**Другий закон термодинаміки**

Закон збереження енергії стверджує, що кількість енергії при будь-яких процесах залишається незмінним. Але він нічого не говорить про те, які енергетичні перетворення можливі.

Закон збереження енергії не забороняє процеси, які на досліді не відбуваються:

- нагрівання більш нагрітого тіла більш холодним;

- мимовільне розгойдування маятника зі стану спокою;

- збирання піску в камінь і т.д.

Процеси в природі мають певну спрямованість. У зворотному напрямку довільно вони протікати не можуть. Всі процеси в природі необоротні.

Необоротним процесом може бути названий такий процес, зворотний якому може протікати тільки як одна з ланок складнішого процесу. Довільними називаються такі процеси, які відбуваються без впливу зовнішніх тіл, а значить, без змін у цих тілах.

Процеси переходу системи з одного стану в інший, які можна провести в зворотному напрямі через ту ж послідовність проміжних рівноважних станів, називаються оборотними. При цьому сама система і навколишні тіла повністю повертаються до вихідного стану.

Другий закон термодинаміки вказує напрямок можливих енергетичних перетворень і тим самим висловлює незворотність процесів у природі. Він встановлений шляхом безпосереднього узагальнення дослідних фактів.

Другий закон термодинаміки, як і перший (закон збереження енергії) встановлено емпіричним шляхом. Вперше його сформулював Клаузіус: «***теплота сама собою переходить лише від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою і не може довільно переходити у зворотному напрямку***» [2].

Інше формулювання: ***всі довільні процеси в природі йдуть зі збільшенням ентропії*.** (Ентропія виступає як міра хаотичності, невпорядкованості системи).

Розглянемо систему з двох контактуючих тіл з різними температурами. Тепло піде від тіла з більшою температурою до тіла з меншою до тих пір, поки температури обох тіл не вирівняються. При цьому від одного тіла до іншого буде передано певну кількість тепла *dQ*. Але ентропія при цьому у першого тіла зменшиться на меншу величину, ніж вона збільшиться у другого тіла, яке приймає теплоту, так як, за визначенням, *dS=dQ/T* (температура в знаменнику). Тобто, в результаті цього довільного процесу ентропія системи з двох тіл стане більше суми ентропій цих тіл до початку процесу. Інакше кажучи, довільний процес передачі тепла від тіла з високою температурою до тіла з більш низькою температурою призвів до того, що ентропія системи з цих двох тіл збільшилася.

Початкові значення:

*S1=Q1/T1; S2=Q2/T2; S1+ S2  = ; T1>T2* (1.96)

Після теплообміну:

*S'1 = (Q1 - dq)/T1*;  *S'2 = (Q2+ dq )/T2*;

*S'1+ S'2 = *

*S'1+ S'2> S1+ S2* (1.97)

Зауважимо, що, розглядаючи цю систему з двох тіл, ми мали на увазі, що зовнішнього теплопритокудо неї або тепловідтоку з неї немає, тобто вважали її ізольованою (або замкнутою). Звідси ще одне формулювання другого закону термодинаміки: «***При проходженні в ізольованій системі довільних процесів ентропія системи зростає***». Або: «***Ентропія ізольованої системи прагне до максимуму***» - так як довільні процеси передачі тепла завжди будуть відбуватися, поки є перепади температур [2].

Клаузіус, розглядаючи другий закон термодинаміки, дійшов до висновку, що ентропія Всесвіту як замкнутої системи прагне до максимуму, і врешті-решт у Всесвіті закінчаться всі макроскопічні процеси. Цей стан Всесвіту отримав назву «теплової смерті».

Другийзакон термодинаміки задає обмеження на напрям процесів, які можуть відбуватися в термодинамічних системах, і виключає можливість створення вічного двигуна другого роду. Під таким двигуном мається на увазі двигун, який здатний повністю перетворювати в роботу всю теплоту, отриману від одного джерела.

Між перетворенням теплоти в роботу і роботи в теплоту є глибоке розходження. Робота, як і інші види енергії, легко і повністю перетворюється в теплоту. Зворотний процес можливий тільки при наявності різниці температур, при цьому вся теплота не може бути повністю перетворена на роботу.

Ентропія породжується всіма процесами, вона пов'язана з втратою системи здатності здійснювати роботу. Зростання ентропії - стихійний процес. Якщо обсяг і енергія системи постійні, то будь-яка зміна в системі збільшує ентропію.

Які заборони накладають перший і другий закони термодинаміки?

Машини, що забороняються першим законом термодинаміки [6]:

* вічний двигун першого роду, що здійснює роботу без споживання енергії ззовні;
* теплова машина з коефіцієнтом корисної дії η> 1.

Процеси, що не суперечать першому закону термодинаміки, але забороняються другим законом:

* вічний двигун другого роду;
* довільний перехід тепла від холодного тіла до більш теплого (ідеальна холодильна машина).

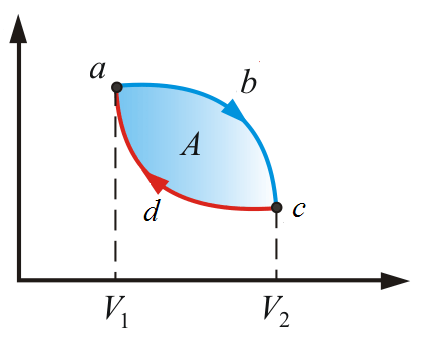
Математичне вираження другого закону:

 (1.98)

 (1.99)

**1.1.14 Цикли**

Одноразовий акт перетворення теплоти в роботу не представляє інтересу для техніки. Реально існуючі теплові двигуни (парові машини, двигуни внутрішнього згоряння тощо) працюють циклічно. Процес теплопередачі і перетворення отриманої кількості теплоти в роботу періодично повторюється. Для цього робоче тіло повинне здійснювати круговий процес або термодинамічний цикл, при якому періодично відновлюється початковий стан. Кругові процеси зображуються на діаграмі (*pv* або *Ts*)) газоподібного робочого тіла за допомогою замкнутих кривих (рис. 1.7). При розширенні газ здійснює позитивну роботу *l*1, рівну площі під кривою *abc*, при стисненні газ здійснює негативну роботу *l*2, рівну по модулю площі під кривою *cda*.



