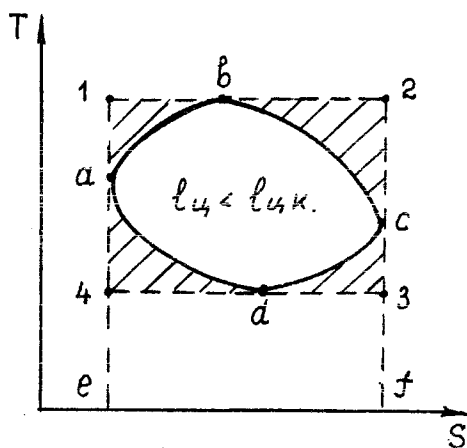


Рис.2.II.

а в довільному циклі - площі  $e-a-b-c-f-e$ , яка менша, ніж перша; тобто  $q_{1k} > q_{1d}$ . Отже виходить, що  $q_{2k}/q_{1k} < q_{2d}/q_{1d}$  і  $\eta_{tk} > \eta_{td}$ .

За допомогою простих розрахунків можна переконатися, що зменшення температури холодного джерела /навколишнього середовища/ впливає на величину термічного

ККД циклу Карно більш істотно, ніж підвищення температури гарячого джерела.

Для зворотного циклу Карно холодильний коефіцієнт визначається за формулою

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

з якої виходить, що він зростає з підвищенням температури  $T_2$  і при зменшенні 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 здійснити оборотний процес теплообміну між тілами з різними температурами без виконання роботи.

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

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.

Компресор всмоктує газ з параметрами навколишнього середовища  $P_1, T_1$  і за рахунок підведення адіабатної роботи підвищує його тиск і температуру до значень  $P_2, T_2$ . у газонагрівнику при сталому тиску /ізобарно/ до газу підводиться теплота  $q_1$ , внаслідок чого температура його підвищується до значення  $T_3$ . Далі газ надходить до газової турбіни, де адіабатно 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  $T-S$  ді-



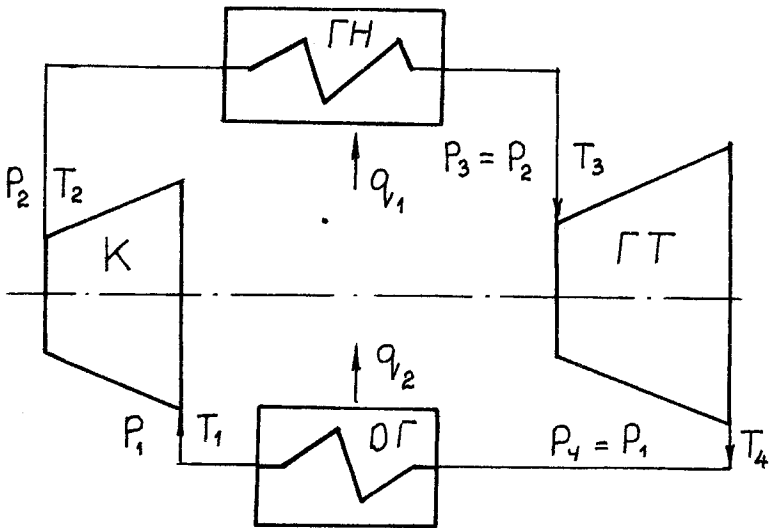


Рис.2.12.

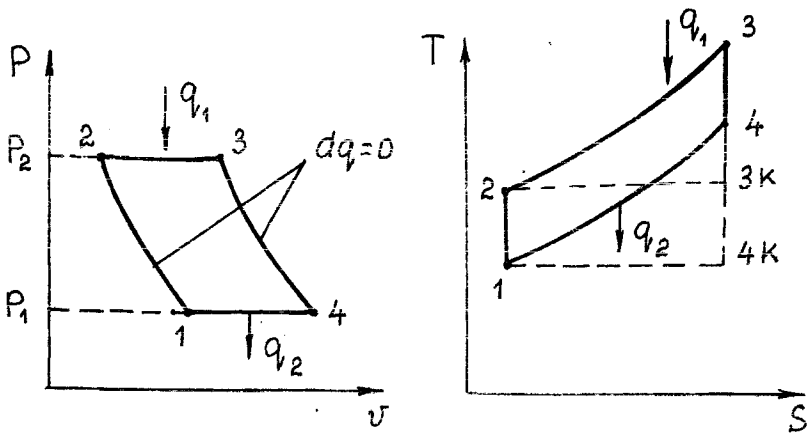


Рис.2.13.

аграмах наведено на рис.2.13. Порівняти роботу і термічний ККД циклу ГТУ з роботою і ККД циклу Карно, якщо відомо:  $P_1 = 1$  бар;  $T_1 = 290$  К;  $T_3 = 1000$  К;  $q_{v1} = 2000$  кДж/кг;  $v_4 = 10,5$  м<sup>3</sup>/кг; робоче тіло – гелій з властивостями ідеального га-

зу і теплоємністю  $C_p = 5,228 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ .

Для вирішення завдання 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:

$$P_4 v_4 = RT_4 ; P_1 v_1 = RT_1 . \text{ Зважаючи на те, що } P_4 = P_1, \text{ одержимо } v_4 / v_1 = T_4 / T_1 .$$

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

$$q_2 = C_p (T_4 - T_2) = 5,228 (507,5 - 290) = 1137.$$

Корисна робота циклу, кДж/кг

$$l_4 = q_1 - q_2 = 2000 - 1137 = 863.$$

Термічний ККД циклу ГТУ

$$\eta_t = l_4/q_1 = 863/2000 = 0,4315.$$

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

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

При цьому величина корисної роботи дорівнювала би,  
кДж/кг

$$l_{цк} = \eta_{тк} q_{v1} = 0,53 \cdot 2000 = 1060.$$

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  
при тих самих температурах. Однак теоретично можливо здійснити

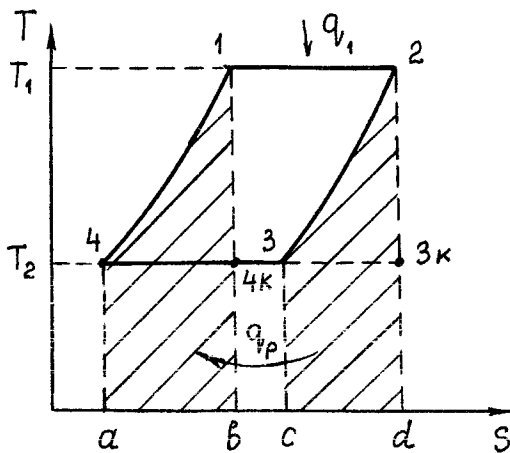


Рис.2.14.

ти інші оборотні цикли,  
які при певних додатко-  
вих умовах мали б тер-  
мічний ККД, рівний ККД  
циклу Карно. Уявимо собі  
цикл 1-2-3-4, який пра-  
цює в інтервалі темпера-  
тур від  $T_1$  до  $T_2$  і  
складається з двох ізо-  
терм 1-2 і 3-4 та двох  
еквідистантних 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 ізотер-  
мічне. Внаслідок еквідистантності кривих 4-1 і 2-3 площі

$a-4-1-b-a$  і  $c-3-2-d-c$  співпадають, тобто теп-  
лота, яку віддає робоче тіло в процесі 2-3, дорівнює теплоті,  
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 уся теплота, котру отримує робоче тіло ззовні, 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 котрих здійснюється відведення теплоти від робочого тіла з наступним її підведенням, називаються р е г е н е р а т и в н и м и. Регенерація теплоти дозволяє підвищити ефективність реальних циклів /наблизити їх до найбільш досконалого оборотного циклу Карно/. Проте здійснити "повну" регенерацію теплоти практично неможливо.

### 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 зміна ентропії є сучасним засобом 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 установ-

люється з часом стан термічної рівноваги. Цей експериментальний факт часто називають нульовим законом термодинаміки. При цьому робоче тіло термометра переходить в інший рівноважний стан, за змінюв 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 ( $t$ ,  $^{\circ}\text{C}$ ), котрою ми користуємось на практиці, має дві реперні точки:  $0^{\circ}\text{C}$  відповідає температурі танення льоду, а  $100^{\circ}\text{C}$  – 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 мало придатні для точних вимірювань температур. Вимірювання температур газовими термометрами є більш досконалим завдяки властивості газів поводити себе при невеликих тисках майже однаково, підпорядковуючись рівнянню стану для ідеальних газів, і переходити в рідину при дуже низьких температурах. 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 при будь-якому способі 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. Їй 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, так як  $100/99 = 200/198$ . Таким чином, при нагріванні /охолодженні/ тіл змінюється масштаб температурних процесів.

Термодинамічну шкалу температур легко побудувати за допомогою циклу Карно /рис.2.10/, де  $q_1 = T_1(S_2 - S_1)$ ;  $|q_2| = T_2(S_2 - S_1)$ . Робота циклу дорівнює

$$l_u = q_1 - q_2 = (T_1 - T_2)(S_2 - S_1).$$

З наведених співвідношень одержимо

$$T_1 = (T_1 - T_2) q_1 / (q_1 - |q_2|), \quad /3.1/$$

$$T_2 = (T_1 - T_2) |q_2| / (q_1 - |q_2|).$$

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 темпера-

тури прийнята температура, при якій ККД циклу Карно дорівнює одиниці, тобто при  $T_2 = 0$  /див./2.49/. Отож, абсолютний нуль температури - це температура, при якій термічний коефіцієнт корисної дії циклу Карно дорівнюватиме одиниці. Легко побачити, що більш низької температури існувати не може, інакше  $\eta_t > 1$ , 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

$$|q_2| / (q_1 - |q_2|) = 2,7316,$$

$$q_1 / (q_1 - |q_2|) = 3,7316.$$

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 - 373,16 К. Нуль градусів на шкалі Цельсія відповідає 273,16 градуса на шкалі Кельвіна. Ясно, що абсолютний нуль температури відповідає - 273,16°C.

### 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 температур  $T_2$ , треба мати оборотну теплову машину, яка виконує роботу  $(q_1 - q_2)$  і віддає лише частину підведеної до робочого тіла теплоти у певній пропорції:

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

Враховуючи від'ємний знак відводуваної 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 е н т р о п і є ю. 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. Припустимо, що температура першого тіла  $T_1$ , вища за температуру другого тіла  $T_2$ . Тоді перше тіло віддає певну теплоту  $dq$ , а друге тіло її приймає. З одного боку  $-dq = T_1 ds_1$ , а з другого  $dq = T_2 ds_2$ , тобто

$$-T_1 ds_1 = T_2 ds_2.$$

Враховуючи знаки теплоти та ентропії /при відведенні 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 здійснюються з виробленням ентро-

п і і. Величину „виробленої“ в необоротному процесі теплообміну ентропії, котра разом з теплотою „переноситься“ до менш нагрітого тіла, неважко визначити

$$dS_{no} = dS_2 - dS_1 = dq (1/T_2 - 1/T_1) = \quad /3.6/$$

$$= [(T_1 - T_2)/(T_1 \cdot T_2)] dq > 0.$$

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 установаження стану термічної рівноваги ( $T_1 = T_2$ ) після чого теплообмін припиняється. ( $dS = 0$ ).

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

Візьмемо, наприклад, адіабатну систему з нерухомих поршнем, до якої енергія підводиться в формі здійснення роботи вала, а інші взаємодії відсутні /рис.3.1/. Для такої системи

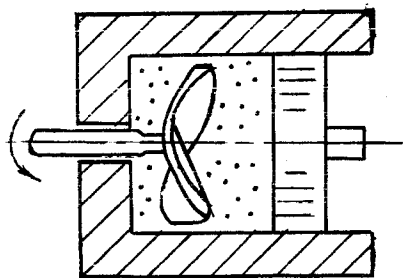


Рис.3.1.

