

14. ТЕРМОДИНАМІКА ТЕПЛОСИЛОВИХ ГАЗОВИХ ЦИКЛІВ

- Цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання
- Цикли газотурбінних установок
- Цикли реактивних двигунів
- Газові двигуни з зовнішніми джерелами енергії
- Загальні методи оцінки ефективності різних теплових двигунів

Мащини, що перетворюють будь-який вид енергії у механічну роботу називають двигунами, а ті, що перетворюють теплоту у механічну роботу – **тепловими двигунами**. Теплоту для двигунів на сьогодні отримують з органічного палива, при хімічній реакції згорання, або з ядерного палива – при ядерній реакції. До органічного палива відносять природні вуглеводні та різні продукти отримані шляхом їх переробки. Ядерним паливом можуть бути ізотопи урану та плутонію, а сировиною для їх отримання виступають руди урану та торію.

Процес згорання палива та виділення теплоти може здійснюватися як всередині самого двигуна так і ззовні, в іншому агрегаті. У першому випадку робочий процес у двигуні здійснюється без проміжного теплоносія, а в другому – з проміжним теплоносієм.

Способи перетворення теплоти у механічну роботу різноманітні. Найбільш поширеними є наступні п'ять типів двигунів: 1) внутрішнього згорання; 2) газотурбінні; 3) реактивні (турбореактивні та ракетні); 4) парові машини; 5) парові турбіни.

У темі розглянуті принципи роботи двигунів перших трьох типів, з акцентом на їх термодинамічні особливості.

14.1. Цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання



Двигун внутрішнього згорання – це теплова машина, в якій підведення теплоти до робочого тіла здійснюється за рахунок згорання палива всередині самого двигуна. Робочим тілом у них на першому етапі є повітря або суміш повітря з легкозаймистим паливом, а на другому етапі – продукти згорання цього рідкого чи газоподібного палива (бензин, гас, солярове масло тощо).

У газових двигунах тиск робочого тіла не надто високий, температура його набагато перевищує критичну, що дозволяє розглядати робоче тіло як ідеальний газ; це значно спрощує термодинамічний аналіз циклу.

Двигуни внутрішнього згорання мають дві суттєві переваги порівняно з іншими типами теплових двигунів. По-перше, завдяки тому, що у них гаряче джерело теплоти знаходиться як би всередині самого двигуна, відпадає потреба великих теплообмінних поверхонь для підведення теплоти від гарячого джерела до робочого тіла. Це забезпечує значну компактність цих двигунів, порівняно з паросиловими установками. По-друге, у теплових двигунах, в яких підведення теплоти до робочого тіла відбувається від зовнішнього гарячого джерела, верхня межа температури робочого тіла обмежується температурою, допус-

тимою для конструкційних матеріалів (так, підвищення температури водяної пари в паротурбінних установках лімітується властивостями сталей, із яких виготовляють елементи парового котла і парової турбіни; із зростанням температури, як відомо, знижується межа міцності матеріалу). У двигунах внутрішнього згорання граничне значення постійно змінної температури робочого тіла, що отримує теплоту не через стінки двигуна, а за рахунок тепловиділення в об'ємі самого робочого тіла, може суттєво перевищувати цю межу. Також необхідно мати на увазі, що стінки циліндра примусово охолоджуються, що розширює температурні межі циклу і тим самим збільшує його термічний к.к.д.

Двигуни внутрішнього згорання поршневого типу широко застосовуються у техніці (в автомашинах, тракторах, літаках старих типів тощо).

Основним елементом будь-якого поршневого двигуна є циліндр з поршнем, з'єднаним за допомогою кривошипно-шатунного механізму із зовнішнім споживачем роботи. Циліндр має два отвори з клапанами, через один із яких відбувається всмоктування робочого тіла, а через другий – його викид після завершення циклу.

Розрізняють три основних види циклів поршневих двигунів внутрішнього згорання:

- цикл Отто (згорання при $v = \text{const}$);
- цикл Дизеля (згорання при $p = \text{const}$);
- цикл Тринклера (згорання при $v = \text{const}$ і потім при $p = \text{const}$).

1. Цикл Отто. Названий так на честь німецького конструктора Ніколауса Августа Отто, який запропонував цей цикл у 1876 р. Схема двигуна, що працює за циклом Отто, та його індикаторна діаграма наведені на рис. 14.1.

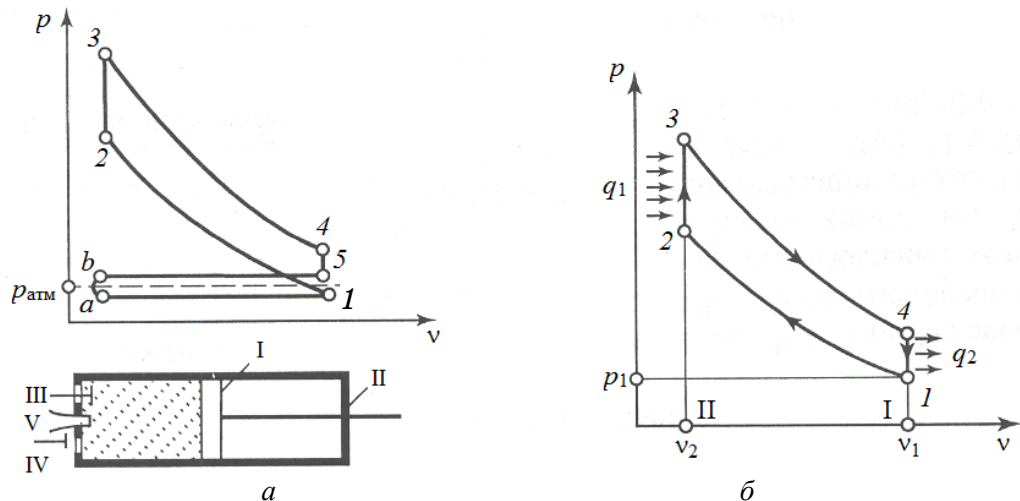


Рис. 14.1 – Схема двигуна Отто (а) та його ідеалізована індикаторна діаграма (б)

Поршень I здійснює зворотно-поступальний рух у циліндрі II, обладнаному всмоктувальним III і вихлопним IV клапанами. У процесі $a-I$ поршень рухається зліва направо, у циліндрі виникає розрідження, відкривається всмоктувальний клапан III і в циліндр подається пальна суміш, приготовлена у спеціальному пристрої – карбюраторі. Пальною сумішшю у циклі є повітря, змішане з деякою кількістю парів бензину (чи іншого палива). Після того як поршень дійде до крайнього правого положення, процес заповнення циліндра сумішшю закінчується і всмоктувальний клапан закривається, поршень починає рухатися у зворотному напрямі – справа наліво. При цьому пальна суміш у циліндрі стискується і її тиск зростає (процес $I-2$). Після того як тиск суміші у циліндрі досягне певного значення (т. 2 на індикаторній діаграмі), за допомогою електричної свічки V відбува-

ється її запалення. Процес згорання суміші відбувається практично миттєво, поршень не встигає переміститися, і тому цей процес можна вважати ізохорним. При згоранні виділяється теплота, за рахунок якої робоче тіло, що знаходиться у циліндрі, нагрівається, його тиск підвищується до значення, що відповідає точці 3 на діаграмі. Під дією цього тиску поршень знову переміщується вправо, виконуючи роботу розширення, що віддається зовнішньому споживачу. Після того як поршень дійде до правої мертвої точки, відкривається вихлопний клапан IV і тиск у циліндрі знижується до значення, яке дещо вище атмосферного (процес 4–5); при цьому частина газу виходить з циліндра. Після цього поршень знову рухається вліво, виштовхуючи з циліндра в атмосферу ту частину відпрацьованих газів, що залишилася (із індикаторної діаграми видно, що тиск у циліндрі у процесі всмоктування дещо менший, а у процесі вихлопу – дещо більший атмосферного як результат аеродинамічного опору обох клапанів і підвідних патрубків, див. рис. 14.1, а).