Об’єм газу , м3

Тиск газу, Па

Рисунок 1.7 – Термодинамічний цикл

Повна робота за цикл *l = l*1 - *l*2 на *pv*-діаграмі дорівнює площі циклу. Робота позитивна, якщо цикл обходиться за годинниковою стрілкою, і негативна, якщо цикл обходиться в протилежному напрямку.

Цикл, в результаті якого виходить позитивна робота, називається *прямим циклом*, або *циклом теплового двигуна*. Цикл, в якому витрачається робота - зворотний. За таким циклам працюють холодильні установки.

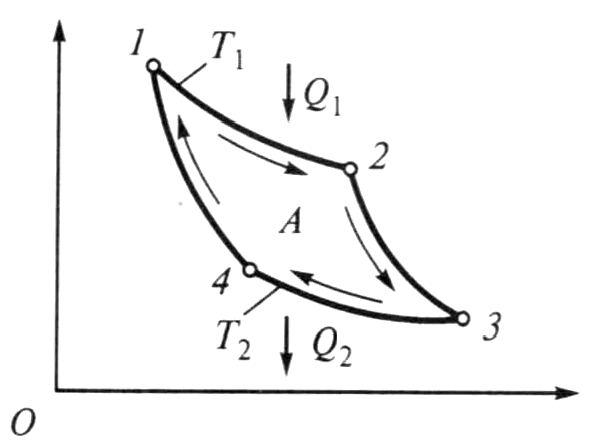
Позначимо підведену до циклу теплоту *q*1, відведену – *q*2. Теплота, перетворена на роботу визначиться як їх різниця: *q*1 – *q*2. Відношення кількості теплоти, перетвореної на роботу за один цикл, до всієї підведеної теплоти, називається термічним коефіцієнтом корисної дії [6]:

**** (1.100)

Круговий процес на *pv*-діаграмі. *abc* - крива розширення, *cda* - крива стиснення. Робота круговому процесі дорівнює площі фігури *abcd.*

***Цикл Карно.*** Розглянемо найбільш простий цикл - цикл Карно. Це оборотний круговий процес, в якому відбувається перетворення теплоти в роботу (або роботи в теплоту). Цикл Карно складається з двох ізотермічних і двох адіабатних процесів, що послідовно чергуються. Вперше цей цикл розглянуто французьким ученим Н. Л. С. Карно (1824) як ідеальний робочий цикл теплового двигуна. Перетворення теплоти в роботу супроводжується перенесенням робочим тілом двигуна певної кількості теплоти від більш нагрітого тіла (нагрівача) до менш нагрітого (холодильнику) [6].

Цикл Карно здійснюється наступним чином: робоче тіло (наприклад, пара в циліндрі під поршнем) при температурі *T*1 наводиться в зіткнення з нагрівачем, що має постійну температуру *T*1, і ізотермічно отримує від нього кількість теплоти *δQ*1 (при цьому пар розширюється і здійснює роботу). На рис. 1.8 цей процес зображений відрізком ізотерми 1-2.



Об’єм газу , м3

Тиск газу, Па

Рисунок 1.8 – Цикл Карно на *pv*-діаграмі

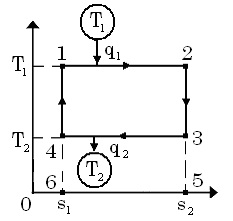
Потім робоче тіло, розширюючись адіабатично (по адіабаті 2-3), охолоджується до температури *T*2. При цій температурі, стискаючись ізотермічно (відрізок 3-4), робоче тіло віддає кількість теплоти *δQ*2 холодильнику з температурою *T*2. Завершується цикл Карно адіабатним процесом 4-1, що повертає робоче тіло у вихідний термодинамічний стан. При постійній різниці температур (*T*1 - *T*2) між нагрівачем і холодильником робоче тіло здійснює за один цикл роботу:

**** (1.101)

Звідси к.к.д. циклу Карно:

**** (1.102)

Робота циклу чисельно дорівнює площі 1-2-3-4 (рис. 1.8), обмеженою відрізками ізотерм і адіабат, що утворюють цикл Карно. Цикл Карно у *ТS*- координатах зображено на рисунку 1.9.



Температура газу, К

Ентропія газу , кДж/кг К

Рисунок 1.9 – Цикл Карно на *Ts*-діаграмі

Цикл Карно є зверненим, і його можна здійснити в зворотній послідовності (у напрямі 1-4-3-2). При цьому кількість теплоти *δQ2* відбирається у холодильника і разом з витраченої роботою *δl* (перетвореною на теплоту) передається нагрівачу. Тепловий двигун працює в цьому режимі як ідеальна холодильна машина.

Цикл Карно має найвищий к.к.д. серед усіх можливих циклів, здійснюваних в одному і тому ж температурному інтервалі (*T1 - T2*). У цьому сенсі к.к.д. циклу Карно служить мірою ефективності інших робочих циклів.

Розглянемо роботу теплової машини за циклом Карно (рис. 1.10) [6]:

* Від нагрівача Н надходить теплота *δQ*1, газ під поршнем ізотермічно розширюється.
* Газ ізольований від нагрівача і холодильника і адіабатично розширюється.
* Газ ізотермічно (при *Т*=*Т*2) стискається і віддає теплоту *δQ*2 холодильнику X.
* Газ ізольований і адіабатично стискається.