$dq = 0$  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

$$dS = du/T = dl/T = dS_{no} > 0. \quad /3.7/$$

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/,

$$d\ell_{\text{дис}} = T ds_{\text{но}} > 0. \quad /3.8/$$

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  $ds_{\text{но}}$ , характеризує міру необоротності процесів і втрату работоспроможності системи. Необоротна втрата зв'язана з тим, що механічна енергія /енергія направлено 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 при еквівалентному підведенні 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 при течії в'язких речовин дотичні напруги тертя деформують кожний елемент маси потоку, тобто виконують певну роботу деформації, яка про-

порційна квадрату градієнта швидкості і тому завжди додатна. Процес деформації елемента потоку є необоротним, оскільки при 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

$$d(c^2/2) = dl_{\text{ав}} - dl_p - g dz - dl_{\text{дис}}. \quad /3.9/$$

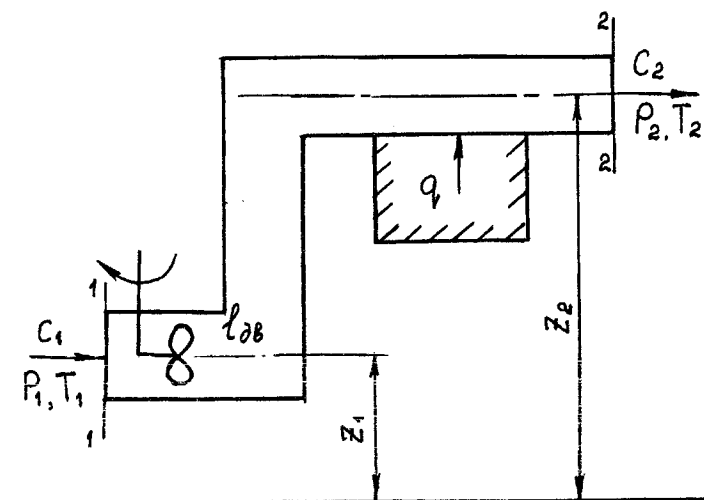


Рис.3.2.

Із /3.9/ неважко визначити роботу дисипації

$$dl_{\text{дис}} = dl_{\text{ав}} + v dP - [d(c^2/2) + g dz]. \quad /3.10/$$

Приймаючи до уваги рівняння балансу енергії /2.34/ і /2.38/, одержимо

$$dl_{\text{дис}} = (dh - v dP) - dq = T ds - dq. \quad /3.11/$$

З останнього рівняння виходить, що

$$Tds = dq + d\ell_{\text{дис.}} \quad /3.12/$$

Звідки зміна ентропії потоку дорівнюватиме

$$\Delta S_n = \int_1^2 dq/T + dS_{\text{HO}} > 0. \quad /3.13/$$

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. Очевидно, що для адіабатних систем  $dq = 0$  /  $dS_n = dS_{\text{HO}}$ , тобто адіабатна система є непроникною для теплоти, але „проникною” для ентропії.

Для проточних систем з кількома потоками речовини зміна ентропії складатиме

$$\sum_1^2 \int dq/T + (\sum \Delta S_{\text{HO}}) = \sum_{i=1}^n S_{i \text{ вих}} - \sum_{i=1}^n S_{i \text{ вх}}. \quad /3.14/$$

де  $S_{\text{вх}}$ ,  $S_{\text{вих}}$  - питомі ентропії речовин на вході в систему і на виході з неї відповідно.

Приклад 3.1. Визначити зміну ентропії та величину дисипації енергії в проточній ТДС з усталеним рухом  $\text{CO}_2$ , 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  $M = 77$  Н·м при частоті обертання  $n = 900$  об/хв. Різниця геодезичних висот між межами системи  $\Delta Z = 4$  м. В нагрівнику газ ізобарно при  $P_2 = 1,1$  бар підігрівається до температури  $t_2 = 57^\circ\text{C}$ . Площі вхідного і вихідного перерізів

каналу дорівнюють  $f_1 = 0,2 \text{ м}^2$ ;  $f_2 = 0,08 \text{ м}^2$ . Для спрощення розрахунків газ вважати нестисливим, а його теплоємність  $C_p = 0,761 \text{ кДж/(кг·К)}$  сталою.

Газова стала і питомий об'єм газу

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

$$\nu_1 = R T_1 / P_1 = 189 (27 + 273,16) / 10^5 = 0,568 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Об'ємна і масова витрати газу

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

$$G = V / \nu_1 = 0,16 / 0,568 = 0,2817 \text{ кг/с.}$$

Швидкість газу в кінцевому перерізі, м/с

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

Зміна питомої кінетичної енергії, Дж/кг

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

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 при умові нестисливості газу

$1 \, dv = 0$ , Дж/кг

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

Питома робота нагнітальника, Дж/кг

$$l_n = M \omega \tau = M \pi n \cdot 1/30 =$$

$$= 77 \cdot 3,14 \cdot 900 \cdot 1/30 = 7253,4.$$

Питома енергія дисипації за  $1/3 \cdot 10$ , Дж/кг

$$l_{дис} = l_n - l_p - \Delta E_k - \Delta E_n = 7253,4 - 5680 - 1,68 -$$

$$- 39,24 = 1532,48.$$

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

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

Питома зміна ентропії при необоротному процесі теплообміну за  $1/3 \cdot 6$ , Дж/(кг·К)

$$\Delta S_q = q_v (T_1 - T_2) / (T_1 \cdot T_2) = 22851,6 \cdot 30 / (300 \cdot 330) = 6,92.$$

Середня температура газу в системі, К

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

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

$$\Delta S_{disc} = l_{disc} / T_{cp} = 1532,48 / 315 = 4,865.$$

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

$$\Delta S_c = \Delta S_q + \Delta S_{disc} = 6,92 + 4,865 = 11,785.$$

Частка енергії, яка втрачається на дисипацію

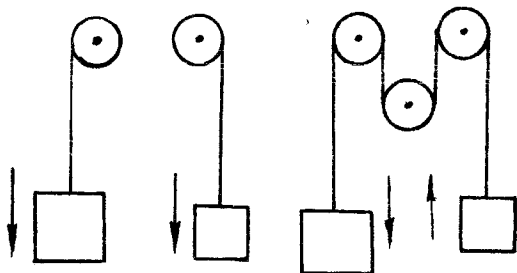
$$\psi_{disc} = l_{disc} / l_n = 1532,48 / 7253,4 = 0,2112.$$

Таким чином, на дисипацію втрачається 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 ізолюваної системи – ентропії.

Поряд з цим із наукових досліджень відомі випадки такого перетворення енергії, коли в одній частині ізолюваної 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

Рис.3.3.

зумовлено дисипацією енергії, а локальне її зменшення свідчить про підвищення якості енергії /репарацію/, то такі сполучені перетворення називаються д и с и п а т и в н о - р е п а р а т и в н и м и. Саме наявність сполуки 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.

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 котрої витрачається енергія з навколишнього середовища, називається е н д о т е р м і ч н о ю. 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 при сталій температурі, 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 усере-



дині системи. Додамо також, що реакція супроводжується ще процесом змішування молекул  $A_2$  з новоутвореними молекулами  $A$ , що, як ми побачимо далі, обумовлює додаткове розсіяння енергії. Отже, в ендотермічних реакціях зменшення ентропії в навколишньому середовищі з надлишком компенсується її зростанням усередині системи. Власне кажучи, здійснення будь-якої хімічної реакції пов'язане із 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

$$\text{або } dS_c = \sum_{i=1}^n dS_i^- + \sum_{i=1}^n dS_i^+ \geq 0, \quad /3.15/$$

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

де  $\Delta S^-$ ,  $\Delta S^+$  - сумарні значення усіх від'ємних і додатних змін ентропії в системі відповідно.

Зокрема, для термомеханічної системи, яка здійснює оборотний цикл Карно, неважко отримати співвідношення

$$\Delta S_c = -q_{14}/T_1 - q_2(T_1 - T_2)/(T_1 \cdot T_2), \quad /3.15а/$$

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 експерименталь-

но. 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 при середніх значеннях теплоємностей в процесах одержимо

$$\begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1), \\ \Delta S &= S_2 - S_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(P_2/P_1). \end{aligned} \quad /3.17/$$

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. Тому відлік значень ентропії газів можна починати від будь-якого певного стану, прийнявши для нього умовне вхідне значення ентропії  $S = 0$ . Для газів, наприклад, прийнято вважати, що  $S = 0$  при нормальних атмосферних умовах. Зміна ентропії в процесах визначається відносно вибраного початкового стану. Значення абсолютної ентропії наведені

в таблицях /див.дод.2/.

Приклад 3.2. В адіабатному теплообмінному апараті /ТА/ повітря з витратом  $G_n = 1$  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  $t_{12} = 150^\circ\text{C}$  і витратом  $G_2 = 0,8$  кг/с. Тиск повітря в ТА змінюється від  $P_{1n} = 1,025$  бар до  $P_{2n} = 1$  бар, а тиск газів - від  $P_{12} =$

$= 0,97$  бар до  $P_{22} =$

$= 0,95$  бар. Визначити зміну ентропії в системі, вважаючи теплоємності теплоносіїв однаковими і сталими  $C_{pn} = C_{p2} = 1$  кДж/(кг·К).

Змінами кінетичної та потенціальної енергії знехтувати. Оскільки теплообмінний апарат являє собою адіабатну систему з двома потоками речовини, то вироблен-

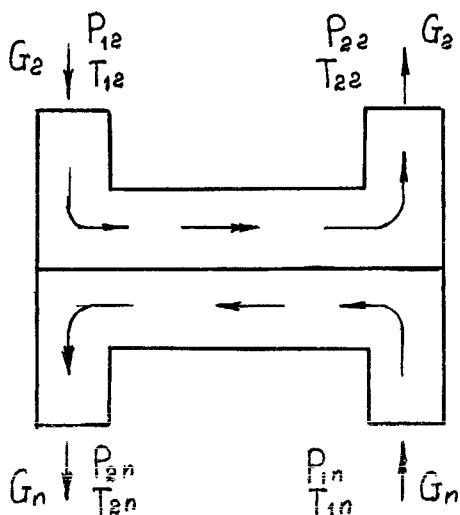


Рис.3.4.

ня ентропії можна визначити за /3.14/. Зростання ентропії в системі зумовлюється двома необоротними процесами: теплообміном і роботою дисипації внаслідок втрат тиску при переміщенні теплоносіїв вздовж поверхні теплообміну. Тому з урахуванням /3.17/ зміна ентропії в системі складатиме

$$\begin{aligned} \Delta S_{\text{ТА}} &= G_n \Delta S_n + G_2 \Delta S_2 = \\ &= G_n [C_{pn} \ln(T_{2n}/T_{1n}) - R_n \ln(P_{2n}/P_{1n})] + \\ &+ G_2 R_2 \ln(P_{22}/P_{12}). \end{aligned} \quad /3.20/$$

Для нашого випадку  $R_n = R_2 = 8,3144/29 = 0,287$  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  $\Delta S_{TA}$  за /3.20/ не вистачає значення температури газів  $t_{2e}$ . Так як зміни кінетичної та потенціальної енергії дорівнюють нулю, то енергобаланс проточної системи теплообмінника в інтегральній формі має вигляд

$$G_n (h_{2n} - h_{1n}) = -G_2 (h_{2e} - h_{1e}).$$

Звідки невідома температура газів дорівнюватиме

$$t_{2e} = t_{1e} - G_n C_p (t_{2n} - t_{1n}) / (G_2 C_p) = 150 - 1 \cdot 1 (52 - 20) / (0,8 \cdot 1) = 110^\circ\text{C}.$$

Зміна ентропії системи, кВт/К

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

### 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, при здійсненні природних процесів в ізолюваній ТДС остання намагається перейти від менш імовірного стану до більш імовірного. Оскільки кількісною

мірою хаотичного руху є зміна ентропії, 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 як результат застосування теорії імовірності до термодинамічних систем. Формула, котру 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 уявлення суті формули Больцмана розглянемо посудину, об'єм котрої  $V_0$  дорівнює об'єму одного моля газу при нормальних умовах /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  $V$ , то кожна молекула газу буде перебувати там частку часу  $V / V_0$ . Цю обставину можна описати так: імовірність знайти молекулу в об'ємі 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

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

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 /3.16/ зміна ентропії для одного моля газу при  $T = \text{const}$  визначається так:

$$\Delta S_M = R_M \ln(V/V_0).$$

Якщо цю величину віднести до однієї молекули, то одержимо

$$\Delta S = (R_M / N_A) \ln(V/V_0) = k \ln(V/V_0), \quad /3.24/$$

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 при нормальних умовах /  $S = 0$  /, 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 власти-

вість 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 енергією ізольованої системи. Співвідношення, котре зв'язує втрату роботоспроможності з приростом ентропії, неважко отримати з наступних міркувань.