Після цього починається новий цикл – всмоктування наступної порції пальної суміші і т.д. Таким чином, поршень у циліндрі двигуна, що працює за циклом Отто, протягом одного циклу виконує чотири ходи (такти) – **всмоктування, стиснення, розширення після згорання суміші, виштовхування продуктів згорання** в атмосферу.

Термодинамічний аналіз циклу Отто зручно проводити, розглядаючи ідеалізований цикл, що відповідає наведеній індикаторній діаграмі. Такий ідеалізований цикл Отто представлений у p – v -координатах (див. рис. 14.1, б), побудований для одиниці маси робочого тіла.

Реальний цикл двигуна внутрішнього згорання – розімкнутий, робоче тіло подається ззовні і після закінчення циклу викидається в атмосферу; таким чином, у кожному циклі бере участь нова порція робочого тіла. Оскільки, у пальній суміші, що подається у циліндр двигуна (повітря + паливо), кількість палива відносно невелика, порівняно з кількістю повітря, для зручності аналізу вважають, що цикл двигуна є замкнутим, робочим тілом циклу є повітря, кількість якого у двигуні залишається незмінним, а підведення теплоти q_1 до робочого тіла здійснюється від зовнішнього гарячого джерела через стінку циліндра в ізохорному процесі 2–3 і відповідно відведення теплоти q_2 від робочого тіла до холодного джерела – в ізохорному процесі 4–1.

Оскільки процеси стиснення 1–2 і розширення 3–4 у цьому циклі відбуваються за досить короткі проміжки часу, протягом яких не встигає відбутися помітний теплообмін з навколишнім середовищем, то за першим наближенням їх можна вважати адіабатними.

Таким чином, ідеалізований замкнутий цикл, термодинамічно еквівалентний циклу Отто, складається з двох адіабат (стиснення 1–2 і розширення 3–4) та двох ізохор (підведення теплоти 2–3 та відведення теплоти 4–1). Робота за цикл відповідає площі 3–4–1–2.

Визначимо термічний к.к.д. циклу Отто.

Кількість теплоти, що підводиться до робочого тіла в ізохорному процесі 2–3, визначається рівнянням:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2), \quad (14.1)$$

де T_2 та T_3 – температури робочого тіла, відповідно, до підведення теплоти і після нього, а c_v – середня теплоємність робочого тіла у розглянутому інтервалі температур (якщо вважати робоче тіло ідеальним газом з постійною теплоємністю).

Кількість теплоти, що відводиться від робочого тіла в ізохорному процесі 4–1, складає:

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1), \quad (14.2)$$

де T_4 та T_1 – температури робочого тіла до відведення теплоти і після нього.

Звідси випливає, що термічний к.к.д. циклу Отто може виражатися рівнянням:

$$\eta_m = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}. \quad (14.3)$$

За умови, що $c_v = \text{const}$, цьому виразу може бути наданий вигляд:

$$\eta_m = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2}. \quad (14.4)$$

Для ідеального газу відношення T_1/T_2 в адіабатному процесі визначається виразом:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}.$$

Позначимо відношення питомих об'ємів робочого тіла до стиснення і після нього через ε (величину ε називають **степенем стиснення**):

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}. \quad (14.5)$$

Враховуючи (14.5), попереднє рівняння може бути записано наступним чином:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right). \quad (14.6)$$

Для адіабат 1–2 та 3–4 можна написати рівняння Пуассона:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad (14.7)$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k. \quad (14.8)$$

Поділивши почленно (14.8) на (14.7) і, врахувавши при цьому, що $v_2 = v_3$, а $v_4 = v_1$, отримуємо:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \quad (14.9)$$

або

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \quad (14.10)$$

Враховуючи (14.10) та (14.6), вираз (14.4) для термічного к.к.д. циклу Отто набуде вигляду:

$$\eta_m = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (14.11)$$

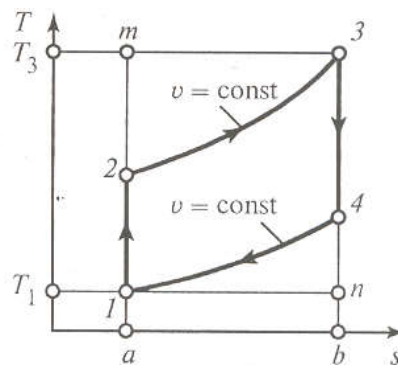
Залежність η_m циклу Отто від степеня стиснення ε для $k = 1,40$ наведена на рис. 14.2, а. За рівнянням (14.11) термічний к.к.д. циклу залежить лише від степеня стиснення робочого тіла в адіабатному процесі 1–2, причому чим він більший, тим вищий термічний к.к.д.

Висновок про те, що завдяки застосуванню попереднього стиснення робочого газу зростає термічний к.к.д. двигуна, досить важливий; у подальшому буде показано, що цей

висновок справедливий для будь-яких двигунів внутрішнього згорання. Як приклад цього можна навести двигун, створений у 1859 р. французьким винахідником Етьєном Ленуаром. У його циклі згорання палива (світільного газу) відбувалося при атмосферному тиску і термічний к.к.д. цього двигуна був доволі малим (3–5 %).



а – залежність к.к.д. від степеня стиснення



б – тепла діаграма

Рис. 14.2 – Енергетичні характеристики циклу Отто

Ідея про те, що застосування попереднього стиснення повітря збільшує термічний к.к.д. двигуна, була значним кроком вперед у розвитку теорії двигунів внутрішнього згорання. Варто відмітити, що вперше думка про доцільність попереднього стиснення повітря перед подачею його у камеру згорання була висловлена С. Карно ще у 1824 р. Перша схема двигуна зі стисненням повітря і згоранням при постійному об'ємі була запропонована у 1862 р. Бо де Роше; пізніше Отто збудував двигун, у якому реалізував цей цикл.

Отже, для збільшення η_m вигідно підвищувати степінь стиснення. Однак практично здійснити стиснення до надто високих значень, що супроводжується значним підвищенням температури і тиску, не вдається, тому що після досягнення певного значення ϵ часто ще до підходу поршня у ліве крайнє положення, відбувається samozapalennia пальної суміші; цей процес має детонаційний характер і руйнує елементи двигуна. Тому степінь стиснення у більшості карбюраторних двигунів не перевищує 7...12. Ця величина залежить від якості палива, зростаючи із покращенням його антидетонаційних властивостей, що характеризується **октановим числом**.

Теплота q_1 , що підводиться до робочого тіла у циклі Отто, зображується у T - s координатах площею $a-2-3-b-a$, а робота циклу – площею $1-2-3-4-1$ (рис. 14.2, б).

Карбюраторні двигуни, що працюють за циклом Отто, широко розповсюджені у техніці: у легкових і багатьох вантажних автомашинах, на літаках (з поршневіми двигунами).

2. Цикл Дизеля. Степінь стиснення ϵ у циклі може бути підвищена, якщо стискати не пальну суміш, а чисте повітря, і тоді, після завершення процесу стиснення вводити у циліндр пальне. Саме на цьому принципі заснований цикл Дизеля (названий на честь німецького інженера Рудольфа Дизеля, який збудував у 1897 р. такий двигун). Схема двигуна, що працює за цим циклом та його індикаторна діаграма, представлені на рис. 14.3, а. У процесі $a-1$ у циліндр двигуна всмоктується чисте атмосферне повітря; у процесі $1-2$ здійснюється адіабатне стиснення цього повітря до тиску p_2 (ступінь стиснення у двигунах Дизеля зазвичай досягає $\epsilon = 15...16$). Після цього починається процес розширення повітря і одночасно через спеціальну форсунку впорскується паливо (гас, солярове масло). За рахунок високої температури стисненого повітря паливо запалюється та згоряє при

постійному тиску, що забезпечується розширенням газу від v_2 до v_3 при $p = \text{const}$. Тому цикл Дизеля називають циклом зі згоранням при постійному тиску.