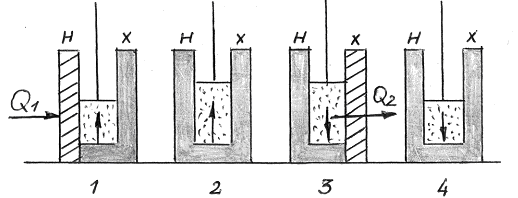
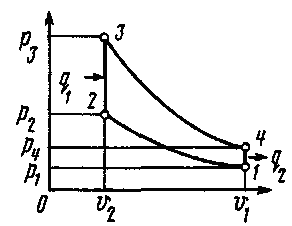
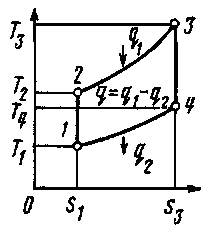


Рисунок 1.10 - Схема роботи ідеальної теплової машини, що працює за циклом Карно

***Цикли двигунів внутрішнього згоряння (д.в.з.).*** Розглянемо *ідеальний цикл д.в.з. з ізохорним підводом теплоти і примусовим запалюванням* (**цикл Отто**). Відмінною особливістю таких двигунів є стиснення горючої суміші (суміші парів бензину з повітрям). Цей цикл складається з двох адіабат і двох ізохор (рис.1.11). Цикл здійснюється таким чином. Ідеальний газ з початковими параметрами *p*1, *v*1, *T*1 стискується по адіабаті 1-2 до точки 2. По ізохорі 2-3 робочому тілу надається кількість теплоти *q*1. Далі робоче тіло розширюється по адіабаті 3-4. І, нарешті, по ізохорі 4-1 робоче тіло повертається у первісний стан, при цьому відводиться теплота *q*2 [6].

Температура газу, К

Тиск газу, Па

Ентропія газу , кДж/кг К

Об’єм газу , м3

*а) б)*

*а* — в *pv*-координатах; *б* — в *Ts*-координатах

Рисунок 1.11 – Цикл з ізохорним підводом теплоти

Характеристиками циклу є: ***ступінь стиснення*** ε = *v*1/*v*2 і ***ступінь підвищення тиску*** λ = *p*2/*p*1.

Визначимо термічний к. к. д. циклу, вважаючи, що теплоємність і показник адіабати постійні [6].

Кількість підведеної теплоти:

*q1 = Cv(T3 – T2)*. (1.103)

Кількість відведеної теплоти:

*q2 = Cv(T4 – T1)*. (1.104)

Підставимо ці вирази у формулу (1.100):

**** (1.105)

Температури у рівнянні (1.105) виразимо через початкову температуру робочого тіла, використовуючи залежності для адіабатного та ізохорного процесів:

**** **** (1.106)

**** ; (1.107)

****  (1.108)

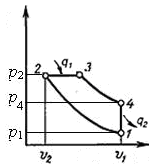
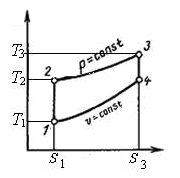
Підставляємо знайдені значення температур у рівняння (1.105):

**** (1.109)

Термічний к.к.д. циклу з підводом тепла при постійному об’ємі росте із збільшенням ступеню стиснення і показника адіабати.

У двигунах, що працюють за даним циклом стисненню піддається суміш палива з повітрям, що спалахує від електричної іскри у кінці стиснення. За цим циклом працюють д.в.з. на легких та газоподібних паливах. Збільшення ступеню стиснення обмежується можливістю передчасного самозапалення суміші. Крім того, при високих значеннях *ε* швидкість згоряння різко зростає, що може визвати детонацію. В залежності від палива у таких двигунах *ε*= 4…9 [6]. Більші значення ступеню стиснення застосовувати не можна, тому ці д.в.з. мають відносно низькі к.к.д.

*Цикл з підведенням тепла при постійному тиску* (**цикл Дизеля**) складається з двох адіабат, ізобари і ізохори (рис. 1.12). Він є зразком для двигунів важкого палива, які називаються компресорними дизелями і в яких пальне розпорошується повітрям, що подається в циліндр спеціальним компресором [6].

Температура газу, К

Ентропія газу , кДж/кг К

Об’єм газу , м3

Тиск газу, Па

*а) б)*

*а* — в *pv*-координатах; *б* — в *Ts*-координатах

Рисунок 1.12 – Цикл Дизеля

Цикл здійснюється таким чином. Газоподібне робоче тіло з початковими параметрами *p*1, *v*1, *T*1 стискується по адіабаті 1-2. Потім тілу по ізобарі 2-3 підводиться деяка кількість теплоти *q*1. Далі робоче тіло розширюється по адіабаті 3-4. І, нарешті, по ізохорі 4-1 робоче тіло повертається у первісний стан, при цьому відводиться теплота *q*2.

Характеристиками циклу є: ***ступінь стиснення*** ε=*v*1/*v*2 і ***ступінь попереднього розширення*** *ρ= v*3/*v*2 [6].

По аналогії з попереднім циклом, можна вивести рівняння для термічного к.к.д. циклу Дизеля:

****, (1.110)

де *ρ* - ступінь попереднього розширення;

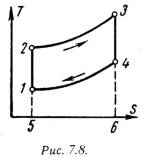
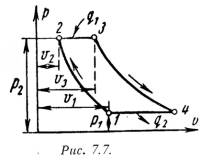
ε- ступінь стиснення;

*k* – показник адіабати.

Із ростом *ε* і *k* термічний к.к.д. зростає, а з ростом *ρ* – зменшується. Термічний к.к.д. циклу Дизеля при рівних *Т*1 і *Т*2 більше, ніж у циклу Отто.

***Цикл ГТУ*** . Широке застосування газотурбінних установок (ГТУ) обумовлено можливістю отримання значної потужності в одному агрегаті внаслідок відсутністі інерційних зусіль від зворотно-поступальних рухів масивних деталей. ГТУ можуть працювати зі згорянням палива при постійному об’ємі або при постійному тиску. Останні більш перспективні.