Розглянемо ізольовану ТДС /рис.3.5/, в якій між гарячим джерелом теплоти зі сталою температурою  $T$  і холодним джерелом теплоти зі сталою температурою  $T_{нс}$  працюють одна оборотна і одна необоротна теплові машини. Ці машини отримують однако-ву теплоту  $q_1$ . Припустимо, що необоротність другої машини обумовлюється підведенням теплоти  $q_1$  до робочого тіла при температурі  $T_1 < T$ .

Для оборотної теплової машини /циклу Карно/ корисна робота дорівнює  $l_0 = q_1 \eta_{тк} = q_1 (1 - T_{нс} / T)$ ,

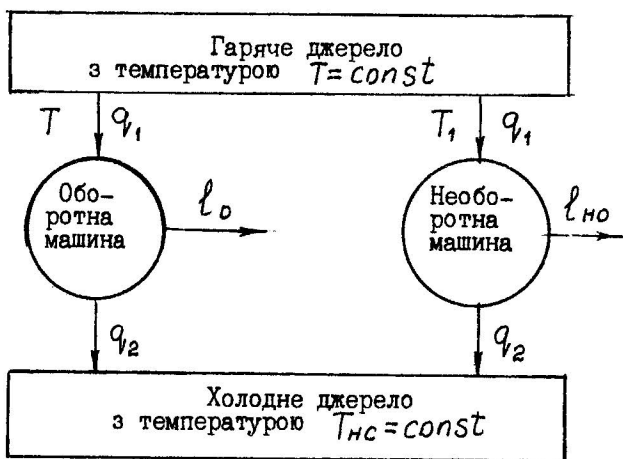


Рис.3.5.

а для необоротної складає

$$l_{но} = q_1 \eta_t = q_1 (1 - T_{nc} / T_1)$$

Оскільки  $T_1 < T$  і  $\eta_{t,к} > \eta_t$ , то внаслідок необоротності втрачається робота

$$\Delta l = l_0 - l_{но} = q_1 T_{nc} (1/T_1 - 1/T).$$

При цьому ентропія системи зростає на величину

$$\Delta S_c = (q_1 / T_1 - q_1 / T) = q_1 (1/T_1 - 1/T).$$

З останніх співвідношень виходить, що

$$\Delta l = T_{nc} \Delta S_c. \quad /3.26/$$

Вираз /3.26/ називається рівнянням Гуї-Стодоли і є загальним для будь-яких необоротних процесів. Отже, втрата робото спроможності термодинамічної системи дорівнює добутку аб-



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

#### 4. ТЕРМОДИНАМІЧНА ЕФЕКТИВНІСТЬ ЕНЕРГОПЕРЕТВОРЕНЬ

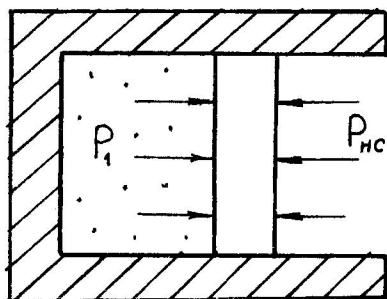
Накладаючи обмеження на напрямки природних процесів /здійснюються лише ті процеси, які не супроводжуються зменшенням ентропії/, другий закон термодинаміки обмежує також можливість перетворень одних форм енергії в інші. Аж ніяк не усяка форма енергії може бути перетворена в будь-яку іншу форму. Тому для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

##### 4.1. Обмеження перетворюваності енергії

Повернемося до розглянутої адіабатної 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. Отже, енергію у формі механічної роботи можна необмежено перетворити на теплоту або внутрішню енергію. Такий самий результат можна отримати, якщо в систему замість механічної роботи підводити електричну енергію

за допомогою електронагрівника. Легко побачити, що при нерухомому поршні  $dv = 0$ , тобто при сталому значенні узагальненої координати, внутрішню енергію адіабатної системи зменшити неможливо. Іншими словами, в адіабатних 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 -  $P_{nc}$ . Ясно, що при  $P_1 > P_{nc}$  поршень буде рухатись у бік меншого тиску, виконуючи певну роботу по зміні об'єму. Ця робота за /2.34/ здійснюється за рахунок зменшення внутрішньої енергії системи і відповідно до /2.15/ дорівнює

Рис.4.1.

$$l_v = \int_{V_1}^{V_{nc}} P dv = -(U_{nc} - U_1) = U_1 - U_{nc} = -\Delta U \quad /4.1/$$

Але при здійсненні роботи поршня деформується і об'єм навколишнього середовища. На цю деформацію витрачається певна робота, котра зумовлена протидією зовнішнього середовища з тиском  $P_{nc}$ ,

$$l_{def} = \int_{V_1}^{V_{nc}} P_{nc} dv. \quad /4.2/$$

Таким чином, корисна робота в процесі адіабатного розширення дорівнюватиме

$$l_k = l_v - l_{def} = \int_{V_1}^{V_{nc}} (P_1 - P_{nc}) dV = -\Delta U - \int_{V_1}^{V_{nc}} P_{nc} dV. \quad /4.3/$$

Отриманий результат свідчить про те, що внутрішня енергія закритої адіабатної системи не може бути повністю перетворена на корисну роботу. Обмеження енергообміну обумовлено 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 при розширенні 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

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

оскільки температура холодного джерела  $T_2$  не може бути нижча, 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, теплова, хімічна енергія/;

3/ енергія, котра 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, - е к с е р г і ю; енергію, не здатну до перетворень, - а н е р г і ю. Тоді наведені три групи енергії можна об'єднати новим формулюванням другого закону термодинаміки: у с і ф о р м и енергії складаються з е к с е р г і ї та а н е р г і ї, причому кожна складова може дорівнювати нулю, тобто

$$E = E_x + A. \quad /4.4/$$

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

- в оборотних процесах е к с е р г і я залишається сталою;

- необоротні процеси відбуваються з виробленням а н е р г і ї;

- перетворити а н е р г і ю на е к с е р г і ю неможливо.

Термодинамічно ідеальним є оборотне перетворення енергії без втрат е к с е р г і ї, чого практично досягти неможливо. Частина е к с е р г і ї, 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 работоспроможності системи. Згідно з другим законом максимальну корисну роботу можна одержати при оборотному переході ТДС у стан рівноваги з навколишнім середовищем. Саме під цією роботою /або работоспроможністю/ 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 работоспроможності і характеризують ефективність перетворення енергії. Саме визначення максимальної работоспроможності і втрат ексергії при енергоперетвореннях викликає практичний інтерес.

#### 4.2. Визначення ексергії та енергії

Визначення часток ексергії та енергії при використанні 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  $\ell_{max}^q$  /, яку можна отримати при підведенні теплоти

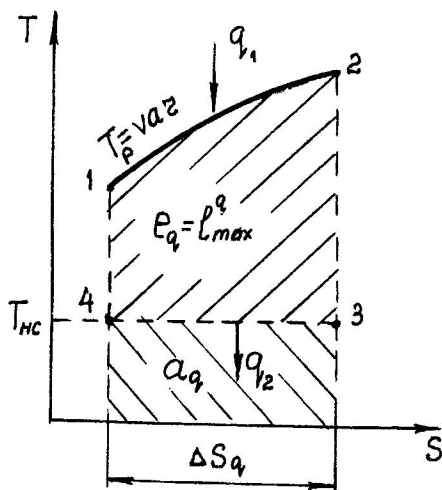


Рис.4.2

енергоперетворень, то відповідно до /3.4/ і /3.26/ виходить, що

$$q_2 = a_q = T_{nc} \Delta S_q = q_1 (T_{nc} / T_{p,ср.}); \quad /4.6/$$

де  $\Delta S_q$  - зміна ентропії гарячого джерела;  $T_{p,ср}$  - середньотермодинамічна температура відведення теплоти від гарячого джерела.

Враховуючи /4.6/, замість /4.5/ одержимо

$$E_q = l_{max}^q = q_1 (1 - T_{nc} / T_{p,ср}) = q_1 \cdot \eta_c, \quad /4.7/$$

де  $\eta_c = (1 - T_{nc} / T_{p,ср})$  - коефіцієнт, який співпадає з ККД циклу Карно в інтервалі температур від  $T_{p,ср}$  до  $T_{nc}$ , характеризує ексергетичну цінність теплоти і називається фактором Карно [2].

Відзначимо, що формула /4.7/ одержана для розімкнутого процесу. Незавжди довести, що точно такий же результат можна отримати і для оборотного циклу з підведенням теплоти при

від гарячого джерела в довільному оборотному процесі 1-2 при змінній температурі робочого тіла  $T_p$  /рис.4.2/. Згідно з /4.4/ підведена енергія складається з ексергії  $E_q$  і анергії  $a_q$ , тобто  $q_1 = E_q + a_q$ , звідки ексергія теплоти повинна дорівнювати

$$E_q = q_1 - a_q. \quad /4.5/$$

Так як анергія являє собою енергію "загублену" для

$T_1 = T_{p.c.p}$  і відведенням теплоти при  $T_2 = T_{nc} = const$  /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 вища температура підведення теплоти і нижча температура навколишнього середовища. Підведену в оборотному процесі теплоту повністю 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 при температурі 1500 К.

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

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

Питома ексергія теплоти нагрітого в нагрівнику газу до температури  $T_3 = 1000$  К, кДж/кг

$$e_{q_e} = q_1 (1 - T_{nc} / T_e) = 2000 (1 - 290/1000) = 1420.$$

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

$$a_q = e_{q_n} - e_{q_e} = 1613,33 - 1420 = 193,33.$$

Питома енергія за формулою Гюї-Стодоли, кДж/кг

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

Ексергетична ефективність газонагрівника

$$\eta_e = E_{q_2} / (E_{q_2} + A_q) = (1 - A_q / E_{q_1}) =$$

$$= (1 - 193,33/1613,33) = 0,88.$$

#### 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 при оборотному переході 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

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

Відповідно до /2.43/ робота ізотермічного процесу при



$T_{nc} = const$  дорівнює

$$l_{i3} = T_{nc} (S_{nc} - S_1). \quad /4.8/$$

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

$$e_{x1} = l_k = u_1 - u_{nc} - T_{nc} (S_1 - S_{nc}) + P_{nc} (v_1 - v_{nc}). \quad /4.9/$$

Останнє рівняння містить тільки вихідні параметри системи та параметри рівноважного стану навколишнього середовища і означає, що ексергія нерухомого робочого тіла являє частину внутрішньої енергії, яка при певному стані 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  $P_1$ ,  $T_1$ ,  $h_1$ ,  $c_1$  і питомою потенціальною енергією  $\Pi_1 = g z_1$ , то за умовою оборотного переходу до рівноважного стану з навколишнім середовищем у вихідному перерізі системи параметри і енергетичні характеристики потоку мають бути:  $P_2 = P_{nc}$ ,  $T_2 = T_{nc}$ ,  $h_2 = h_{nc}$ ,  $c_2 = 0$ ,  $\Pi_2 = g z_2 = 0$ . Теплообмін між робочим тілом і навколишнім середовищем може здійснюватись при температурі  $T_{nc} = const$ , а теплота дорівнюватиме

$$q_{nc} = T_{nc} (S_1 - S_{nc}).$$

Потік, залишаючий межі системи, містить тільки енергію

$$a_n = h_{nc} + q_{nc} = h_{nc} + T_{nc} (S_1 - S_{nc}). \quad /4.10/$$

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

$$e_{xn} = l_{0max} = h_1 - h_{nc} - T_{nc} (S_1 - S_{nc}) + c_1^2/2 + g z_1. \quad /4.11/$$

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

$$e_{xp}^T = l_{m,max} = h_1 - h_{nc} - T_{nc}(S_1 - S_{nc}). \quad /4.12/$$

Останній формулі можна надати і такий вигляд:

$$l_{m,max} = e_p^T = z_1 - z_{nc}, \quad /4.13/$$

де функцію  $z = h - T_{nc} S$  називають ексергетичним потенціалом [1].