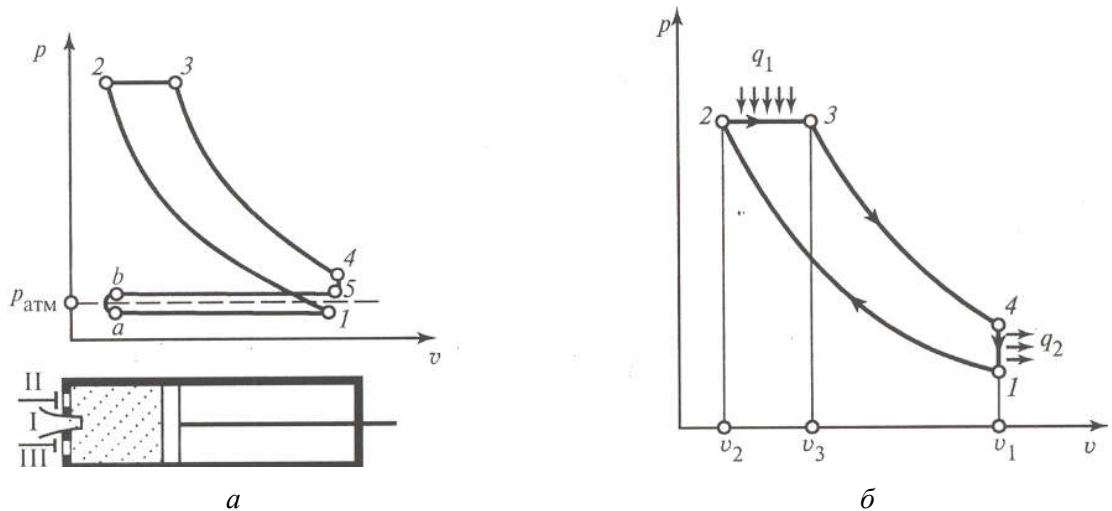


Рис. 14.3 – Схема двигуна Дизеля (а) та його ідеалізована індикаторна діаграма (б)

Після того, як процес введення палива у циліндр завершується (т. 3), подальше розширення робочого тіла відбувається за адіабатою 3–4. У стані, що відповідає точці 4, відкривається вихлопний клапан циліндра, тиск у циліндрі знижується до атмосферного (ізохора 4–5) і газ виштовхується із циліндра в атмосферу (лінія 5–b); таким чином, цикл Дизеля – це також чотиритактний цикл.

Для зручності аналізу замінюємо розглянутий цикл термодинамічно еквівалентним йому ідеалізованим замкненим циклом, що відбувається з чистим повітрям (рис. 14.3, б). Як видно з діаграми, ідеалізований цикл Дизеля складається із двох адіабат (стиснення 1–2 та розширення 3–4), ізобари 2–3, за якою здійснюється підведення теплоти q_1 від гарячого джерела, та ізохори 4–1, за якою відводиться теплота q_2 до холодного джерела.

Розрахуємо термічний к.к.д. цього циклу (вважаючи повітря ідеальним газом з постійною теплоємністю), для чого введемо ще одне позначення – **ступінь попереднього розширення**:

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}. \quad (14.12)$$

Із загального виразу для термічного к.к.д. будь-якого циклу $\eta_m = 1 - \frac{q_2}{q_1}$, і враховуючи, що $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$ – в ізохорному процесі 4–1, а $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$ – в ізобарному процесі 2–3, отримаємо:

$$\eta_m = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} \quad (14.13)$$

або

$$\eta_m = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2}. \quad (14.14)$$

В ізобарному процесі ідеального газу:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho. \quad (14.15)$$

Із рівнянь адіабати для процесів 1–2 та 3–4 маємо:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k;$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k;$$

і враховуючи те, що $v_4 = v_1$ та $p_2 = p_3$, отримуємо, почленно розділивши (14.8) на (14.7):

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k. \quad (14.16)$$

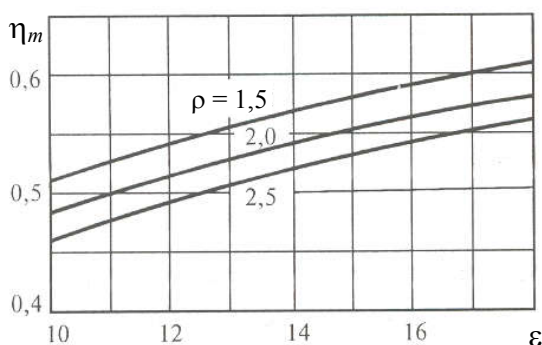
Замінюючи у цьому співвідношенні p_1 та p_4 на ізохорі $v_4 = v_1$ за рівнянням Клапейрона, з врахуванням (14.12), отримуємо:

$$\frac{T_4}{T_1} = \rho^k. \quad (14.17)$$

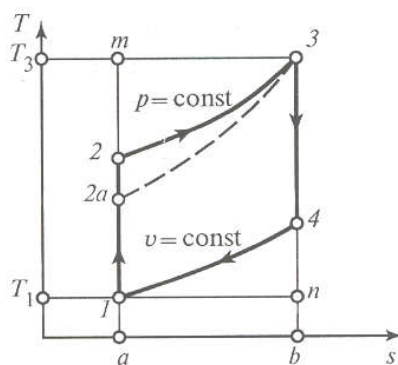
Підставляючи (14.17) та (14.15) в (14.14), отримуємо наступний вираз для термічного к.к.д. циклу Дизеля:

$$\eta_m = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1} \cdot \frac{1}{\epsilon^k - 1}. \quad (14.18)$$

Це співвідношення показує, що термічний к.к.д. циклу Дизеля тим вищий, чим вища степінь стиснення ϵ (як і у циклі Отто) і чим менша величина ρ . Залежність η_m циклу Дизеля від цих величин при $k = 1,40$ представлена на рис. 14.4, а.



а – залежність к.к.д. від степеня стиснення та степеня попереднього розширення



б – теплова діаграма

Рис. 14.4 – Енергетичні характеристики циклу Дизеля

Цикл Дизеля у T - s -діаграмі представлений на рис. 14.4, б. Величина q_1 відповідає площі $a-2-3-b-a$, величина q_2 – площі $a-1-4-b-a$, робота циклу l_y – площі $1-2-3-4-1$.

Порівняємо між собою значення термічних к.к.д. циклів Отто і Дизеля, приймаючи в обох циклах однаковою або степінь стиснення ϵ , або найвищу температуру робочого

тіла – T_3 , а вихідні параметри робочого тіла у початковій точці циклу (p_1, v_1, T_1) вважають однаковими для обох циклів.

Якщо прийняти, що ступінь стиснення в обох циклах однаковий, то з (14.11) та (14.18) очевидно, що термічний к.к.д. циклу Отто вищий ніж циклу Дизеля. Однак порівняння к.к.д. цих циклів за умови однакових значень ϵ навряд чи правомірне, оскільки перевагою циклу Дизеля є саме можливість досягнення більш високих степенів стиснення.

Порівняння значень η_m циклів Отто та Дизеля за умови однакової найвищої температури T_3 показує, що у цьому випадку термічний к.к.д. циклу Дизеля значно вищий, ніж циклу Отто. Зокрема, це видно з T – s -діаграми (див. рис. 14.4, б); оскільки $c_p > c_v$, тобто $T(\partial s / \partial T)_p > T(\partial s / \partial T)_v$, то, відповідно, ізохора йде стрімкіше, ніж ізобара (на рис. 14.4, б штриховою лінією нанесена ізохора циклу Отто 2а–3), і, отже, ступінь заповнення циклу Дизеля вищий, ніж циклу Отто.

При порівнянні обох циклів для рівних робіт циклу $l_u = q_1 - q_2$ і максимальному тиску легко помітити, що теплота q_2 у циклі Отто більша, ніж у циклі Дизеля, а термічний к.к.д. менший. Подібне порівняння найбільш виправдане і дає підстави вважати цикл Дизеля більш економічним, ніж цикл Отто.

Слід відмітити, що двигун Дизеля, не потребує карбюрування палива, і може працювати на його більш низький сортах. Основними недоліками двигуна Дизеля порівняно з двигуном Отто є потреба затрачати роботу на привід пристрою для розпилення палива і відносна тиххідність, обумовлена більш повільним згоранням палива.