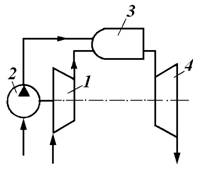
Ідеальним циклом газотурбінних установок є цикл з підводом і відводом тепла при постійному тиску - **цикл Брайтона** (цикл Брайтона-Джоуля). Цей цикл складається з двох ізобар і двох адіабат (рис. 1.13).



*а) б)*

Рисунок 1.13 – Ідеальний цикл ГТУ

Принципова схема ГТУ, що працює за циклом Брайтона показана на рис. 1.14.



1. - компресор; 2 – паливний насос; 3 – камера згоряння; 4 – газова турбіна.

Рисунок 1.14 – Принципова схема газотурбінної установки

Установка працює таким чином. Компресор стискує атмосферне повітря і подає його до камери згоряння. У цю камеру насос 2 безперервно подає рідке паливо (або газоподібне), що згорає при постійному тиску. Продукти згоряння прямують по трубопроводу до сопіл турбіни, відкіля виходять з великою швидкістю і потрапляють на лопатки робочого колеса. Гарячі гази віддають частину своєї енергії, за рахунок якої обертається вал турбіни.

Процес, зображений на рис. 1.13 є ідеалізованим. Не враховані втрати енергії, робочий процес представлений замкнутим. Уявляється, що в ньому бере участь незмінна кількість робочого тіла.

В цьому циклі робоче тіло стискається по адіабаті 1 – 2 (процес у компресорі). Потім здійснюється підвод теплоти по ізобарі 2 – 3 (процес у камері згоряння). Далі відбувається розширення робочого тіла по адіабаті 3 – 4 (процес у турбіні). І, нарешті, охолодження робочого тіла по ізобарі 4 – 1 (викид газів до атмосфери).

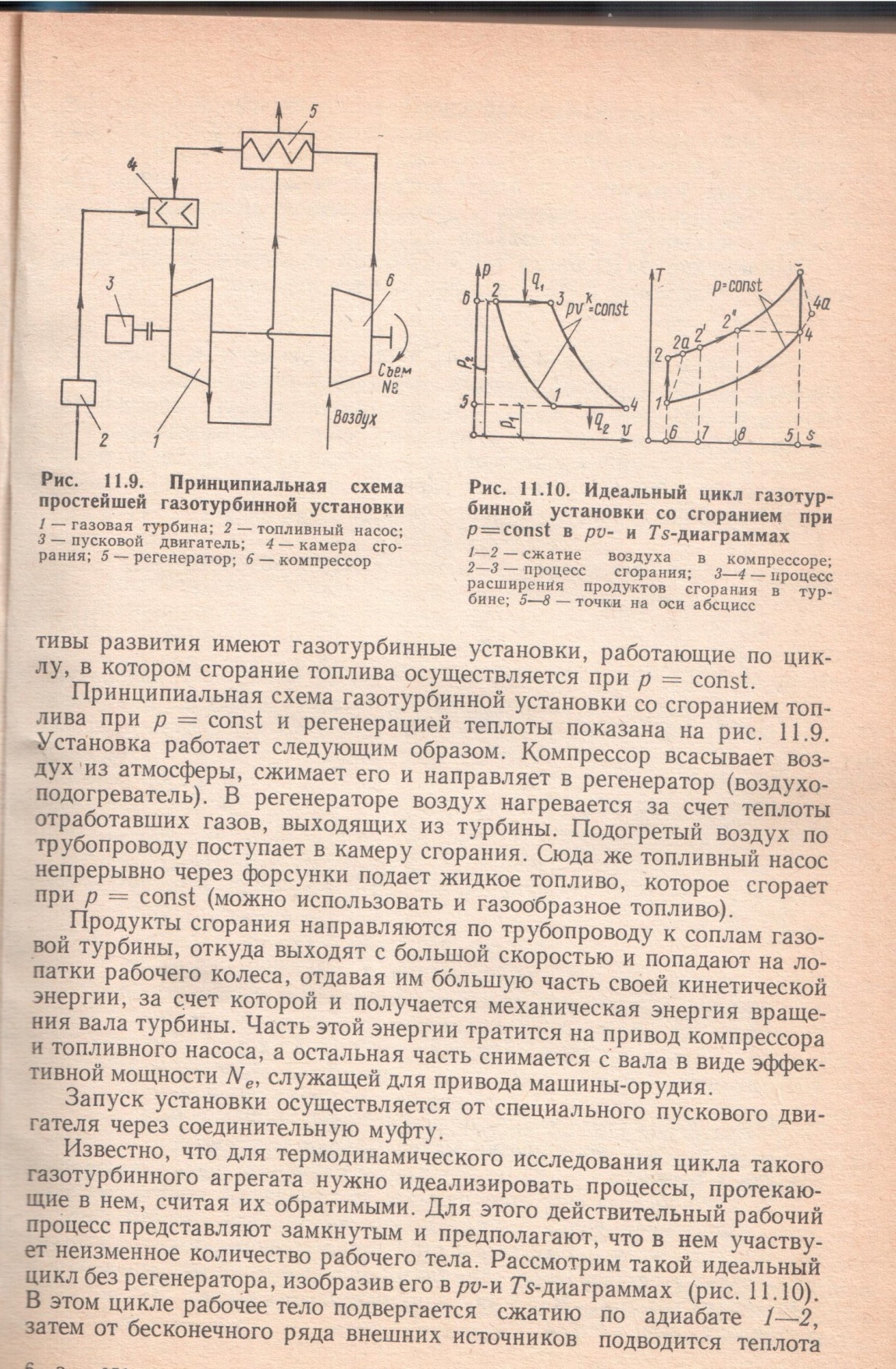
Характеристиками циклу є: ***ступінь стиснення*** ε = *v*1/*v*2, ***ступінь підвищення тиску*** λ = *p*2/*p*1, ***ступінь попереднього розширення*** *ρ= v*3/*v*2.