#### 4.3. Ексергетичні втрати і ексергетичні коефіцієнти корисної дії

Істотною відмінною 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 енергію, котра 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

$$\sum_{i=1}^n (e_{xi} + \alpha_i)_{ni\partial} = \sum_{i=1}^n (e_{xi} + \alpha_i)_{vi\partial}. \quad /4.14/$$

Наявність необоротних процесів зумовлює перетворення ек-

сергії на енергію, що приводить до нерівностей

$$\sum_{i=1}^n (e_{xi})_{ni\partial} > \sum_{i=1}^n (e_{xi})_{vi\partial}; \quad \sum_{i=1}^n (a_i)_{ni\partial} < \sum_{i=1}^n (a_i)_{vi\partial}.$$

Ці перетворення свідчать про погіршення якості енергії, спричиняючи ексергетичні втрати

$$\Delta e_x^{67} = \sum_{i=1}^n (e_{xi})_{ni\partial} - \sum_{i=1}^n (e_{xi})_{vi\partial} = \sum_{i=1}^n (a_i)_{vi\partial} - \sum_{i=1}^n (a_i)_{ni\partial}. \quad /4.15/$$

Такий баланс є істотним доповненням до енергетичного балансу, а їх спільне використання значно розширює можливості термодинамічного аналізу. Розрізняють внутрішні та зовнішні втрати ексергії  $\Delta e_x^{67}$ . Внутрішні втрати цілком обумовлені необоротністю процесів в системі. Зовнішні втрати є наслідком того, що відвожувана із системи ексергія, надалі не використовується /рис.4.3/.

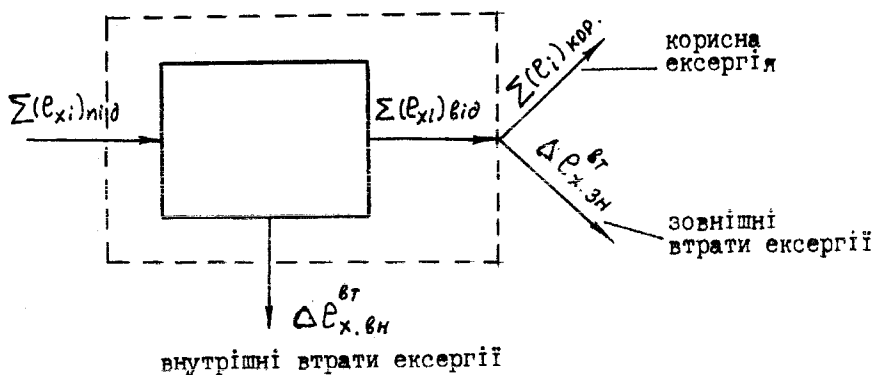


Рис.4.3.

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

$$\Delta e_{xi}^{67} = T_{нс} (\Delta S_{но})_i. \quad /4.16/$$

Крім того, для визначення втрат ексергії в окремих проце-

сах можна скористуватись рівнянням першого закону термодинаміки

$$q = h_2 - h_1 + l$$

і отриманими вище співвідношеннями для оборотних процесів

$$e_q = q - T_{нс} \Delta S_q$$

$$e_{x2} - e_{x1} = h_2 - h_1 - T_{нс} (S_2 - S_1).$$

Спільне їх вирішення 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

$$\begin{aligned} \Delta e_x^{бр} &= l_{об} - l_{д} = e_{x1} - e_{x2} + e_q - l_{д} = \\ &= (e_x)_{nid} - (e_x)_{вд} + e_q - l_{д}. \end{aligned} \quad /4.18/$$

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. При визначенні 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

$$\Delta e_x^{бр} = e_{x.cn} - e_{x.kop}. \quad /4.19/$$

а ексергетичний ККД визначиться за формулою:

$$\eta_e = e_{x.kop} / e_{x.cn} = 1 - \Delta e_x^{бр} / e_{x.cn}. \quad /4.20/$$

Відзначимо, 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 витрата 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

$$\varphi_{об} = 1 - \Delta e_x^{вг} / \sum_{i=1}^n (e_i)_{під} \quad /4.21/$$

і коефіцієнтом необоротності

$$\psi_{но} = 1 - \varphi_{об} = \Delta e_x^{вг} / \sum_{i=1}^n (e_{xi})_{під}. \quad /4.22/$$

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 обумовлює 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 енерготехнологічних 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  $e_{x,сп}$  – ексергію підведеної теплоти, яка може бути визначена за /4.7/

$$e_q = e_{x,сп} = q_1 (1 - T_{нс} / T_{ср}),$$

де середньотермодинамічну температуру в процесі підведення теплоти можна обчислити за формулою

$$T_{ср} = q_1 / \Delta S_{нід}.$$

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

$$\Delta S_{нід} = C_p \ln(T_3 / T_2) = 5,228 \ln(1000 / 617,44) = 2,52,$$

Тоді середньотермодинамічна температура буде дорівнювати, К

$$T_{ср} = 2000 / 2,52 = 793,4.$$

Ексергія підведеної теплоти, кДж/кг

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

Ексергетичний ККД циклу ГТУ

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

Ексергетичні втрати, кДж/кг

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

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

$$\Delta q = q_1 - l_u = 2000 - 863 = 1137,$$

тому що тут поряд з втратами ексергії  $\Delta e_x^{бт}$  входять також втра-

ти, які ні при яких обставинах не можуть бути перетворені на корисну роботу /енергія підведеної теплоти за /4.5/, кДж/кг/

$$\Delta q = a_q + \Delta e_x^{\delta T} = T_{nc} \Delta S_{pid} + \Delta e_x^{\delta T} = 290 \cdot 2,52 + 406,14 = 1137.$$

Приклад 4.3. За умовами прикладу 3.2 /рис.3.4/ визначити ексергетичні втрати і ексергетичний ККД теплообмінного апарата, вважаючи, що параметри навколишнього середовища такі:

$$P_{nc} = 1 \text{ бар}; T_{nc} = 293 \text{ К.}$$

Перш за все треба визначитись, яку ексергію вважати корисною, а яку споживаною. Зрозуміло, що ексергію нагрітого повітря  $E_{x,п2}$  /на виході з теплообмінника/ слід вважати корисною. Що стосується споживаної енергії, то тут є два випадки. Якщо ексергія грійних газів  $E_{x,г2}$  після ТА більш ніде не використовується, то споживаною треба вважати ексергію, яка підводиться з гарячими газами  $E_{x,г1}$ . Якщо ексергія газів  $E_{x,г2}$  після ТА десь використовується, то споживаною ексергією треба вважати різницю  $E_{x,г1} - E_{x,г2}$ .

За допомогою /4.12/ і /3.17/ для потоків ексергії речовин одержимо формулу

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

Тоді потік ексергії нагрітого повітря /корисна ексергія/, кВт

$$E_{x,п2} = 1 \cdot [1 \cdot (325 - 293) - 1 \cdot 293 \ln (325 / 293) + 0,287 \cdot 293 \ln (1 / 1)] = 1,67.$$

Потоки ексергії грійних газів, кВт

$$E_{x,г1} = 0,8 \cdot [1 \cdot (423 - 293) - 1 \cdot 293 \ln (423 / 293) + 0,287 \cdot 293 \ln (0,97 / 1)] = 15,88.$$

$$E_{x,г2} = 0,8 \cdot [1 \cdot (383 - 293) - 1 \cdot 293 \ln (383 / 293) + 0,287 \cdot 293 \ln (0,96 / 1)] = 8,18.$$

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

$$De_x = (E_{x,21} - E_{x,22}) - E_{x,n2} = (15,88 - 8,18) - 1,67 \approx 6.$$

Якщо за споживану ексергію прийняти

$$E'_{x,cn} = E_{x,21} - E_{x,22} = 15,88 - 8,18 = 7,7 \text{ кВт},$$

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  $E_{x,21}$ , то значення  $\eta_e$  складатиме

$$\eta''_e = E_{x,n2} / E_{x,21} = 1,67 / 15,88 = 0,105,$$

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

$$De_{x,e} = G_e R_2 T_{nc} \ln(P_{1e} / P_{2e}) = \\ = 0,8 \cdot 0,287 \cdot 293 \ln(0,97 / 0,96) = 0,7;$$

$$De_{x,n} = G_n R_n T_{nc} \ln(P_{1n} / P_{2n}) = \\ = 1 \cdot 0,287 \cdot 293 \ln(1,025 / 1) = 2,07.$$

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

$$De_q = De_x - (De_{x,e} + De_{x,n}) = 6 - (0,7 + 2,07) = 3,23.$$

Складові втрати ексергії дають інформацію про те, які процеси в теплообміннику першочергово потребують удосконалення. В першу чергу потрібно удосконалювати процеси, в яких втрати ек-



сергії найбільші.

## 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 устанавлюють певні взаємозв'язки між термічними і калоричними параметрами, що дозволяє при обмеженій кількості експериментальних даних обчислювати термодинамічні властивості систем і проводити 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 при певних умовах 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/:

$\Pi_1 = T$  ;  $\Pi_2 = -P$  ;  $x_1 = S$  ;  $x_2 = V$  . Якщо за незалежні змінні прийняти ентропію і питомий об'єм /спрjження 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

$$(\partial u / \partial S)_V = T ; (\partial u / \partial V)_S = -P. \quad /5.2/$$

Функції, частинні похідні яких по певних параметрах уявляють собою інші параметри, називаються характеристичними. Отже, внутрішня енергія є характеристичною функцією при незалежних параметрах  $S$  і  $\nu$ .

Неважно побачити, що характеристичною функцією є також ентальпія при 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 /2.36/, знайдемо

$$(\partial h / \partial P)_S = \nu; (\partial h / \partial S)_P = T. \quad /5.4/$$

При незалежних змінних  $T$  і  $\nu$  /друге змішане спряження/ характеристичною є функція

$$F = u - Ts, \quad /5.5/$$

яка називається вільною енергією або функцією Гельмгольца.

Диференціалом цієї функції за /2.36/ є

$$dF = -SdT - Pd\nu. \quad /5.6/$$

Із /5.6/ очевидно, що

$$(\partial F / \partial T)_\nu = -S; (\partial F / \partial \nu)_T = -P. \quad /5.7/$$

Відповідно до /5.6/ при  $T = \text{const}$  / $dT = 0$ / 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 при  $T = \text{const}$   $d(TS) = TdS = dq$ . Отже, зміною "зв'язаної" енергії визначається теплота, котрою 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

$$G = h - TS = u + Pv - Ts, \quad /5.8/$$

$$dG = -s dT - (-v dP) = -s dT + d(Pv) - P dv. \quad /5.9/$$

Характеристичну функцію /5.8/ називають вільною ентальпією або функцією Гібса. Із /2.36/ 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. При  $T = T_{nc}$  /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 із 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

$$T = (\partial u / \partial S)_V = (\partial h / \partial S)_P; \quad /5.11/$$

$$P = -(\partial u / \partial V)_S = -(\partial F / \partial V)_T;$$

$$v = (\partial h / \partial P)_S = (\partial G / \partial P)_T.$$

За допомогою /5.II/ можна визначати параметри робочого тіла при певних умовах в ТДС. Приймаючи до уваги /5.I0/, співвідношенням /5.5/ і /5.8/ можна надати вигляд

$$F = u + T(\partial F/\partial T)_v ; \quad /5.I2/$$

$$G = h + T(\partial G/\partial T)_p .$$

При переході системи із стану I до стану 2 зміни термодинамічних потенціалів складатимуть

$$\Delta F = F_2 - F_1 = u_2 - u_1 + T(\partial F/\partial T)_v ; \quad /5.I3/$$

$$\Delta G = G_2 - G_1 = h_2 - h_1 + T(\partial G/\partial T)_p . \quad /5.I4/$$

Отримані рівняння називаються рівняннями Гібса-Гельмгольца.