3. Цикл Тринклера. Свого роду “гібридом” циклів Отто і Дизеля є цикл дизельного двигуна зі змішаним згоранням або цикл Тринклера, названий на честь російського вченого Густава Васильовича Тринклера, який вперше запропонував його у 1904 р. (іноді називають циклом Сабате). Двигуни, що працюють за цим циклом (рис. 14.5, а), мають так звану форкамеру, з’єднану з робочим циліндром вузьким каналом. На рис. 14.5, б показаний цикл такого двигуна у p – v -координатах. У робочому циліндрі повітря адіабатно стискається за рахунок інерції маховика, що насаджений на вал двигуна, нагріваючись при цьому до температури, що забезпечує запалення рідкої паливно-повітряної суміші, яка подається у форкамеру (процес 1–2). Форма і розташування останньої сприяє найкращому змішуванню палива з повітрям, у результаті чого відбувається швидке згорання частини палива у невеликому об’ємі форкамери (процес 2–5).

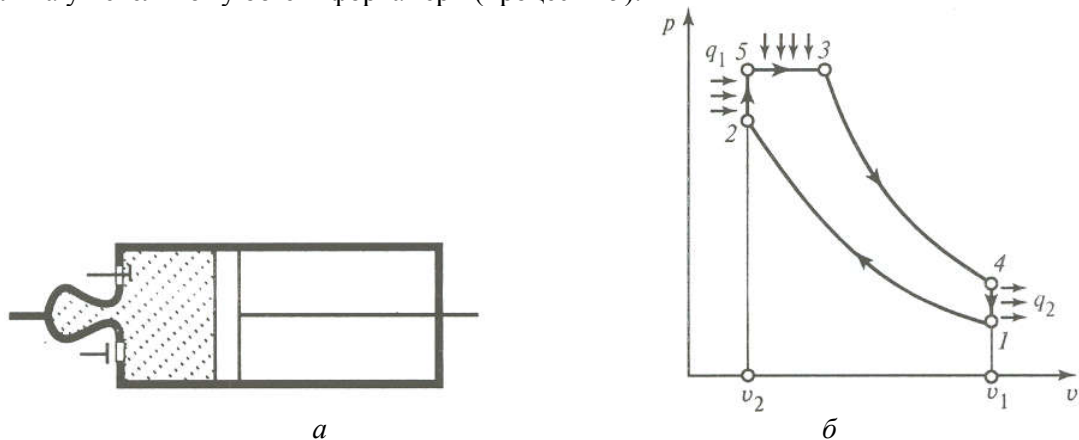


Рис. 14.5 – Схема двигуна Тринклера (а) та його індикаторна діаграма (б)

Завдяки зростанню тиску у форкамері утворена у ній суміш палива, що ще не згоріло, повітря і продуктів згорання проштовхується у робочий циліндр, де відбувається його до-

горання, що супроводжується переміщенням поршня зліва направо, при приблизно постійному тиску (процес 5–3). Після завершення згорання палива подальше розширення продуктів згорання (робочий хід) відбувається адіабатно (процес 3–4), після чого відпрацьовані гази видаляються з циліндра (процес 4–1). Таким чином, у циклі зі змішаним згоранням підведення теплоти q_1 здійснюється спочатку по ізохорі (q_1'), а потім по ізобарі (q_1'').

Особливість цього двигуна полягає в тому, що на відміну від двигуна Дизеля, йому не потрібен компресор високого тиску для розпилення палива. Рідке паливо, введене у форкамеру за порівняно невисокого тиску, розпилюється струменем стисненого повітря, що поступає із основного циліндра. При цьому цей цикл частково зберігає переваги циклу Дизеля над циклом Отто – частина процесу згорання здійснюється за постійного тиску.

Визначимо термічний к.к.д. циклу зі змішаним згоранням.

У залежності $\eta_m = 1 - q_2 / q_1$ величина q_2 (теплота, що відводиться по ізохорі 4–1) і надалі визначається виразом $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$, тоді як величина $q_1 = q_1' + q_1''$ складається з теплоти q_1' , що підводиться в ізохорному процесі 2–5, та теплоти q_1'' , що підводиться в ізобарному процесі 5–3. Очевидно, що:

$$q_1' = c_v(T_5 - T_2); \quad q_1'' = c_p(T_3 - T_5).$$

Звідси для термічного к.к.д. циклу зі змішаним згоранням отримуємо вираз:

$$\eta_m = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_5 - T_2) + c_p(T_3 - T_5)}, \quad (14.19)$$

або

$$\eta_m = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\left(\frac{T_5}{T_2} - 1\right) + k \frac{T_5}{T_2} \left(\frac{T_3}{T_5} - 1\right)} \cdot \frac{T_1}{T_2}. \quad (14.20)$$

Ввівши позначення $\lambda = p_5 / p_2$ – степінь підвищення тиску в ізохорному процесі згорання та $\rho = v_3 / v_5$ – степінь попереднього розширення в ізобарному процесі згорання, без виводу подамо ще один вираз для визначення термічного к.к.д.:

$$\eta_m = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (14.21)$$

При $\rho = 1$ (це відповідає відсутності ізобарного процесу) рівняння (14.21) перетворюється у рівняння для термічного к.к.д. циклу Отто, а при $\lambda = 1$ (відсутність ізохорного процесу) – це рівняння перетворюється на рівняння для η_m циклу Дизеля.

4. Співставлення к.к.д. основних циклів поршневих двигунів. Для того, щоби оцінити ефективність двигунів внутрішнього згорання, необхідно отримати відповіді на дві основні групи питань:

- яке значення к.к.д. оборотного циклу теплосилової установки, від яких факторів цей коефіцієнт залежить і що необхідно виконати для його збільшення;
- наскільки значні незворотні втрати в реальному циклі двигуна, як вони розподіляються на окремих елементах циклу і, як наслідок цього, на вдосконаленні якої частини циклу потрібно звертати увагу з метою зниження ступеня його незворотності.

Порівняння значення η_m для циклу із змішаним згоранням зі значеннями η_m циклу Отто та циклу Дизеля, при однакових степенях стиснення ϵ показує, що:

$$\eta_m^{\text{Дизеля}} < \eta_m^{\text{Тринклера}} < \eta_m^{\text{Отто}}, \quad (14.22)$$

а при однакових найвищих температурах циклу (T_3):

$$\eta_m^{\text{Дизеля}} > \eta_m^{\text{Тринклера}} > \eta_m^{\text{Отто}}. \quad (14.23)$$

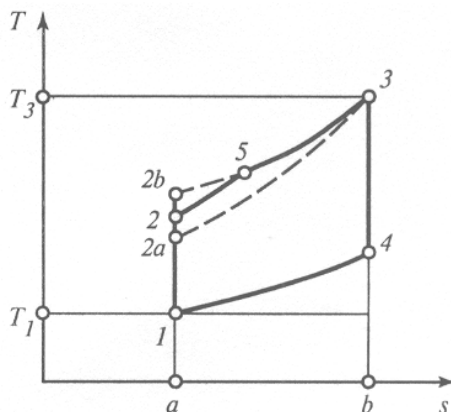


Рис. 14.6 – Порівняння роботи циклу для різних схем двигунів

Ці нерівності наочно ілюструються у T - s -діаграмі (рис. 14.6); зокрема, залежність (14.23) впливає з рівності для всіх трьох циклів теплоти q_2 , що відповідає площі a - 1 - 4 - b - a при найбільшому значенні роботи циклу у циклі дизельного двигуна (площа 1 - $2b$ - 3 - 4 - 1), середньому значенні роботи циклу у змішаному циклі (площа 1 - 2 - 5 - 3 - 4 - 1) і найменшому значенні роботи циклу у циклі Отто (площа 1 - $2a$ - 3 - 4 - 1).