Термічний к.к.д. циклу можна представити кількома способами:

**** (1.111)

(1.112)

Якщо температура відпрацьованих газів *Т*4 вище, ніж температура повітря на виході з компресору *Т*2, то частина теплоти, що віддається при охолодженні газів в ізобарному процесі 4 – 1, може бути передана в регенератор (теплообміннік) для підігріву повітря, що прямує до камери згоряння. Очевидно, що при цьому термічний к.к.д. підвищується. Схема ГТУ з регенерацієй теплоти надана на рис. 1.15.



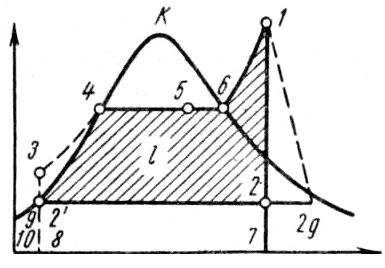
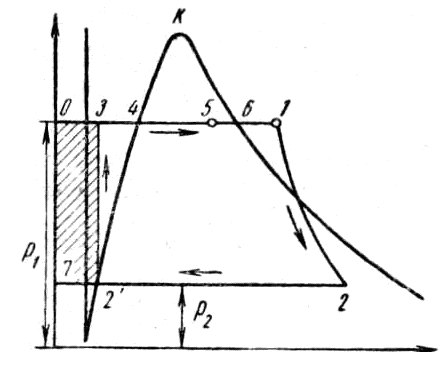
1- компресор; 2 – паливний насос; 3 – пусковий двигун; 4 – камера згоряння; 5 – регенератор; 6 – газова турбіна.

Рисунок 1.15 – Принципова схема ГТУ з регенерацієй теплоти

***Цикл Ренкіна.*** Розглянуті цикли для водяної пари мають деякі недоліки, що роблять недоцільним використання їх у паротурбінних установках.

За основний цикл в паротурбінній установці прийнятий ідеальний цикл Ренкіна. У цьому циклі здійснюється повна конденсація робочого тіла в конденсаторі, внаслідок чого замість громіздкого малоефективного компресора пари для подачі води в котел застосовують живильний водяний насос, який має малий габарит і високий к. к. д. При порівняно невеликої потужності, споживаної насосом, втрати в ньому виявляються малими в порівнянні із загальною потужністю паротурбінної установки. Крім того, в циклі Ренкіна можливе застосування перегрітої пари, що дозволяє підвищити середньоінтегральну температуру підведення теплоти і тим самим збільшити термічний к. к. д. циклу.

На рис. 1.16 зображений ідеальний цикл Ренкіна у *pv*-діаграмі. Точка 4 характеризує стан киплячої води в котлі при тиску *p*1. Лінія 4-5 зображує процес пароутворення в котлі. Точка 5 відповідає вологій насиченій пари, тобто суміші пари та туману води. Потім пара підсушується в перегрівачі до стану сухої насиченої пари - процес 5-6. 6-1 - процес перегріву пари в перегрівачі при тиску *p*1. Отримана пара по адіабаті 1-2 розширюється в турбіні (або в циліндрі парового двигуна) до тиску *р*2 в конденсаторі [6].



Температура газу, К P

Ентропія газу, кДж/кг К S

Тиск газу, Па

Об’єм газу , м3

*а) б)*

*а* — в *pv*-координатах; *б* — в *Ts*-координатах

Рисунок 1.16 - Цикл Ренкіна

У процесі 2-2' пара повністю конденсується до стану киплячої рідини при тиску *р*2, віддаючи теплоту пароутворення охолоджуючій воді.

Процес стиснення води 2'-3 здійснюється в насосі; підвищення температури води, що має місцепри цьому,мізерно мало, і їм при тисках до 3-4 МПа нехтують. Лінія 3-4 зображує змінуоб’єму води при нагріванні від температури в конденсаторі до температури кипіння. Робота насоса зображується заштрихованою площею 032'7. Ентальпія пари при виході з перегрівачу в точці 1 дорівнює *i*1 і в *Ts*-діаграмі зображується пл. 92'34617109. Ентальпія пари при вході в конденсатор в точці 2 дорівнює *i*2 і в *Ts*-діаграмі зображується пл. 92'27109. Ентальпія води при виході з конденсатора в точці 2' дорівнює *і*2’ і в *Ts*-діаграмі зображується пл. 92'8109. Корисна робота пари в циклі Ренкіна зображується в *pv*-діаграмі пл. 2'346122 '.

Якщо в циклі Ренкіна враховувати роботу насоса, то процес адіабатного стиснення води в ньому представиться в *Ts*-діаграмі ізохорою 2'-3, а ізобара 3-4 відповідатиме нагріванню води в котлі при тиску *р*1 до відповідної температури кипіння.

Термічний к.к.д. циклу Ренкіна визначається за рівнянням (1.100).

Теплота *q*1 в циклі підводиться при *р* = const в процесах 3-4 (підігрів води до температури кипіння), 4-6 (пароутворення) і 6-1 (перегрів пари). Для 1 кг пари *q*1 дорівнює різниці ентальпій початкової і кінцевої точок процесу: *q1 = i1 – i3*. Ця кількість теплоти зображується у *Ts-*діаграмі пл. 82'346178. Відвід теплоти *q*2 здійснюється у конденсаторі по ізобарі 2-2', отже *q2 = i2 – i2'* [6].