## 5.2. Диференціальні співвідношення взаємності

На прикладі /5.II/ можна побачити, що диференціальні співвідношення зв'язують частинні похідні одного параметра по іншому при конкретних умовах /сталих потенціалах або координатах/. 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  $\varphi$  не залежить від порядку диференціювання, тобто

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

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

$$(\partial T / \partial v)_S = -(\partial P / \partial S)_v; (\partial v / \partial T)_S = -(\partial S / \partial P)_v. \quad /5.15/$$

Похідна  $(\partial v / \partial T)_S$  характеризує термічне розширення в адіабатному процесі, а похідна  $(\partial P / \partial S)_v$  - пружність при ізохорному теплообміні. Обидві величини є конкретними властивостями системи. За аналогією з попереднім із /5.4/, /5.7/ і /5.10/ неважко знайти

$$(\partial v / \partial T)_p = -(\partial S / \partial P)_T; (\partial T / \partial v)_p = -(\partial P / \partial S)_T; \quad /5.16/$$

$$(\partial S / \partial v)_T = (\partial P / \partial T)_v; (\partial v / \partial S)_T = (\partial T / \partial P)_v; \quad /5.17/$$

$$(\partial v / \partial S)_p = (\partial T / \partial P)_S; (\partial S / \partial v)_p = (\partial P / \partial T)_S. \quad /5.18/$$

Взагалі можна сказати, що система рівнянь /5.15/.../5.18/ описує зміну ентропії при певних умовах здійснення процесів. Наведені рівності називають співвідношеннями взаємності або рівняннями Максвелла.

### 5.3. Диференціальні рівняння теплоємностей

У загальному випадку теплоємність визначається за /2.23/. Для простих термодформаційних 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 робочого тіла.

Приймаючи до уваги, що  $du = Tds - Pdv$ , і поділивши останнє рівняння на  $dv$  при  $T = \text{const}$ , 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

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

який є загальним для обчислень теплоємностей у будь-яких процесах. Окремі 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 при 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

$$du = c dT - P dv \text{ при } P = \text{const} \quad (c = C_p)$$

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

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 скористуємося залежністю /2.6/, де частинну похідну  $(\partial h / \partial P)_T$  можна знайти з рівняння  $dh = T ds + v dP$  при  $T = \text{const}$ . Тоді

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

Зважаючи на /5.16/, отримаємо

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

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 при 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  $dh = c dT + v dP$  при  $v = \text{const}$  ( $c = C_v$ )

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

Враховуючи /5.32/ і /5.33/, остаточно одержимо

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

## 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

$$\begin{aligned} ds &= (\partial S/\partial v)_T dv + (\partial S/\partial T)_v dT, \\ ds &= (\partial S/\partial P)_T dP + (\partial S/\partial T)_P dT. \end{aligned} \quad /5.35/$$

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

$$\begin{aligned} ds &= c_v dT/T + (\partial P/\partial T)_v dv, \\ ds &= c_p dT/T - (\partial v/\partial T)_p dP. \end{aligned} \quad /5.36/$$

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

При заданому стані 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

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

Порівнюючи /5.38/ і /5.39/, знаходимо

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

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

Крім того, з /4.12/ можна визначити

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

$$(\partial e_x/\partial s)_p = (\partial h/\partial s)_p - T_{nc}. \quad /5.43/$$

Значення похідної  $(\partial s/\partial h)_p = 1/T$  легко отримати із /2.43/ при  $P = const$ . Зважаючи на це, останні рівняння приймають вигляд:

$$(\partial e_x/\partial h)_p = (1 - T_{nc}/T) = \eta_c; \quad /5.44/$$

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

Співвідношення /5.39/, /5.44/ і /5.45/ дають змогу визначити характер ізобари на ексергетичних діаграмах. При  $T < T_{nc}$  ізобара являє собою нисхідну, а при  $T > T_{nc}$  - висхідну криву.

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

Для адіабатного квазістатичного процесу  $dq = Tds = 0$ . Тому при  $ds = 0$  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 порівняємо 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. При однаковій зміні тиску зміна об'єму при  $S = const$  менша змін об'єму при  $T = const$ . Цей висновок має важливе практичне значення для термодинамічного аналізу машин, призначених для стиску газів. При стиску зі сталою температурою середня інтенсивність молекулярного руху залишається сталою. При адіабатному 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 і д е а л ь н и м або д о с к о н а л и м газом називається такий гіпотетичний газ, який підпорядковується рівнянню стану /1.12/, а коефіцієнти термічного розширення  $\alpha$  і термічної пружності  $\gamma$  якого за /1.16/ мають однакові значення. Найбільш близькими до влас-

востей 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 приблизні 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 /5.18/ 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 при збільшенні 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 газів  $j = 3$ ,  $k = 1,666$ ; 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, при 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

$$C = \alpha + \beta T + \gamma T^2 + \dots \quad /6.7/$$

де коефіцієнти  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  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/ і /1.15/

$$d e_x = C_p (1 - T_{nc}/T) dT + R T_{nc} (dP/P). \quad /6.8/$$

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

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

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 при нагріванні 1 кг від  $T_{nc} = 290$  К до  $T_1 = 390$  К, якщо в процесі нагрівання тиск газу змінюється від  $P_{nc} = 1$  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 теп-

лоємності дорівнюватимуть, кДж/(кг К)

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

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

Зміна внутрішньої енергії та ентальпії, кДж/кг

$$\Delta U = C_V (T_1 - T_{нс}) = 0,742 \cdot (390 - 290) = 74,23$$

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

Зміна ентропії, кДж/(кг К)

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

Зміна ексергії, кДж/кг

$$\Delta E_x = C_p (T_1 - T_{нс}) - T_{нс} \Delta S = 1,04 \cdot 100 - 290 \cdot 0,233 = 36,33.$$

## 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 при її температурі, називається парціальним. Для окремого ідеального компонента суміші справед-

ливо рівняння стану /I.I2/, звідки виходить, що парціальний тиск дорівнює

$$P_i = m_i R_i T_{cm} / V_{cm}. \quad /6.I0/$$

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

$$P_{cm} = P_1 + P_2 + \dots + P_n = \sum_{i=1}^n P_i \quad /6.II/$$

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

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1. \quad /6.I2/$$

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 окремого газу /парціального об'єму/ до об'єму всієї суміші буде об'ємною часткою певного газу, тобто  $V_1/V_{cm} = z_1$ ,  $V_2/V_{cm} = z_2$  і т.д. При однакових температурах і тисках суміші та компонентів із /6.I0/ витікає

$$P_i V_{cm} = m_i R_i T_{cm}; P_{cm} V_i = m_i R_i T_{cm}.$$

Отже

$$V_i / V_{cm} = z_i = P_i / P_{cm}. \quad /6.I3/$$

Оскільки  $V_{cm} \sum_{i=1}^n P_i = P_{cm} \sum_{i=1}^n V_i$ , то на підставі /6.II/ одержимо

$$V_{cm} = \sum_{i=1}^n V_i ; z_1 + z_2 + \dots + z_n = 1 \quad /6.14/$$

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

$$z_1 = m_1 / \mu_1 ; z_2 = m_2 / \mu_2 ; z_n = m_n / \mu_n ; \quad /6.15/$$

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

де  $\mu$  - молекулярні маси компонентів.

За законом Авогадро при однакових температурі та тиску один кіломоль будь-якого газу займає однаковий об'єм  $V_M$ .

Тоді  $V_i = V_M \cdot m_i / \mu_i ; V_{cm} = V_M \cdot m_{cm} / \mu_{cm} ;$

$$V_i / V_{cm} = n_i = z_i. \quad /6.16/$$

Отже, молярні і об'ємні частки суміші чисельно рівні. Із /6.15/ і /6.16/ неважко визначити молекулярну масу суміші, яку називають уявною молекулярною масою, наділяючи її властивостями однорідного газу

$$\mu_{cm} = \sum_{i=1}^n \mu_i z_i = 8,3144 / R_{cm}, \quad /6.17/$$

де

$$R_{cm} = \left[ \sum_{i=1}^n (z_i / R_i) \right]^{-1}. \quad /6.18/$$

Густина суміші складатиме

$$\rho_{cm} = m_{cm} / V_{cm} = \sum_{i=1}^n \rho_i z_i. \quad /6.19/$$

З отриманих співвідношень неважко визначити взаємозв'язок між масовими і об'ємними /молярними/ частками/

$$g_i = z_i (\rho_{cm} / \rho_i) = z_i (\mu_i / \mu_{cm}) = z_i (R_{cm} / R_i). \quad /6.20/$$



Якщо суміш задана масовими частками, то масова теплоємність суміші дорівнюватиме

$$C_{m\text{ см}} = \sum_{i=1}^n C_{mi} g_i. \quad /6.21/$$

Зрозуміло, що співвідношення для об'ємної та молярної теплоємностей мають вигляд

$$C'_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n C'_i z_i; \quad C_{\mu\text{ см}} = \sum_{i=1}^n C_{\mu i} z_i. \quad /6.22/$$

Приклад 6.2. При нормальних фізичних умовах /  $P_0 = 760$  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 суміші та її теплоємності при сталому тиску.

Об'ємні частки суміші

$$z_1 = \text{CO}/100 = 0,02; \quad z_2 = \text{CO}_2/100 = 0,18; \quad z_3 = \text{H}_2\text{O}/100 = 0,05; \quad z_4 = \text{N}_2/100 = 0,75.$$

Молекулярна маса суміші, кг/кмоль

$$\mu_{\text{см}} = 28 \cdot 0,02 + 44 \cdot 0,18 + 18 \cdot 0,05 + 28 \cdot 0,75 = 30,4.$$

Масові частки суміші

$$g_1 = 0,02 (28/30,4) = 0,118; \quad g_2 = 0,18 (44/30,4) = 0,26;$$

$$g_3 = 0,05 (18/30,4) = 0,026; \quad g_4 = 0,75 (28/30,4) = 0,69.$$

Газова стала суміші, кДж/кг К

$$R_{\text{см}} = 8,3144/30,42 = 0,273.$$

Густина суміші за законом Авогадро, кг/м<sup>3</sup>

$$\rho_{\text{см}} = \mu_{\text{см}}/22,4 = 30,4/22,4 = 1,358.$$

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)

$$C_{p m_1} = k R / (k - 1) = 1,4 \cdot 0,297 / (1,4 - 1) = 1,04;$$

$$C_{p m_2} = 1,33 \cdot 0,189 / 0,33 = 0,759;$$

$$C_{p m_3} = 1,33 \cdot 0,462 / 0,36 = 1,847;$$

$$C_{p m_4} = 1,4 \cdot 0,297 / 0,4 = 1,04.$$

Ізобарна масова теплоємність суміші, кДж/(кг К)

$$C_{p m c m} = 1,04 \cdot 0,118 + 0,759 \cdot 0,26 + 1,847 \cdot 0,0263 + 1,04 \cdot 0,69 = 1,089.$$

Ізобарна об'ємна, кДж/(м<sup>3</sup> К) та ізобарна молярна, кДж/(кмоль К) теплоємності

$$C'_{p c m} = C_{p m c m} \cdot \rho_{c m} = 1,089 \cdot 1,358 = 1,478;$$

$$C_{p m c m} = C_{p m c m} \cdot \mu_{c m} = 1,089 \cdot 30,4 = 33,09.$$

### 6.2.2. Калоричні параметри сумішей ідеальних газів

Оскільки при змішуванні 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

$$U_i = m_i \cdot u_i / m_{c m}; \quad H_i = m_i \cdot h_i / m_{c m}.$$

Тоді питомі значення внутрішньої енергії та ентальпії дорівнюватимуть

$$u_{c m} = \sum_{i=1}^n (g_i \cdot u_i); \quad h_{c m} = \sum_{i=1}^n (g_i \cdot h_i). \quad /6.23/$$

В оборотних процесах змішування ентропія ідеальної суміші залишається сталою, а її величина дорівнює сумі ентропій окремих компонентів

$$S_{c m} (T, v) = \sum_{i=1}^n S_i (T, v). \quad /6.24/$$

Це співвідношення називається законом Гібса. Якщо компоненти суміші взяти при власних парціальних тисках і температурі 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

$$S_{cm} = \sum_{i=1}^n g_i [C_{pi} \ln(T_i/T_{nc}) - R_i \ln(P_i/P_{nc}) + S_{oi}], \quad /6.25/$$

де  $S_{oi}$  - початкові значення ентропії компонентів.