Разом з тим, відмітимо, що у чотиритактних двигунах під час тактів всмоктування і виштовхування продуктів згорання, що здійснюються за тиску, близького до атмосферного, виконується невластива їм робота, тому деякі сучасні швидкохідні поршневі двигуни, наприклад, мотоциклетні,

працюють у два такти, а такти всмоктування і виштовхування замінюються подачею робочого тіла та викиданням його з циліндра через спеціальні вікна, що замінюють всмоктувальний і вихлопний клапани і не закриваються рухомим поршнем. Двотактні двигуни мають такі самі цикли, як і чотиритактні. Результати наведеного аналізу ефективності циклів двигунів внутрішнього згорання справедливі тільки для ідеалізованих циклів, без врахування необоротності та інших факторів. У реальних циклах, робоче тіло за своїми властивостями відрізняється від ідеального газу з постійною теплоємністю; внаслідок неминучого тертя процеси адіабатного стиснення та розширення відбуваються не по ізентропі, а при зростанні ентропії; примусове охолодження стінок циліндра також збільшує відхилення цих процесів від ізентропних; згорання палива відбувається за незначні, однак певні, кінцеві проміжки часу, протягом яких поршень дещо переміщується, тому умова ізохорності процесу згорання не виконується повністю; крім цього, мають місце і чисто механічні втрати у механізмах.

Все це відноситься і до процесу вихлопу при відкриванні вихлопного клапана.

Тому для переходу від ідеальних термодинамічних циклів, для реальних двигунів необхідно вводити внутрішній відносний к.к.д., чисельне значення якого визначається експериментально при випробовуванні двигуна (це вивчає дисципліна “Теорія двигунів”).

14.2. Цикли газотурбінних установок

Одними із основних недоліків, властивих поршневим двигунам внутрішнього згорання, є їх неминуча нерівномірність роботи у часі – протягом циклу температури і тиски в циліндрі різко змінюються; для перетворення зворотно-поступального руху поршня в обертальний є обов’язковим застосування спеціального кривошипно-шатунного механізму, середня швидкість робочого тіла у двигуні невелика. Усі ці обставини не дозволяють при їх конструюванні зосередити велику потужність в одному агрегаті.

Ці недоліки відсутні у двигунах внутрішнього згорання другого типу – **газотурбінних установках** (ГТУ). На відміну від поршневого двигуна внутрішнього згорання, в якому процеси відбуваються послідовно один за одним та в одному і тому самому елементі двигуна – циліндрі, в ГТУ процеси циклу відбуваються у різних елементах, і тому в ній немає такої нерівномірності умов роботи елементів, як у поршковому двигуні. У ГТУ середня швидкість робочого тіла значно вища (в 50–100 раз), ніж у поршневих двигунах. Усе це дозволяє зосередити у порівняно невеликих за розміром ГТУ великі потужності. Крім цього, у них реалізується адіабатне розширення робочого тіла до тиску, що відповідає тиску навколишнього середовища, тобто реалізуються так звані **цикли повного розширення**.

Ці важливі переваги роблять газотурбінні установки досить перспективними. Поки що обмежене їх застосування у високоекономічних та великих енергетичних об'єктах пояснюється в основному тим, що через недостатню жаростійкість сучасних конструкційних матеріалів, турбіни можуть надійно працювати в області температур, що значно менші, ніж у двигунах внутрішнього згорання поршневого типу, але прогрес у розробці та створенні нових жаростійких матеріалів дає надію на подальше розширення використання газових турбін в областях високих температур.

На сьогодні ГТУ широко застосовують як транспортні установки (в авіації, на колісних і гусеничних машинах, залізничному транспорті, флоті) та як нагнітачі газокompресорних станцій магістральних газопроводів. Газотурбінні установки застосовують на електростанціях як самостійні енергоблоки та у складі комбінованих парогазових установок.

У теорії термодинамічних циклів газотурбінні установки класифікують за тією самою ознакою, що і поршневі двигуни внутрішнього згорання, – за способом спалення палива: при постійному тиску (**цикл Брайтона**) і при постійному об'ємі (**цикл Гемфрі**). Розглянемо більш детально лише ГТУ з підведенням теплоти при постійному тиску, так як ГТУ з підведенням теплоти при постійному об'ємі у зв'язку з технічними складнощами при створенні спеціальних камер згорання, широкого розповсюдження майже не отримали.

1. Цикл простої газотурбінної установки (при $p = \text{const}$). Принципова схема цієї ГТУ представлена на рис. 14.7, а. Повітря з навколишнього середовища (стан 1) поступає у компресор K , де адіабатно стискається до тиску p_2 , що, як правило, не перевищує 3 МПа. У камері згорання $KЗ$ відбувається згорання рідкого або газоподібного палива. Гази, що утворилися у ній (суміш продуктів згорання і повітря, яке не брало участь у процесі окиснення) у стані 3 за температури 1000–1800 К поступають у газову турбіну T , де адіабатно розширюються до початкового тиску p_1 , після чого викидаються у навколишнє середовище.

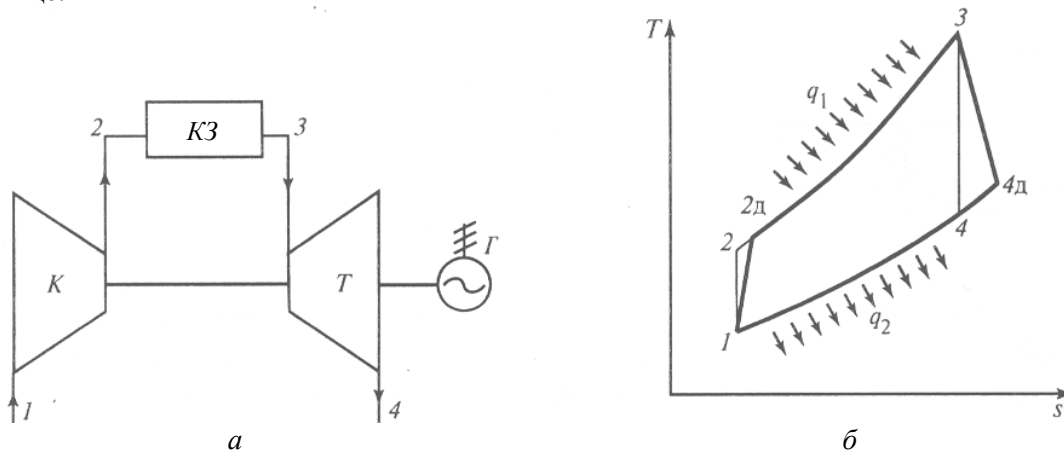


Рис. 14.7 – Схема простої газотурбінної установки (а) та її термодинамічний цикл (б)

Компресор K , газова турбіна T і електрогенератор G жорстко з'єднані між собою, і тому частина виконаної турбіною роботи витрачається на привід компресора, інша частина (без втрат на тертя у підшипниках і витрати на привід паливного насоса) і є роботою ГТУ:

$$l_{\text{ГТУ}} = l_m - l_k, \quad (14.24)$$

яка передається споживачу. На рис. 14.7, *a* споживачем роботи виступає електричний генератор G , у якому механічна енергія перетворюється в електроенергію.

На рис. 14.7, *б* у T - s -координатах показаний **оборотний термодинамічний цикл** $1-2-3-4-1$, який здійснюється робочим тілом ГТУ. В оборотних циклах усі процеси оборотні, тому адіабатні процеси стиснення у компресорі ($1-2$) і розширення у турбіні ($3-4$) – оборотні (відбуваються без тертя), а отже, ізоентропні. Крім того, вважаємо склад робочого тіла у тракці ГТУ незмінним і таким, що має властивості повітря. Це припущення лише на перший погляд може бути дивним – у компресорі стискається повітря, а у турбіні розширюються гази, які є сумішшю повітря та продуктів згорання, які за своїми властивостями мало відрізняються від властивостей повітря. Далі, при термодинамічному аналізі зазвичай нехтують втратою тиску у $K3$ і незначною відмінністю тисків p_1 та p_4 . Тому процес $2-3$ у камері згорання подають як ізобарне підведення теплоти q_1 до робочого тіла – повітря, а процес охолодження вихлопних газів у навколишньому середовищі – як ізобарний процес $4-1$. Таким чином, хоча схема простої ГТУ є розімкнутою, але її цикл у T - s -діаграмі показують як замкнутий. Саме тому іноді їх називають газотурбінними установками, які працюють за **розімкнутим циклом**.