Відведена теплота зображується в *Ts*-діаграмі пл. 2'2782'. Термічний к.к.д. циклу Ренкіна визначаємо за рівнянням:

**** (1.111)

Розглядаючи це рівняння, можна помітити, що *i*1-*i*2 - робота, що здійснюються турбіною (паровим двигуном), а *i*3 - *i*2’ - робота, що витрачається насосом. Цю роботу при адіабатному стисненні води можна виразити через питомий об'єм і тиск, враховуючи, що вода практично нестислива: *i*3 - *i*2’ *= v(p1 - p2)*. Підставив цей вираз у (1.111) і замінив у знаменнику *i*3 = *i*2’ + *v(p1 - p2)*, отримаємо:

**** (1.112)

Враховуючи, що питомий об'єм води дуже малий у порівнянні з питомим об'ємом пари, це рівняння можна спростити, надавши у наближеній формі:

**** (1.113)

Насправді розширення пари в турбіні відбувається не по адіабаті 1-2, а по лінії 1-2д. Втрати від незворотності розширення пари враховуються внутрішнім відносним к. к. д. турбіни:

****. (1.114)

Аналіз циклу Ренкіна показує, що його термічний к.к.д. зростає із збільшенням початкових тиску і температури пари *р*1, *Т*1 і зі зменшенням кінцевого тиску *р*2 у конденсаторі.

***Цикл поршневого компресора.*** Компресором називається машина, призначена для стиснення газу або пари і транспорту його до споживача. За принципом стиснення робочого тіла в компресорі ці машини класифікуються на дві основні групи: перша - поршневі, гвинтові і ротаційні, друга - лопаточні. У першій групі машин стиснення робочого тіла здійснюється шляхом зменшення його об'єму, у другій - шляхом руху потоку по каналах змінного перерізу.

Завданням термодинамічного аналізу компресора є визначення роботи, що витрачається на стиснення робочого тіла при заданих початкових і кінцевих параметрах. Так як термодинамічні процеси, що протікають в поршневих і ротаційних компресорах, ідентичні, то обмежимося розглядом роботи поршневого компресора.

На рис. 1.17 зображені принципова схема одноступінчатого поршневого компресора і так звана теоретична індикаторна діаграма, яка показує залежність тиску робочого тіла в циліндрі від ходу поршня протягом одного обороту вала або, що те ж, від змінного обсягу робочого тіла в циліндрі. При русі поршня з крайнього лівого положення в праве в циліндрі машини через всмоктуючий клапан *а* надходить газ, який при подальшому русі поршня справа наліво (при закритих клапанах *а* і *б*) стискується від тиску р1 до р2. При досягненні газом тиску р2 відкриється випускний клапан *б* і тоді при подальшому русі поршня справа наліво буде відбуватися процес виштовхування газу з циліндра компресора в нагнітальний трубопровід. Коли поршень прийде в крайнє ліве положення, відкриється впускний клапан і процес почнеться знову. Як випливає з описаних процесів, що протікають в циліндрі компресора, тільки в процесі стиснення газу (процес 1-2 на індикаторної діаграмі) маса його залишається незмінною; при всмоктуванні газу в циліндр компресора (процес *k* - 1) обсяг зростає від нуля до *Vm*, а в процесі виштовхування (процес 2-*п*) зменшується від *V*2 до нуля. Цим принципово відрізняється індикаторна діаграма від *p-v*-діаграми.

Стиснення газу 1 – 2 – термодинамічний процес, тому що в ньому бере участь постійна кількість газу. При одному й тому ж кінцевому тиску *р2* кінцевий об’єм *V2* буде різний у залежності від того, за яким процесом відбувається стиснення, а тому буде різною і робота, що витрачається на привід компресору.

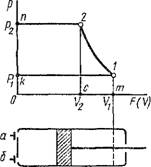


Рисунок 1.17 – Цикл поршневого компресору та його принципова схема

Найбільш вигідним процесом стиснення є ізотермічний. Однак ізотермічне стиснення у компресорі практично не можливо, і крива стиснення розташовується зазвичай між ізотермой і адіабатой. Практично стиснення здійснюється за політропою з показником n = 1,2…1,25. Чим чим інтенсивніше буде охолодження газу при стисненні, тим більше політропа буде відхилятися від адіабати в бік ізотерми.

Теоретична робота компресора, що витрачається на стиснення 1 кг газу:

(1.115)

**1.1.15 Третій закон термодинаміки**

Перший і другий закони термодинаміки не дозволяють визначити значення *S*0 ентропії системи при абсолютному нулі температури (*T=*0К). У зв'язку з цим виявляється неможливим теоретичний розрахунок абсолютних значень ентропії та інших параметрів.На підставі узагальнення експериментальних досліджень властивостей різних речовин при наднизьких температурах був встановлений закон, що усунув зазначену трудність і отримав назву принципу (теореми)Нернста або третього закону термодинаміки.

Третій закон термодинамікивстановлює початок відліку ентропії. Він говорить: ***ентропія будь термодинамічної системи прагне до нуля при прагненні до нуля абсолютної температури системи***, тобто [6].

Друге положення теореми Нернста стверджує, що ***всі процеси поблизу абсолютного нуля, що переводять систему з одного рівноважного стану в інший, відбуваються без зміни ентропії***.

З третього закону термодинаміки випливає, що для всіх тіл при T → 0 К звертаються в нуль теплоємності *Сp* і *СV*. З нього також випливає висновок про неможливість здійснення такого процесу, в результаті якого тіло охололи б до температури *T = 0 К* (*принцип недосяжності абсолютного нуля температури*) [6].

**1.1.16 Водяна пара**

***Основні поняття та визначення.*** Перехід речовини з одного агрегатного стану в інший називається фазовим переходом, або фазовим перетворенням.

Перехід речовини з твердого стану в рідкий називається *плавленням*, з рідкого в газоподібний - *пароутворенням*, з твердого в газоподібний - *сублімацією*. Зворотні процеси відповідно називаються *затвердінням*, або *кристалізацією, конденсацією* і *десублімацією*.

Процес отримання пари з рідини може здійснюватися *випаровуванням* і *кипінням*. Випаровуванням називається пароутворення, що відбувається тільки з вільної поверхні рідини і при будь-якій температурі.

Кипінням називається пароутворення по всій масі рідини, яке відбувається при передачі рідини певної кількості теплоти. При цьому бульбашки пари, що утворилися у стінок посудини і всередині рідини збільшуючись в обсязі, піднімаються на поверхню рідини.