За формулою /6.25/ можна визначати зміну ентропії при будь-яких умовах змішування. Якщо, наприклад, до змішування всі гази мали однакові температури  $T$  і тиск  $P$ , то зміна ентропії внаслідок необоротності процесу змішування визначиться як різниця

$$(\Delta S_{cm})_{no} = S_{cm} - \sum_{i=1}^n S_i = \sum_{i=1}^n g_i R_i \ln(P/P_i) > 0, \quad /6.26/$$

де  $P_i$  - парціальні тиски компонентів в суміші.

Тому що  $P = P_{cm}$ , а  $P_i < P$ , то з урахуванням /6.20/ будемо мати

$$(\Delta S_{cm})_{no} = -R_{cm} \sum_{i=1}^n z_i \ln z_i > 0, \quad /6.27/$$

оскільки  $z_i < 1$ , а  $\ln z_i < 0$ .

Отож, зростання ентропії в процесах змішування не залежить від інших параметрів суміші, а визначається лише її складом.

Необоротність процесів змішування обумовлює втрати ексергії

$$(\Delta e_x^{gr})_{cm} = \sum_{i=1}^n m_i e_{xi} - e_{x,cm} \sum_{i=1}^n m_i, \quad /6.28/$$

звідки ексергія суміші буде складати

$$e_{x,cm} = \sum_{i=1}^n g_i e_{xi} - T_{nc} (\Delta S_{cm})_{no}, \quad /6.29/$$

Якщо визначити середнє значення  $C_{pCM}$  в інтервалі температур від  $T_{HC}$  до  $T$ , то на підставі /6.9/ і /6.27/ одержимо

$$e_{xCM} = C_{pCM} [T - T_{HC} - T_{HC} \ln(T/T_{HC})] + T_{HC} R_{CM} [\ln(P/P_{HC}) + \sum_{i=1}^n z_i \ln z_i]. \quad /6.30/$$

Треба зауважити, що використання /4.12/ для визначення ексергії в процесах змішування 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

$$e_{xCM} = C_{pCM} [T - T_{HC} - T_{HC} \ln(T/T_{HC})] + T_{HC} R_{CM} \ln(P/P_{HC}), \quad /6.31/$$

яке неадекватне /6.30/.

## 7. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Дослідження термодинамічних процесів проводяться 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 провадяться для одиної маси газу.

### 7.1. Політропний процес

Політропними /багатоваріантними/ процесами називаються довільні процеси, які відбуваються при будь-яких умовах зміни

стану і в яких теплоємність приймає будь-яке, але стало значення. Ця умова накладає певні обмеження на енергоперетворення. Притягуючи перший закон термодинаміки, неважко переконатись, що при  $C = \text{const}$  розподіл підведеної теплоти між зміною внутрішньої енергії і роботою зміни об'єму залишається сталим, а саме

$$\begin{aligned} du/dq &= c_v dT / (c dT) = c_v / c = \varphi, \\ dl_v/dq &= (dq - du) / dq = 1 - \varphi = \psi. \end{aligned} \quad /7.1/$$

Рівняння процесу можна отримати з рівнянь першого закону:

$$c dT = c_p dT - v dP,$$

$$c dT = c_v dT + P dv,$$

звідки виходить

$$(c - c_p) / (c - c_v) = -v dP / (P dv). \quad /7.2/$$

Оскільки теплоємності сталі, позначимо ліву частину /7.2/ через  $n$ , тоді

$$n = (c - c_p) / (c - c_v) = -v dP / (P dv). \quad /7.3/$$

Сталу  $n$  називають показником політропи. Інтегруючи /7.3/, одержимо

$$P v^n = \text{const}, \quad \text{або} \quad P^{1/n} v = \text{const}. \quad /7.4/$$

З урахуванням рівняння стану можна визначити такі співвідношення між термічними параметрами в процесі I-2:

$$\begin{aligned} P_2 / P_1 &= (v_1 / v_2)^n; \quad T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1}; \\ T_2 / T_1 &= (P_2 / P_1)^{(n-1)/n}. \end{aligned} \quad /7.5/$$

Ці співвідношення характеризують закономірності зміни параметрів в процесі і називаються рівняннями по-

літропного 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:

$$\begin{aligned} l_V &= q - \Delta u = C_V (n - k) (T_2 - T_1) / (n - 1) - \\ &- C_V (T_2 - T_1) = R (T_2 - T_1) [(1 - k) / (n - 1)] \times \\ &\times (k - 1)^{-1} = R (T_1 - T_2) / (n - 1). \end{aligned} \quad /7.9/$$

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

$$\Delta S = S_2 - S_1 = C_V (n - k) / (n - 1) \ln (T_2 / T_1). \quad /7.13/$$

При певному значенні 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  $\Delta u$ ,  $l_v$  і  $l_p$ , а саме:

$$\Delta u = \varphi q; \quad l_v = \varphi q; \quad l_p = n l_v = n \varphi q;$$

де 
$$\varphi = \Delta u / q = (n-1) / (n-k); \quad /7.14/$$

$$\psi = 1 - \varphi = (k-1) / (k-n).$$

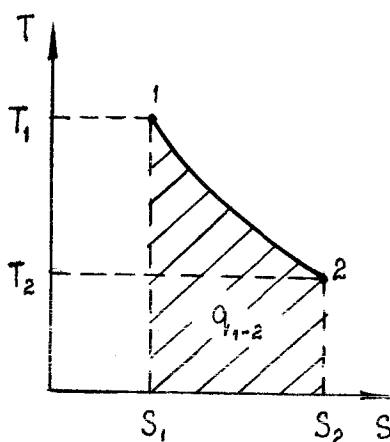


Рис.7.1

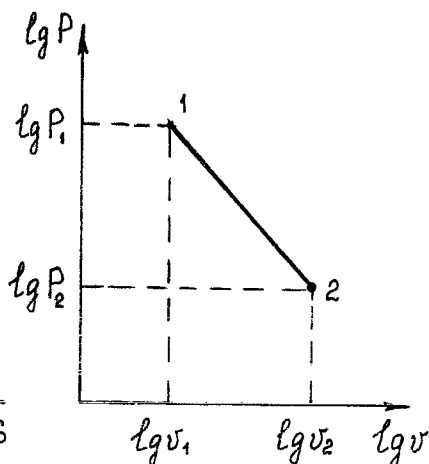


Рис.7.2.

При відомих вхідних і кінцевих параметрах процесу показник політропи можна обчислити, логарифмуючи /7.5/

$$n = (\lg P_1 - \lg P_2) / (\lg v_2 - \lg v_1). \quad /7.15/$$

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 осі

абсцис.

В загальному випадку зміна ексергії згідно з /4.II/ складатиме

$$\Delta e_x = h_2 - h_1 - T_{nc}(s_2 - s_1) + (c_2^2 - c_1^2)/2 + g(z_2 - z_1) / 7.16/$$

Приклад 7.1. В політропному процесі від 1 кг двоатомного газу з параметрами навколишнього середовища  $P_1 = P_{nc} = 1$  бар і  $T_1 = T_{nc} = 300$  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

$$P_2 = P_1 \cdot (T_2 / T_1)^{\gamma / (\gamma - 1)} = 1 \cdot (440 / 300)^{1,2 / 0,2} = 10.$$

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 /7.13/, кДж/кг

$$\Delta e_x = 1 (440 - 300) - 300 [1 \cdot \ln (440 / 300) - 0,2857 \times 1 \cdot \ln (10 / 1)] = 240.$$

Таким чином, при підведенні до робочого тіла роботи зміни тиску /технічної роботи/ 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 при певних значеннях  $n$  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  $v = const$  / $dv = 0$ /. Такий процес називається ізохорним. Із рівняння стану витікає

$$v = RT/P = \text{const}; \quad T/P = \text{const}$$

або 
$$T_2/T_1 = P_2/P_1. \quad /7.17/$$

Співвідношення /7.17/ відповідає закону Шарля. Зрозуміло, що при  $dv = 0$   $Pdv = 0$ , 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  $\varphi = I$ , 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 технічної роботи можливе лише при підведенні її ззовні.

Зміну ентальпії можна визначити так:

$$\Delta h = c_p(T_2 - T_1) = \Delta u + v(P_2 - P_1) = \Delta u + (-l_p). \quad /7.20/$$

Отже, ентальпія робочого тіла зростає як за рахунок збільшення внутрішньої енергії /підведення теплоти/, так і за рахунок підведення технічної роботи.

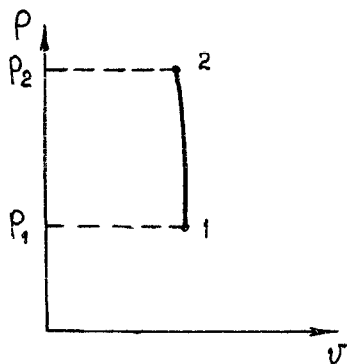
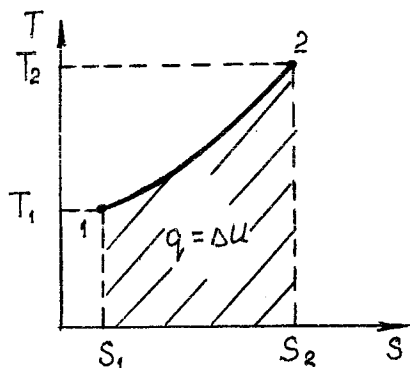


Рис.7.3.



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

$$\Delta e_x = c_p (T_2 - T_1) - T_{nc} c_v \ln (T_2 / T_1). \quad /7.22/$$

### 7.2.2. Ізобарний процес

Ізобарним називається процес, в якому тиск залишається сталим /  $p = const$  і  $dp = 0$ /. Цей окремий випадок політропного процесу реалізується при  $n = 0$  /див. /7.4/. Співвідношення параметрів в процесі витікає з /7.5/

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1} = v_2 / v_1. \quad /7.23/$$

Цей вираз, як відомо, є законом Гей-Люссака. При  $n = 0$  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, котра підведена до робочого тіла в ізобарному процесі, витрачається на зміну ентальпії. Це можливо лише тому, що робота зміни тиску не здійснюється /  $-v dp = 0$ /.

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/

$$\Delta S = c_p \ln(T_2/T_1).$$

17.26/

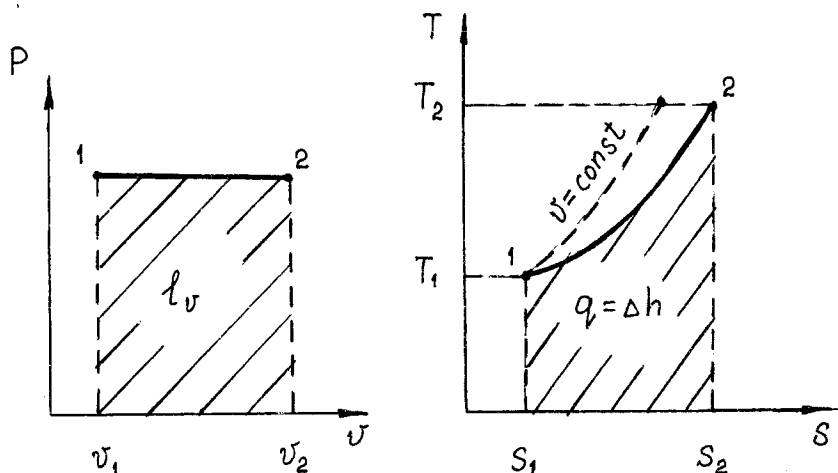


Рис.7.4.