Для визначення питомої роботи турбіни l_m і компресора l_k , а також підведеної та відведеної теплоти (q_1 та q_2) застосовують перший закон термодинаміки для потоку речовини, у якому нехтують зміною кінетичної і потенціальної енергії потоку. Тоді, враховуючи, що в адіабатних процесах стиснення і розширення $q = 0$, отримаємо:

$$l_m = h_3 - h_4; \quad (14.25)$$

$$l_k = h_2 - h_1, \quad (14.26)$$

а оскільки у процесах підведення і відведення теплоти технічна робота $l_{\text{техн}} = 0$, то

$$q_1 = h_3 - h_2; \quad (14.27)$$

$$q_2 = h_4 - h_1. \quad (14.28)$$

Зрозуміло, що робота процесу стиснення $1-2$ і теплота процесу $4-1$ мають від'ємний знак і дорівнюють, відповідно, $l_{1-2} = h_1 - h_2$, а $q_{4-1} = h_1 - h_4$. Але при аналізі термодинамічних циклів під роботою компресора, а також під відведеною теплотою зазвичай розуміють їх абсолютні значення, які визначаються співвідношеннями (14.26) та (14.28). Тому величина роботи ГТУ у співвідношенні (14.24) записується як різниця, а не сумою робіт турбіни та компресора.

Потужності турбіни, компресора і усієї ГТУ легко визначити, якщо відомі величини питомих робіт – l_m , l_k , $l_{\text{ГТУ}}$ та масова витрата робочого тіла m :

$$N_m = m l_m; \quad (14.29)$$

$$N_k = m l_k; \quad (14.30)$$

$$N_{\text{ГТУ}} = m l_{\text{ГТУ}} = N_m - N_k. \quad (14.31)$$

Термічний к.к.д. оборотного циклу ГТУ $1-2-3-4-1$ визначається як відношення роботи циклу (14.24) до підведеної теплоти (14.27):

$$\eta_m = \frac{l_{\text{ГТУ}}}{q_1} = \frac{l_m - l_k}{q_1} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2}. \quad (14.32)$$

Співвідношення (14.24)–(14.32) дозволяють розрахувати величини питомих робіт і потужностей турбіни, компресора та всієї установки, а також термічний к.к.д. оборотного циклу ГТУ. Значення ентальпії при цьому беруть із таблиць чи визначають за відповідними рівняннями стану. Як випливає з формул (14.24)–(14.26) і (14.32), питома робота та внутрішній к.к.д. оборотного циклу ГТУ визначаються ентальпією h_1 , h_2 , h_3 і h_4 , для визначення яких достатньо знати тиск p_1 і температуру T_1 навколишнього середовища, температуру газу перед турбіною T_3 і тиск газу p_2 у камері згорання (або ступінь підвищення тиску $\beta = p_2/p_1$ у компресорі. Цей параметр є одним з основних характеристик цього циклу).



Ступінь підвищення тиску – це відношення тисків у кінці та на початку процесу стиснення.

Розглянемо вплив цих факторів на питому роботу і внутрішній к.к.д. оборотного циклу ГТУ. Оскільки тиск p_1 і температура T_1 – це параметри навколишнього повітря, які ми змінювати не можемо, то дослідимо вплив температури газів T_3 і тиску $p_2 = p_3$ на питому роботу $l_{\text{ГТУ}}$, а також термічний к.к.д. η_m оборотного циклу ГТУ.

Ці залежності можна отримати аналітично, якщо ввести деякі припущення, що спрощують розрахунок. Для цього замінимо у (14.25)–(14.27) та (14.32) різниці ентальпії добутком ізобарної теплоємності c_p на відповідні різниці температур, вважаючи теплоємність c_p величиною постійною і незалежною від температури:

$$l_{\text{ГТУ}} = l_m - l_k = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1) = c_p T_3 \frac{\tau - 1}{\tau} - c_p T_1(\tau - 1) = c_p T_1 \frac{(\tau - 1)(\theta - \tau)}{\tau}; \quad (14.33)$$

$$q_1 = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_1) - c_p(T_2 - T_1) = c_p T_1(\theta - 1) - c_p T_1(\tau - 1) = c_p T_1(\theta - \tau); \quad (14.34)$$

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ГТУ}}}{q_1} = 1 - \frac{1}{\tau} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}; \quad (14.35)$$

$$\tau = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}, \quad (14.36)$$

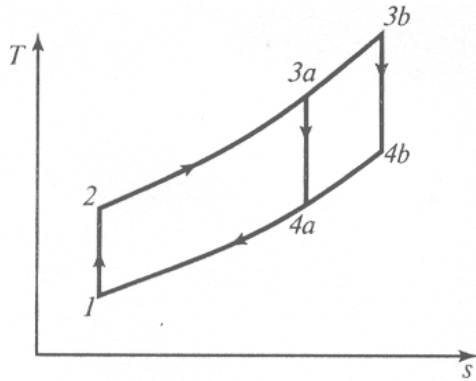
де $\theta = T_3 / T_1$ – відношення максимальної температури до мінімальної температури циклу; τ – ступінь підвищення температури при оборотному стисненні у компресорі.

Формула (14.35) показує, що термічний к.к.д. розглянутого циклу залежить від роботи компресора, що стискує повітря, та природи робочого тіла (показника адіабати k). Чим вище показник адіабати і чим більше стискується повітря, тим більший к.к.д. Однак, при зростанні показника β інтенсивність зростання к.к.д. поступово зменшується.

Використання у співвідношеннях (14.33)–(14.35) ступеня підвищення температури τ замість тиску p_2 (або β) дещо спрощує математичні перетворення. Залежність τ від тиску p_2 визначається формулою (14.36) та ілюструється таблицею 14.1, де як приклад наведені розраховані значення β та τ для різних тисків p_2 і незмінного тиску $p_1 = 1$ бар та $k = 1,35$.

Таблиця 14.1 – Залежність степеня підвищення температури від тиску у камері згорання

p_2 , бар	1	2	5	10	30	100
$\beta = p_2/p_1$	1	2	5	10	30	100
$\tau = T_2/T_1$	1	1,21	1,52	1,82	2,41	3,30

**Рис. 14.8 – Порівняння двох циклів ГТУ**

Питома робота циклу, як це впливає з виразу (14.33), тим більша, чим більша температура газів T_3 (або $\theta = T_3/T_1$). Пояснення цієї закономірності стає зрозумілим із порівняння двох циклів ГТУ, які мають однакові тиски p_2 , але різні температури T_3 (T_{3a} та T_{3b} на рис. 14.8). Оскільки робота оборотного циклу дорівнює його площі у T - s -координатах, то у циклі $1-2-3b-4b-1$ з більшою температурою T_3 і робота є більшою. Розміщення максимуму роботи $l_{ГТУ}$ можна знайти, прирівнявши до нуля першу похідну від (14.33) по τ :

$$\frac{dl_{ГТУ}}{d\tau} = c_p T_1 \left(\frac{\theta}{\tau^2} - 1 \right) = 0.$$

Розв'язуючи це рівняння, знайдемо оптимальне значення $\tau_{\text{опт}}$, за якого робота оборотного циклу ГТУ буде максимальна:

$$\tau_{\text{опт}} = \sqrt{\theta} = \sqrt{\frac{T_3}{T_1}} \quad (14.37)$$

і оптимальний степінь підвищення тиску $\beta_{\text{опт}}$, який визначається з (14.36) та (14.37):

$$\beta_{\text{опт}} = \tau_0^{\frac{k}{k-1}} = \theta^{\frac{k}{2(k-1)}} = \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}}. \quad (14.38)$$

Максимальне значення роботи оборотного циклу ГТУ знайдемо, якщо підставимо вираз (14.37) у співвідношення (14.33):

$$l_{ГТУ}^{\text{max}} = c_p \cdot T_1 (\sqrt{\theta} - 1)^2.$$

Цікаво відмітити, що якщо в оборотному циклі ГТУ тиск в камері згорання p_2 вибрати відповідно до виразів (14.37) та (14.38), то температура газів T_4 , що відходять, буде дорівнювати температурі повітря перед камерою згорання T_2 . При цьому, як впливає з (14.33), відношення роботи турбіни до роботи компресора буде дорівнювати $\sqrt{\theta}$. Якщо прийняти $t_1 = 15^\circ\text{C}$, а $t_3 = 1000^\circ\text{C}$, то $\sqrt{\theta} = \sqrt{1273 / 288} = 2,1$. Тобто, робота турбіни має бути майже у 2 рази більша роботи компресора, або, що те саме, половина роботи турбіни має витрачатися на привід компресора і всього лише половина перетворюється на електроенергію.