Цей процес починається при досягненні рідиною температури кипіння, яка ще називається температурою насичення *tн* і протягом усього процесу залишається незмінною. Температура кипіння, або температура насичення, *tн* залежить від природи речовини і тиску, причому з підвищенням тиску *tн* збільшується. Тиск, відповідний*tн* називається тиском насичення *рн*.

***Насиченою*** парою називають пару, яка утворилася в процесі кипіння і знаходиться в динамічній рівновазі з рідиною. Насичена пара за своїм станом буває *сухою насиченою* і *вологою насиченою* [4].

Суха насичена пара являє собою пару, що не містить крапель рідини і має температуру насичення (*t = tн*) при даному тиску.

Волога насичена пара - це рівноважна суміш, що складається з крапель рідини, що знаходиться при температурі кипіння, і сухої насиченої пари.

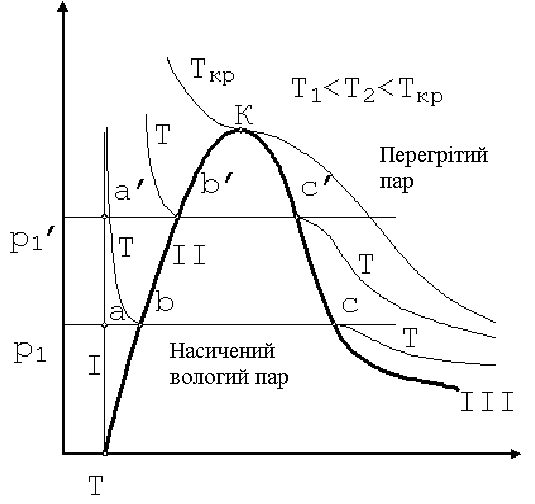
Відношення маси сухої пари *mс.п.*до маси всієї вологої пари *mв.п.*називається ступенем сухості *х*, тобто . Очевидно, що для рідини *х* = 0, для сухої насиченої пари *х* = 1 [4].

Якщо до сухої насиченої пари продовжувати підводити теплоту, то її температура збільшиться. Пара, температура якої при даному тиску більше, ніж температура насичення(*t>tн*), називається перегрітою. Величина перевищення температурою пари температури кипіння рідини називається ступенем перегріву пари.

Водяна пара є реальним робочим тілом і може перебувати в трьох станах: вологого насичення, сухого насичення і в перегрітому стані. Для технічних потреб водяну пару отримують в парових котлах (парогенераторах), де спеціально підтримується постійний тиск.

***Процес пароутворення в pv-координатах*** (рис. 1.18).За початкову температуру води при будь-якому тиску, приймають температуру *t* = 0 °С. Таким чином, лінія I на рис. відповідає станам так званої холодної рідини при різних тисках, що має температуру 0 °С (ізотерма холодної рідини). Питомий об'єм води при *t* = 0 °С приймається рівним 0,001 м3/кг. Внаслідок незначної стисливості води, лінія I виявляється майже вертикальною прямою. Лівіше цій прямій знаходиться область рівноважного співіснування води і льоду [4].

За початок відліку *u*, *i* та *s*для водиприйнято вважати потрійну точку TT (*p0*=611 Па, *t0*=0,01 C, *v0*=0,00100 м3/кг) [4]. У цій точці вода, лід і пар знаходяться в стані термодинамічної рівноваги. Нехтуючи впливом тиску на зміну об’єму води, вважають для всіх станів на лінії I *v0*=0,00100 м3/кг, *u0*=0, *i0*=0 та *s0*=0 [4].



Об’єм газу , м3

Тиск газу, Па

Рисунок 1.18 - Графік процесу пароутворення в *pv*-координатах

Нехай вода нагрівається при постійному тиску *р1*. Початковий її стан визначається точкою *а*, кінцевий (точка *b*) - досягненням при заданому тиску температури кипіння, що залежить від тиску. З *рv* - діаграми випливає, що зі збільшенням тиску температура кипіння збільшується. Ця залежність встановлюється дослідним шляхом.

Стани киплячої води для різних тисків будуть відповідати лінії II, яка називається нижньою прикордонною кривою. Вона зображує залежність питомих обсягів киплячої води від тиску. На нижній прикордонній кривій ступінь сухості *х*= 0 [5].

Параметри киплячої води наводяться в таблицях в залежності їх від тиску або температури. Кількість теплоти, необхідна для доведення води до кипіння дорівнює:

 (1.115)

Подальше підведення теплоти до киплячої води супроводжується паротворенням всередині рідини і переходом частини води в пару. Таким чином, ділянці *b-с* буде відповідати рівноважний стан суміші рідини і пари (волога насичена пара). У кожній точці цього процесу вода буде характеризуватися певним ступенем сухості х.

Кінцевий стан у стадії кипіння характеризується повним перетворенням рідини в пару, яка матиме температуру, рівну температурі насичення (*tc = tн*) при заданому тиску. Такий пар, як уже згадувалося, носить назву сухої насиченої пари, *х* = 1 [5].

Процес пароутворення *b-с* є одночасно ізобарним (*p=p1= const*) і ізотермічним (*T = T1 = const*). При цьому теплота витрачається не на підвищення температури, а тільки на подолання сил тяжіння між молекулами і на роботу розширення пари.

Враховуючи, що між температурою насичення *tн* і тиском *р* існує однозначний зв'язок, стан сухої насиченої пари буде визначатися тільки одним параметром - тиском або температурою.

Стани сухої насиченої пари при різних тисках будуть відповідати лінії III, яка називається верхньою прикордонною кривою. На верхній прикордонній кривій в кожній точці ступінь сухості *х* = 1 [5].