На рис.7.4 показано зображення процесу на діаграмах. Тому що  $c_p > c_v$ , то при однаковій різниці температур ізобара на  $T-s$  діаграмі розташована нижче ізохори. Зміна внутрішньої енергії визначається за 17.8/. Частки теплоти, що витрачаються на зміну внутрішньої енергії та здійснення роботи за 17.1/ складають

$$\varphi = c_v \Delta T / (c_p \Delta T) = 1/k; \quad \psi = 1 - \varphi = (k-1)/k. \quad 17.27/$$

Зміна ексергії визначається за формулою

$$\Delta E_x = c_p (T_2 - T_1) - T_{nc} \ln(T_2/T_1). \quad 17.28/$$

Приклад 7.2. В циліндрі двигуна внутрішнього згорання до газу з молекулярною масою  $\mu = 30$  кг/кмоль підводиться 0,924 кДж/кг теплоти при сталому тиску. Визначити відстань, яку пройде поршень діаметром  $D = 0,08$  м від мертвої верх-

ньої точки, і роботу поршня, якщо теплоємність газу  $C_{pM} = 36$  кДж/(моль·К), початкова температура  $t_1 = 550^\circ\text{C}$ , об'єм камери стиску  $V_c = 250$  см<sup>3</sup>, тиск  $P_1 = 1$  МПа.

Газова стала, Дж/(кг·К)

$$R = 8314,4/\mu = 8314,4/30 = 272,14.$$

Маса газу в процесі, кг

$$m = P_1 V_c / (R T_1) = 10^6 \cdot 250 \cdot 10^{-6} / (272,14 \cdot 823) = 1,1 \cdot 10^{-3}.$$

Масова теплоємність, кДж/кг·К

$$C_{pm} = C_{pM} / \mu = 36/30 = 1,2.$$

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

$$Z_v = m l_v = m R (T_2 - T_1) = m R \Delta t =$$

$$= 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot 272,14 \cdot 700 = 213,4.$$

Оскільки  $P(V_2 - V_1) = m R \Delta t$ , то зміна об'єму, м<sup>3</sup>

$$\Delta V = Z/P = 213,4/10^6 = 0,2134 \cdot 10^{-3}.$$

Площа поршня, м<sup>2</sup>

$$F = \pi D^2 / 4 = 0,785 D^2 = 0,785 \cdot 0,08^2 = 5 \cdot 10^{-3}.$$

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 при  $n = 1$ . Рівняння процесу  $Pv = \text{const}$  для певного процесу 1-2 може бути записано у вигляді закону Бойля-Маріотта

$$P_2/P_1 = v_1/v_2.$$

/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

$$l_v = \int_1^2 P v \cdot dv/v = P v \ln(v_2/v_1) = RT \ln(v_2/v_1); \quad /7.31/$$

$$l_p = - \int_1^2 v P dP/P = P v \ln(P_1/P_2) = RT \ln(P_1/P_2).$$

Отже, 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  $\varphi = \Delta U/q = 0$ , а  $\Psi = I - \varphi = I$ . 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 умовою  $\Delta h = 0$  зміна ексергії в процесі складає

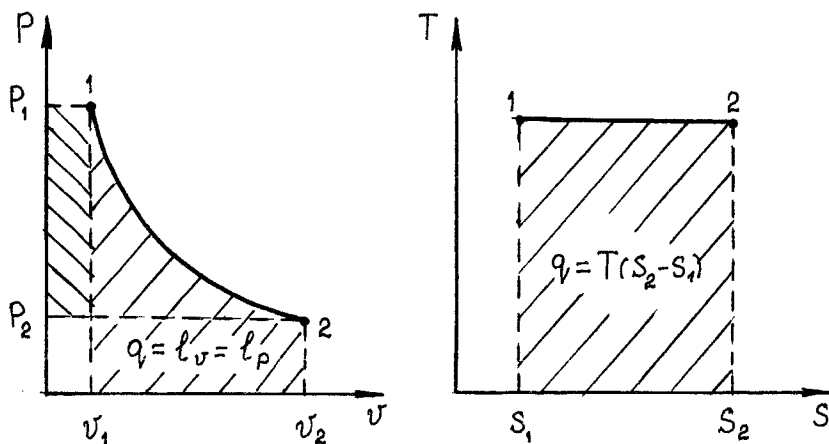


Рис.7.5.

$$\begin{aligned} \Delta e_x &= e_{x1} - e_{x2} = T_{нс} \Delta S = T_{нс} R \ln(v_2/v_1) = & /7.34/ \\ &= T_{нс} R \ln(P_1/P_2). \end{aligned}$$

На підставі /4.17/ при  $\Delta h = 0$  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  $\alpha_q = q(T_{нс}/T)$ . Підстановка в /7.35/ значення  $e_q$  із /4.7/ і значення  $\Delta e_x$  з /7.34/ дає

$$l = (1 - T_{нс}/T) q + T_{нс} R \ln(P_1/P_2). \quad /7.36/$$

Порівнюючи /7.32/ і /7.36/, приходимо до висновку, що рівність  $q = l$  виконується лише за умови

$$q(T_{нс}/T) = T_{нс} R \ln(P_1/P_2), \quad /7.37/$$

яка означає, що енергія, котра надходить з теплотою, дорівнює зміні ексергії в процесі.

Таким чином, зробимо заключний висновок: в ізо-термічному процесі робота здійснюється як за рахунок підведеної теплоти, так і за рахунок енергії, внесеної з теплотою із зовнішнього середовища.

Приклад 7.3. Повітря з параметрами навколишнього середовища  $P_1 = P_{нс} = 0,1$  МПа і  $T_1 = T_{нс} = 290$  К стискається в ізо-термічному компресорі до п'ятикратного зменшення об'єму. Визначити теоретичну потужність компресора при його видатності  $V = 600$  м<sup>3</sup>/год а також зміну ентропії та ексергії.

Питомий об'єм повітря на вході в компресор, м<sup>3</sup>/кг

$$v_1 = R T_1 / P_1 = 287 \cdot 290 / 10^5 = 0,831.$$

Масова видатність 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

$$P_2 = P_1 \cdot (v_1/v_2) = 0,1 \cdot 5 = 0,5.$$

Зміна ентропії в процесі, кВт/К

$$\Delta S = G R \ln(P_1/P_2) = 0,2 \cdot 0,287 \ln(1/5) = -0,092.$$

Теоретична потужність компресора при оборотному 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

$$\Delta E_x = T_{нс} (S_1 - S_2) = T_{нс} (-\Delta S) = 290 \cdot 0,092 = 26,76.$$

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. Так як  $dq = T \cdot dS = 0$ , а  $T \neq 0$ , то  $dS = 0$  /  $S = \text{const}$  /, тобто процес відбувається без зміни ентропії /ізоентропно/. Підкреслимо, що ця умова виконується тільки в адіабатних оборотних процесах. Неважко побачити, що процес реалізується при  $n = k$ . Тоді за /7.6/  $c = 0$  і  $cdT = dq = 0$ . Рівняння процесу і співвідношення між параметрами визначаються подібно до /7.4/ і /7.5/

$$P_2/P_1 = (v_1/v_2)^k; \quad T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1}; \quad /7.38/$$

$$T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(k-1)/k}$$

Зрозуміло, що при  $dq = 0$   $d\ell_v = -du$ ,  $d\ell_p = -dh$ , тобто робота зміни об'єму виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії, а робота зміни тиску - за рахунок зменшення ентальпії. Визначимо ці роботи

$$\begin{aligned} \ell_v &= -\Delta u = -\int_1^2 c_v dT = c_v(T_1 - T_2) = R(T_1 - T_2)/(k-1) = \\ &= RT_1 \left[ 1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k} \right] / (k-1) = \quad /7.39/ \\ &= P_1 v_1 \left[ 1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k} \right] / (k-1); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \ell_p &= k \cdot \ell_v = c_p(T_1 - T_2) = k R(T_1 - T_2)/(k-1) = \\ &= k RT_1 \left[ 1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k} \right] / (k-1) = \quad /7.40/ \\ &= k P_1 v_1 \left[ 1 - (P_2/P_1)^{(k-1)/k} \right] / (k-1). \end{aligned}$$

Умова  $n = k$  за /7.14/ дає:  $\varphi = \infty$ ;  $\psi = -\infty$ . Зіставлення рівнянь ізотерми / $n = 1$ / і адіабати показує, що на

$P$ - $v$  діаграмі адиабата проходить крутіше, ніж ізотерма /рис.7.6/, так як  $k > 1$ .

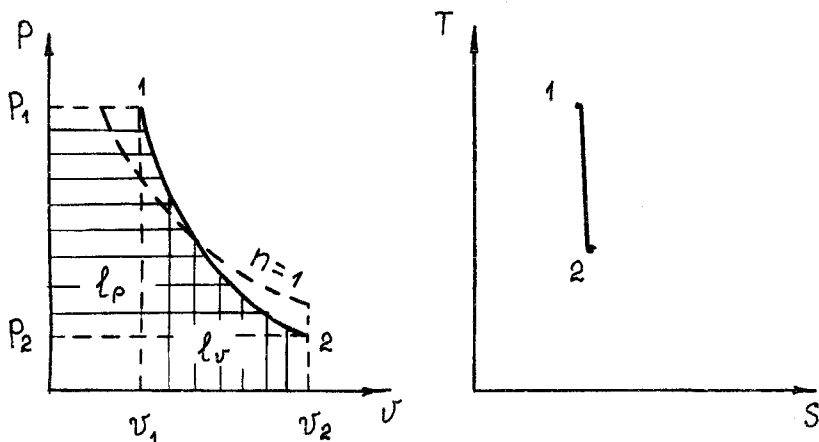


Рис.7.6.

Ясно, що при  $\Delta S = 0$  зміна ексергії дорівнює

$$\begin{aligned} \Delta E_x &= e_{2x} - e_{1x} = h_2 - h_1 = C_p (T_2 - T_1) = & /7.41/ \\ &= k R T_1 \left[ \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] / (k-1). \end{aligned}$$

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 адиабатного компресора, зміну температури і внутрішньої енергії повітря.

Кінцевий тиск повітря після стиску 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

$$T_2 = T_1 (v_1 / v_2)^{k-1} = 290 \cdot 5^{0,4} = 552.$$

Зміна внутрішньої енергії, кВт

$$\begin{aligned}\Delta U &= G \cdot R (T_2 - T_1) / (k - 1) = \\ &= 0,2 \cdot 0,287 (552 - 290) / (1,4 - 1) = 37,55.\end{aligned}$$

Теоретична потужність компресора при оборотному адіабатному стиску, кВт

$$\begin{aligned}N &= G \cdot \ell_p = \mathcal{L}_p = k \cdot \mathcal{L}_v = k \cdot (-\Delta U) = 1,4 \cdot 37,55 = \\ &= 45,78.\end{aligned}$$

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 /5.5I/, 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 адіабатом, 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.

На рис.7.7 наведені зображення процесів, які проходять через початкову загальну точку. Ізохора поділяє всі процеси на дві групи. Будь-який процес, розташований праворуч ізохори, ха-

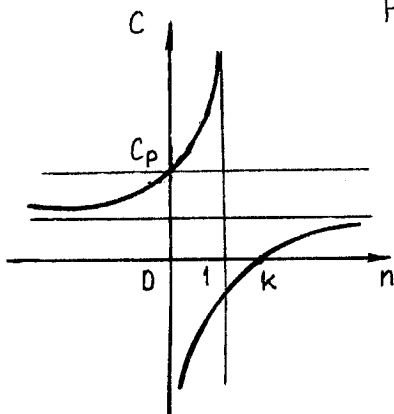


Рис.7.6

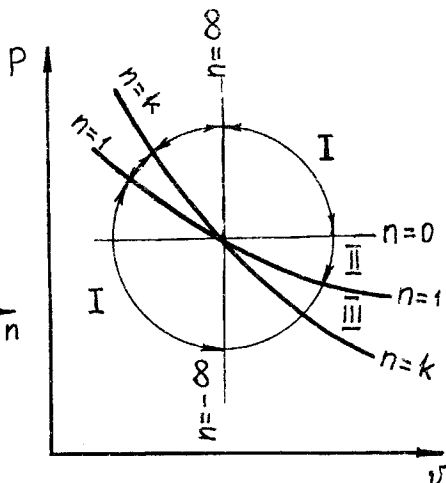


Рис.7.7.

ра характеризує розширення газу, а ліворуч – стиск. Процеси, котрі вище ізотерми, відповідають збільшенню температури і внутрішньої енергії, а нижче – навпаки. Процеси, які розташовані вище адіабати, характеризуються підведенням теплоти, а нижче – відведенням. В зв'язку з цим сукупність процесів можна поділити на три групи.