Реальний (необоротний) цикл ГТУ відрізняється від ідеального (оборотного) перш за все виділенням теплоти тертя у процесах стиснення і розширення робочого тіла. В оборотних адіабатних процесах стиснення і розширення ентропія не змінюється, а у необоротних вона зростає. Тому на T - s -діаграмі (див. рис. 14.7, б) реальний процес стиснення у компресорі зобразиться лінією $1-2_{\text{д}}$, а процес розширення газу у турбіні лінією $3-4_{\text{д}}$. Та-

ким чином, необоротний цикл ГТУ, що враховує втрати на тертя у турбіні і компресорі, це цикл $1-2_d-3-4_d-1$.

Основними способами покращення характеристик ГТУ є удосконалення проточної частини турбіни і компресора (збільшення внутрішніх відносних к.к.д. компресора – η_{0i}^k та турбіни – η_{0i}^m , які завжди менші одиниці. Для сучасних ГТУ вони дорівнюють $0,85 \dots 0,9$), а також підвищення температури газу перед турбіною T_3 , що досягається використанням жаростійких сталей і теплозахисних покриттів, які дозволяють використовувати в ГТУ гази з температурою $T_3 = 850 \dots 900^\circ\text{C}$. Для досягнення ще більш високих температур газу (до 1500°C) використовується охолодження внутрішніх елементів газової турбіни стисненим повітрям від компресора і, рідше, водяною парою.

Крім того, збільшення к.к.д. можливе і за рахунок ускладнення схеми установки з метою підвищення середньої температури підведення та зменшення середньої температури відведення теплоти, наслідком чого буде підвищення к.к.д. циклу. До таких способів підвищення к.к.д. відносять регенерацію, а також багатоступінчасте стиснення повітря у компресорі та багатоступінчасте розширення газу у турбіні.

2. Цикл газотурбінної установки з регенерацією. Невисокі значення к.к.д. простих ГТУ певною мірою пояснюються високими температурами газу, який покидає газову турбіну і викидається у навколишнє середовище (стан 4_d на рис. 14.7, б). Ця температура у сучасних ГТУ може бути 500°C і більше. Якщо при цьому виконується нерівність $T_{4_d} > T_{2_d}$, то, очевидно, можна організувати підведення теплоти таким чином, щоб спочатку повітря нагрівалося за рахунок теплоти вихлопних газів, а потім у камері згорання за рахунок спалення палива. Подібне додаткове використання теплоти вихлопних газів у ГТУ називають **регенерацією теплоти** або просто **регенерацією**.

На рис. 14.9 представлені принципова схема (а) та цикл ГТУ (б) з регенерацією теплоти. Із порівняння цієї схеми зі схемою ГТУ без регенерації (див. рис. 14.7, а) видно, що в ній доданий лише регенеративний теплообмінник P , у якому вихлопні гази охолоджуються у процесі 4_d-6_d , підігріваючи при цьому повітря, яке поступає в камеру згорання $KЗ$ (процес 2_d-5_d).

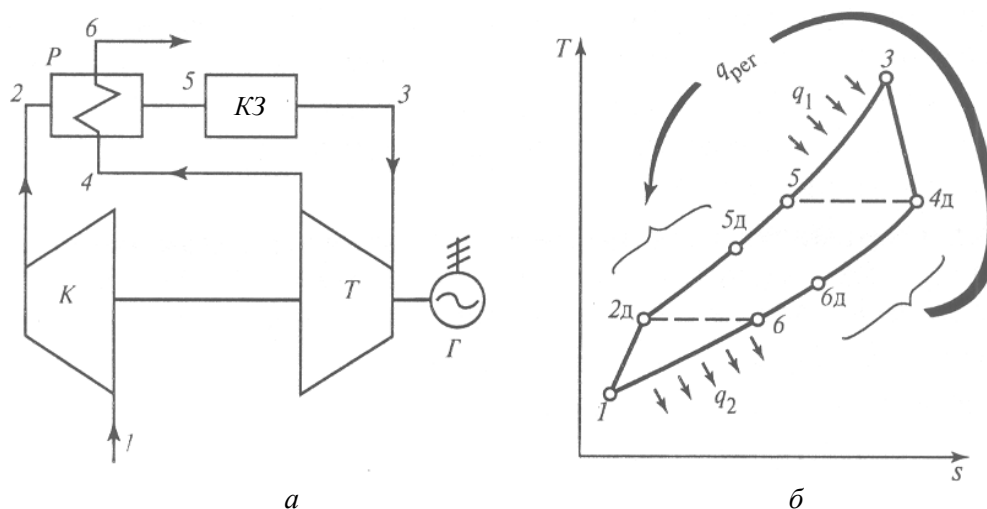


Рис. 14.9 – Принципова схема регенеративної ГТУ (а) та її цикл (б)

Очевидно, що при такій схемі у регенеративному теплообміннику неможливо нагріти повітря до температур вищих, ніж $T_5 = T_{4_d}$, і охолодити газ до температур, менших,

ніж $T_6 = T_{2д}$. Варіант, коли газ охолоджується у регенеративному теплообміннику до температури $T_6 = T_{2д}$, а повітря нагрівається до $T_5 = T_{4д}$, називається **граничною регенерацією**. При цьому в теплообміннику від газу до повітря передається максимальна теплота регенерації:

$$q_{\text{рег}}^{\text{гран}} = h_{4д} - h_6 = h_5 - h_{2д} = h_{4д} - h_{2д}. \quad (14.39)$$

Граничну регенерацію здійснити практично неможливо, так як при цьому теплообмін між газом і повітрям має відбуватися за безмежно малої різниці температур, для чого необхідні були би безмежно великі поверхні теплообміну. Зрозуміло, що гранична регенерація – це термодинамічно ідеальний (оборотний) процес. Насправді повітря в регенеративному теплообміннику нагрівається до температури $T_{5д}$, меншої, ніж T_5 , а газ охолоджується до температури $T_{6д}$, більшої, ніж T_6 . Такий реальний процес теплообміну з кінцевою різницею температур є додатковою (крім виділення теплоти тертя в компресорі та турбіні) причиною необоротності. У цьому випадку теплота регенерації, що передається від газу до повітря в регенеративному підігрівачі, дорівнює:

$$q_{\text{рег}} = h_{4д} - h_{6д} = h_{5д} - h_{2д}. \quad (14.40)$$

Як видно з рис. 14.9, б $q_{\text{рег}} < q_{\text{рег}}^{\text{гран}}$, а їх відношення називають **ступенем регенерації**:

$$\sigma = \frac{q_{\text{рег}}}{q_{\text{рег}}^{\text{гран}}} = \frac{h_{4д} - h_{6д}}{h_{4д} - h_{2д}} = \frac{h_{5д} - h_{2д}}{h_{4д} - h_{2д}}. \quad (14.41)$$

Степінь регенерації σ , як випливає з (14.41), завжди менший одиниці. Граничній регенерації відповідає $\sigma = 1$. Схему простої ГТУ, зображену на рис. 14.7, а, можна розглядати як окремий випадок регенеративної схеми, в якій $\sigma = 0$. Степінь регенерації можна розглядати як величину, що характеризує незворотність процесу теплообміну у регенеративному теплообміннику. Чим він вищий, тим менша незворотність і більший внутрішній к.к.д. циклу газотурбінної установки (суттєвий вииграш настає при $\sigma > 0,5 \dots 0,7$).

Зазначимо, що при зниженні температури T_3 (наприкінці адіабатного стиснення), ефективність застосування регенерації зростає.