У процесі пароутворення питомий об'єм води різко збільшується. Так, при *р* = 0,1 МПа питомий об'єм киплячої води *v* = 0,001043 м3/кг, тоді як питомийоб'єм сухої насиченої пари дорівнює 1,696 м3/кг. Зі збільшенням тиску ця різниця зменшується і в критичній точці К питомі об'єми води і пари рівні 0,00326 м3/кг. При цьому *tкр* = 374,15 °С, а *Pкр* = 22,06 МПа. При тисках і температурах більших критичних процес пароутворення відсутній. Спостерігається плавний (не стрибкоподібний) перехід води в пару. Прийнято вважати, що в закритичній області кордоном між рідким і пароподібним станом служить точка максимальної теплоємності [6].

***Таблиці водяної пари.*** Для ідеальних газів залежність між параметрами *р, v* і *T* встановлюється рівнянням стану *pv = RT*.Причому два з цих параметрів однозначно визначають третій. Перегріта і насичена пари за своїми властивостями істотно відрізняються від ідеальних газів. Тому співвідношення між параметрами *р, v* і *Т* значно складніше, ніж рівняння стану ідеального газу.

Для насичених парів тиск є функцією температури (*р = f (Т)*). Таким чином, для насичених парів дві змінні *р* і *Т* не визначають стану. Причому питомий об'єм *vx* визначається ступенем сухості пара *х*. Питомий об'єм *vx* є функцією параметрів *р* і *х* або *T* і *х*. Об'єми*vb* і *vc* є функціями температури або тиску (рис.). Отже, щоб визначити стан насиченої пари, необхідно встановити залежності виду *p = f (T), vb=f1(р), vc = f2 (р)*.

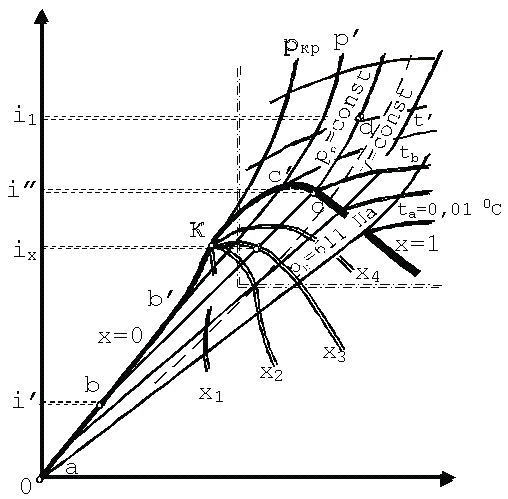
В даний час відомі численні рівняння стану перегрітої водяної пари. Ці рівняння пов'язують між собою основні параметри *р, v* і *Т*.

Одним з найбільш точних рівнянь стану водяної пари є рівняння Вукаловіча-Новикова. Однак такі рівняння, в тому числі і рівняння М.П. Вукаловіча і І.І. Новікова, мають вельми складний вид і розрахунки по них є надзвичайно трудомісткими. Тому при практичних розрахунках параметрів парів використовуються спеціальні таблиці і діаграми, складені на підставі експериментальних і теоретичних даних. У них наводяться відповідні значення параметрів пари і води.

В даний час складені докладні таблиці для перегрітих і насичених водяних парів до температур 1000 °С і тиску 98 МПа. Таблиці складені з високим ступенем точності [6].

***Is-діаграма водяної пари.***Для практичних розрахунків процесів водяної пари широке застосування отримала *is-*діаграма, на якій тепловміст і ентропія вимірюються лінійними відрізками.

У системі координат *i-s* (рис.1.19) спочатку будуються нижня (*а-К*) і верхня (*К-с*) прикордонні криві за табличними даними *i*та*s*. Нижня прикордонна крива проходить через початок координат, так як при *t* = 0 °С ентропія і ентальпія прийняті рівними нулю. Потім наносять ізобари, які в області насиченої пари, будучи одночасно і ізотермами, є прямими лініями, так як при *p=const dq=di*, . Тому *di = Tds* і при *T = consti = Ts + const*. Отже, на *is*-діаграмі кутовий коефіцієнт ізобари дорівнює *T*. Тому чим вище тиск насичення, тим вище температура *T* і тим більше тангенс кута нахилу ізобари [6].



Ентропія газу, кДж/кг К

Ентальпія газу, кДж/кг

Рисунок 1.19 - *is-*діаграма водяної пари

В області перегрітої пари ізобари і ізотерми розходяться, причому ізобари піднімаються догори у вигляді логарифмічних кривих, а ізотерми прагнуть до горизонталі. Це пояснюється тим, що з пониженням тиску перегріта пара за властивостями наближається до ідеального газу, ентальпія якого залежить тільки від температури, тобто лінії *t = const* одночасно є лініями *i = const*. Чим більше температура, тим вище розташована ізотерма.

В області вологої пари нанесені лінії однаковогоступеню сухості *х = const*. На цю ж діаграму часто наносять ще ізохори, які проходять крутіше ізобар.

*Is*-діаграма має низку важливих властивостей: по ній можна швидко визначити параметри пари і різницюентальпій у вигляді відрізків, наочно зобразити адіабатний процес, що має велике значення при вивченні роботи парових двигунів, і вирішувати інші завдання. Зазвичай для практичного використання у великому масштабі будують так звану робочу частину діаграми (на рис. вона обмежена штрих-пунктиром).

Основні термодинамічні процеси водяної пари (*v = const, p = const, t = const*) представлені на *is*-діаграмі відповідними кривими. Адіабатний процес (*s = const*) зображується прямою, паралельною осі ординат. Слід звернути особливу увагу на різні закономірності зміни параметрів стану пари в термодинамічних процесах в залежності від стану пари (насичена або перегріта). Так, в ізотермічному процесі в області насиченої пари ентальпія змінюється значно, а в області перегрітої пари, особливо далеко від лінії *х* = 1, процес *t = const* наближається до *i = const*. Це свідчить про те, що властивості перегрітої пари в цих областях наближаються до властивостей ідеального газу [6].