В групі I ( $\infty > n > 0$ ) в усіх процесах розширення підведення теплоти супроводжується підвищенням внутрішньої енергії, а в усіх процесах стиску – навпаки.

В групі II ( $1 > n > 0$ ) підведення теплоти супроводжується зменшенням внутрішньої енергії з причин, наведених вище. До цієї групи входять процеси з від'ємною теплоємністю. В процесах стиску теплота підводиться і внутрішня енергія збільшується.

В групі III ( $k > n > 1$ ) в усіх процесах розширення підведення теплоти супроводжується збільшенням внутрішньої енергії, а в процесах стиску – навпаки. Тут робота розширення виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії. Чим біль-

ше значення має показник  $n$ , тим менша частка внутрішньої енергії бере участь у виконанні роботи.

На рис.7.8 в логарифмічних координатах зображені окремі випадки політропних процесів. Ізобари відповідає кут нахилу  $0^\circ$ ; ізохорі -  $90^\circ$ , ізотермі -  $45^\circ$ . Для адіабати кут нахилу залежить від значення  $k$  /роду газу/. Отже, аналізувати і обчислювати термодинамічні процеси можна і за допомогою графічних методів.

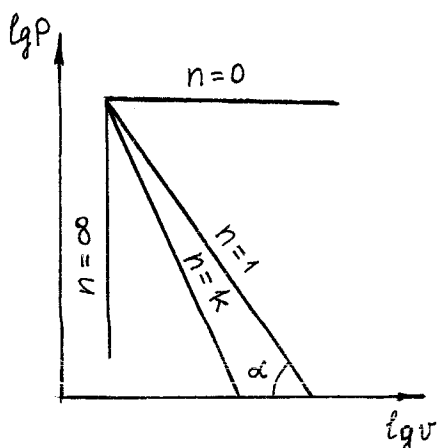


Рис.7.8.

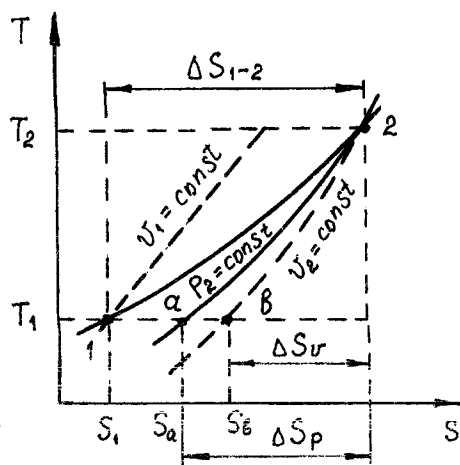


Рис.7.9.

Для певного газу на  $T-S$  діаграмі будуться ізохорі 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 /2.35/ одержимо

$$n = (\Delta S_{1-2} - \Delta S_p) / (\Delta S_{1-2} - \Delta S_v) = \quad /7.42/$$

$$= (S_1 - S_a) / (S_1 - S_g).$$

Якщо знехтувати кривиною лінії 1-2 у заданому інтервалі температур, то теплота процесу дорівнюватиме

$$q_{1-2} = 0,5 (T_1 + T_2) \Delta S_{1-2} \quad /7.43/$$

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. При обчисленнях 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.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

#### До глави 1

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:  $P(v - b) = RT$  ?

#### До глави 2

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?

#### До глави 3

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 робото-спроможності?

#### До глави 4

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?

#### До глави 5

1. Які властивості мають характеристичні функції?

2. Що характеризують функції Гельмгольца і Гібса?

3. Чи може система виконати роботу більшу, ніж зменшення її вільної енергії?

4. Чи може бути для якихось речовин ізобарна теплоємність меншою за ізохорну?

5. Чим пояснюється, що ізотермічна стисливість більша, ніж адіабатна?

#### До глави 6

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?

#### До глави 7

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  $q = \ell$ , 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?

#### ЛІТЕРАТУРА

1. Андрущенко А.И. Эксергия и максимальная работа//Сб. научно-методических статей. Теплотехника, 1991. - №5. -С.32-38.
2. Бэр Г.Д. Техническая термодинамика. -М.: Мир, 1977. -518 с.
3. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. -М.: Энергия. 1986. - 384 с.
4. Жуковский В.С. Термодинамика. -М.: Энергоиздат, 1983. - 304 с.
5. Техническая термодинамика/Под ред.В.И.Крутова. -М.: Высшая школа, 1991. - 382 с.



Значення питомої ізобарної теплосмості

 $C_p$  для деяких газів, кДж/(кг·К) $p = 1$  бар/

$t, ^\circ\text{C}$	Повітря	$\text{N}_2$	$\text{O}_2$	$\text{CO}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{CO}_2$	$\text{SO}_2$
0	I,0033	I,0387	0,9148	I,0397	I,8584	0,8165	0,6083
25	I,0036	I,0387	0,9164	I,0399	I,8608	0,8299	0,6153
50	I,0042	I,0389	0,9182	I,0403	I,8640	0,8429	0,6224
100	I,0059	I,0396	0,9230	I,0416	I,8718	0,8677	0,6365
150	I,0081	I,0408	0,9288	I,0435	I,8814	0,8907	0,6503
200	I,0111	I,0426	0,9354	I,0462	I,8924	0,9122	0,6634
250	I,0145	I,0450	0,9425	I,0496	I,9046	0,9321	0,6700
300	I,0185	I,0480	0,9499	I,0537	I,9177	0,9509	0,6878
350	I,0229	I,0516	0,9574	I,0583	I,9316	0,9685	0,6988
400	I,0278	I,0556	0,9649	I,0634	I,9460	0,9850	0,7090
450	I,0328	I,0601	0,9721	I,0688	I,9608	I,0005	0,7186
500	I,0380	I,0648	0,9792	I,0745	I,9760	I,0152	0,7274
550	I,0434	I,0698	0,9860	I,0803	I,9915	I,0291	0,7357
600	I,0488	I,0750	0,9925	I,0862	2,0074	I,0422	0,7434
650	I,0542	I,0802	0,9987	I,0921	2,0236	I,0546	0,7505
700	I,0595	I,0855	I,0047	I,0979	2,0400	I,0663	0,7572
750	I,0648	I,0907	I,0103	I,1036	2,0566	I,0775	0,7634
800	I,0700	I,0960	I,0157	I,1092	2,0733	I,0880	0,7692
850	I,0751	I,1011	I,0209	I,1148	2,0901	I,0981	0,7747
900	I,0800	I,1062	I,0158	I,1201	2,1070	I,1076	0,7798
950	I,0848	I,1112	I,0305	I,1254	2,1239	I,1167	0,7846
1000	I,0895	I,1160	I,0350	I,1304	2,1408	I,1253	0,7891
1100	I,0935	I,1254	I,0434	I,1402	2,1744	I,1413	0,7975
1200	I,1069	I,1343	I,0511	I,1492	2,2075	I,1560	0,8050
1300		I,1426	I,0583	I,1577	2,2399	I,1693	0,8117
1400		I,1504	I,0651	I,1656	2,2716	I,1816	0,8179
1500		I,1578	I,0715	I,1730	2,3024	I,1928	0,8235
1600		I,1647	I,0775	I,1799	2,3322	I,2032	0,8286
1700		I,1711	I,0832	I,1863	2,3610	I,2128	0,8334
1800		I,1772	I,0888	I,1924	2,3889	I,2217	0,8378
1900		I,1829	I,0941	I,1980	2,4157	I,2299	0,8419
2000		I,1883	I,0993	I,2034	2,4416	I,2376	0,8457
2100		I,1934	I,1043	I,2084	2,4666	I,2449	0,8493
2200		I,1981	I,1092	I,2131	2,4906	I,2516	0,8527
2300		I,2026	I,1140	I,2175	2,5138	I,2580	0,8559
2400		I,2069	I,1186	I,2217	2,5362	I,2640	0,8590
2500		I,2109	I,1232	I,2257	2,5577	I,2696	0,8619
2600		I,2147	I,1276	I,2293	2,5785	I,2750	0,8647
2700		I,2184	I,1320	I,2331	2,5986	I,2800	0,8673
2800		I,2218	I,1363	I,2365	2,6180	I,2848	0,8699
2900		I,2251	I,1405	I,2398	2,6368	I,2894	0,8723
3000		I,2282	I,1446	I,2429	2,6549	I,2938	0,8747

Значення питомої абсолютної ентропії  
для деяких газів, кДж/(кг·К),  $P = 1$  бар

$t, ^\circ\text{C}$	$\text{Ar}$	Повітря	$\text{N}_2$	$\text{CO}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{CO}_2$	$\text{SO}_2$
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	8,2142	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	8,3313	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	13,683	6,6140	5,1106
1300	4,7415		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

## ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	3
I. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ.....	4
I.1. Предмет і метод термодинаміки.....	4
I.2. Термодинамічні системи. Види енергії і форми обміну енергією в термодинамічних системах.....	7
I.3. Стан термодинамічної системи, параметри і функ- ції стану.....	II
I.4. Термодинамічні процеси, координати стану і потенціали взаємодії.....	I4
I.5. Рівноважні та нерівноважні, оборотні та не- оборотні процеси.....	I7
I.6. Поточні процеси.....	2I
I.7. Робоче тіло. Рівняння стану робочого тіла.....	22
2. ЗАКОНИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ В ТЕРМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ.....	27
2.1. Внутрішня енергія.....	27
2.2. Ентальпія.....	29
2.3. Робота.....	3I
2.3.1. Загальні поняття.....	3I
2.3.2. Робота зміни об'єму.....	32
2.3.3. Робота зміни тиску.....	35
2.4. Теплоота.....	38
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....	45
2.5.4. Другий закон термодинаміки.....	47

2.6.	Перший і другий закони термодинаміки для замкнених процесів.....	49
2.7.	Цикл Карно.....	52
2.8.	Узагальнений цикл Карно.....	58
3.	ЕНТРОПІЯ.....	59
3.1.	Ентропія і термодинамічна шкала температур.....	59
3.2.	Зміна ентропії в оборотних процесах.....	62
3.3.	Зміна ентропії в необоротних процесах.....	64
3.4.	Енергія дисипації та зміна ентропії в ustalених потоках речовини.....	66
3.5.	Дисипативно-репаративні перетворення енергії.....	70
3.6.	Визначення зміни ентропії.....	72
3.7.	Ентропія та імовірність стану.....	75
3.8.	Рівняння Гуї-Стодоли.....	78
4.	ТЕРМОДИНАМІЧНА ЕФЕКТИВНІСТЬ ЕНЕРГОПЕРЕТВОРЕННЯ.....	80
4.1.	Обмеження перетворюваності енергії.....	80
4.2.	Визначення ексергії та анергії.....	84
4.2.1.	Ексергія і анергія теплоти.....	84
4.2.2.	Ексергія робочого тіла.....	87
4.2.2.1.	Ексергія нерухомого робочого тіла.....	87
4.2.2.2.	Ексергія ustalеного потоку речовини.....	88
4.3.	Ексергетичні втрати і ексергетичні коефіцієнти корисної дії.....	89
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.....	I01
5.5. Диференціальні рівняння ентропії та ексергії....	I03
6. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ І ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ.....	I05
6.1. Властивості ідеальних газів.....	I06
6.2. Властивості суміші ідеальних газів.....	I09
6.2.1. Основні визначення.....	I09
6.2.2. Калоричні параметри сумішей ідеальних газів.....	II3
7. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ.....	II5
7.1. Політропний процес.....	II5
7.2. Окремі випадки політропних процесів.....	I20
7.2.1. Ізохорний процес.....	I20
7.2.2. Ізобарний процес.....	I22
7.2.3. Ізотермічний процес.....	I24
7.2.4. Адіабатний процес.....	I28
7.3. Аналіз термодинамічних процесів.....	I30
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	I33
ЛІТЕРАТУРА.....	I35
ДОДАТОК 1.....	I36
ДОДАТОК 2.....	I37

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ  
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Марко Миколайович Чепурний, Станіслав Йосипович Ткаченко

ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

в трьох частинах

ЧАСТИНА I

Навчальний посібник

Вінниця ВДТУ 1995

Редактор Т.А.Ягельська

Тир. 50 прим.

---

ВДТУ, 286021, м.Вінниця, Хмельницьке шосе, 95