Разом з тим, ГТУ з регенерацією мають і деякі недоліки. Так, регенерація з високими значеннями σ потребує створення габаритних регенеративних теплообмінників, які нівелюють основні переваги ГТУ – їх простоту та компактність. Крім того, при великих σ збільшуються гідравлічні втрати у процесах підведення та відведення теплоти і зменшуються величини питомої роботи і внутрішнього к.к.д. установки. Хоча регенерація теплоти вихлопних газів може покращити к.к.д., ці недоліки стримують розвиток установок, побудованих за такими схемами; їх на сьогодні значно менше, ніж простих ГТУ.

3. Газотурбінна установка ступінчастого стиснення–розширення робочого тіла. Одним із способів підвищення к.к.д. таких установок є ступінчатий підігрів робочого тіла та ступінчате стиснення повітря в компресорі з його охолодженням між ступенями. У цій схемі ГТУ повітря стискається у багатоступінчастому компресорі. Багатоступінчастий компресор – це компресор, у якому процеси стиснення повітря у ступенях чергуються з процесами його охолодження. Аналогічно, під багатоступінчастою турбіною розуміють таку турбіну, в якій процеси розширення газу в ступенях чергуються з процесами підведення теплоти у додаткових камерах згорання. Оскільки у першу камеру згорання подається повітря у кількості, яка приблизно у три рази перевищує мінімально необхідну для здійснення хімічної реакції окиснення палива, то у наступні камери згорання поступає газ, який містить достатню кількість повітря для спалення палива.

У ГТУ такого типу може бути кілька ступенів стиснення і розширення; на сьогодні їх число не перевищує трьох. При двоступінчастому стисненні ці ступені зазвичай називають компресорами низького і високого тиску (КНТ і КВТ), при триступінчастому стисненні – компресорами низького, середнього і високого тисків (КНТ, КСТ і КВТ). Аналогічно ступені турбіни при двоступінчастому розширенні називають турбінами високого і низького тисків (ТВТ та ТНТ), а при триступінчастому – турбінами високого, середнього і низького тисків (ТВТ, ТСТ та ТНТ). На рис. 14.10 представлена принципова схема ГТУ з двоступінчастим стисненням і двоступінчастим розширенням, а на рис. 14.11 – термодинамічний цикл, який здійснюється робочим тілом цієї установки.

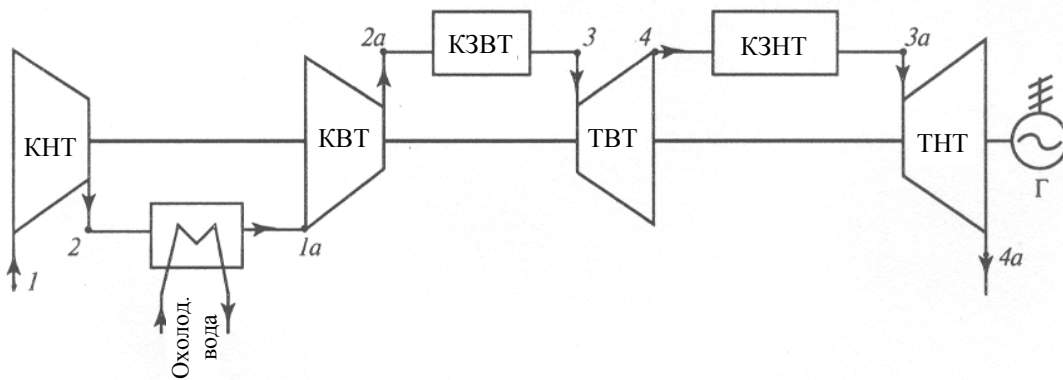


Рис. 14.10 – Принципова схема ГТУ з двоступінчастим стисненням–розширенням

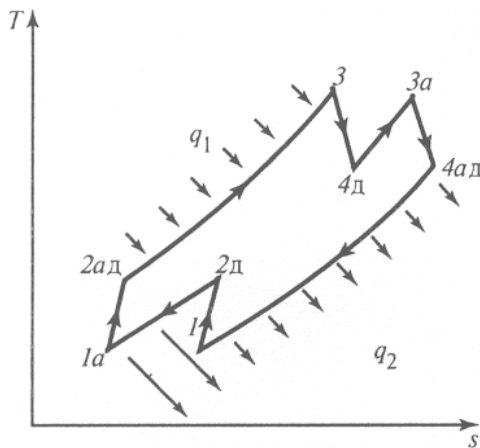


Рис. 14.11 – Цикл ГТУ з двоступінчастим стисненням–розширенням

Повітря з навколишнього середовища (стан 1) поступає у КНТ, де його тиск адіабатно підвищується від p_1 до p_2 , що відповідає процесу 1–2д (рис. 14.11). У проміжному охолоджувачі повітря охолоджується в ізобарному процесі 2д–1а до температури T_{1a} , близької до T_1 . У подальшому вважаємо, що температури повітря після проміжних охолоджувачів однакові і відповідають температурі навколишнього середовища T_1 . У компресорі високого тиску (КВТ) повітря адіабатно стискається в процесі 1а–2ад і поступає у камеру згорання високого тиску (КЗВТ), де так само як і в простій газотурбінній установці, у результаті згорання палива температура робочого тіла підвищується до T_3 . Після адіабатного розширення отриманих газів у ТВТ (процес 3–4д) у камері згорання низького тиску (КЗНТ) температура газів підвищується до температури $T_{3a} = T_3$.

У ТНТ гази адіабатно розширюються до початкового тиску p_1 (процес 3а–4ад). Гази у стані 4ад покидають газотурбінну установку, віддаючи теплоту в кількості q_2 .

Вирази для питомої роботи, підведеної і відведеної теплоти, внутрішнього к.к.д. такої ГТУ (див. рис. 14.10 та 14.11) мають вигляд:

$$l_{\text{ГТУ}}^{\text{Д}} = l_m^{\text{Д}} - l_k^{\text{Д}} = (l_{m1} + l_{m2}) - (l_{k1} + l_{k2}); \quad (14.42)$$

$$q_1 = (h_3 - h_{2a\text{д}}) + (h_{3a} - h_{4\text{д}}); \quad (14.43)$$

$$q_2 = (h_{4a\text{д}} - h_1) + (h_{2\text{д}} - h_{1a}); \quad (14.44)$$

$$\eta_i = \frac{l_{\text{ГТУ}}^{\text{д}}}{q_1} = \frac{[(h_3 - h_{4\text{д}}) + (h_{3a} - h_{4a\text{д}})] - [(h_{2\text{д}} - h_1) + (h_{2a\text{д}} - h_{1a})]}{(h_3 - h_{2a\text{д}}) + (h_{3a} - h_{4\text{д}})}, \quad (14.45)$$

де $l_{m1} = h_3 - h_{4\text{д}}$, $l_{m2} = h_{3a} - h_{4a\text{д}}$, $l_{\kappa 1} = h_{2\text{д}} - h_1$, $l_{\kappa 2} = h_{2a\text{д}} - h_{1a}$ – питомі роботи ТВТ, ТНТ, КНТ і КВТ, відповідно.

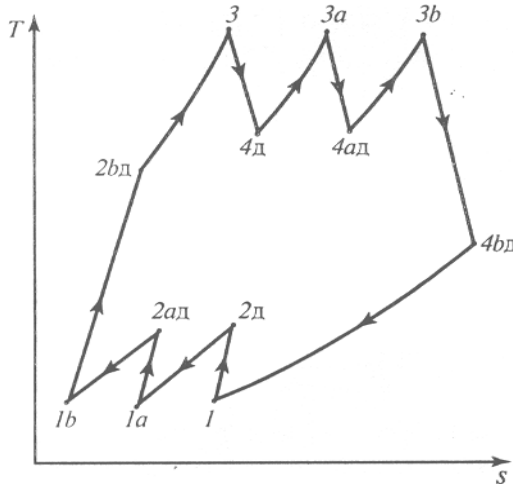


Рис. 14.12 – Цикл ГТУ з тріступінчастим стисненням-розширенням

Розглянемо вираз (14.42) з точки зору отримання максимальної питомої роботи циклу для довільної кількості ступенів турбіни і компресора. Очевидно, що величина роботи ГТУ буде максимальною, якщо величина сумарної роботи всіх турбін максимальна, а величина сумарної роботи всіх компресорів мінімальна. Для забезпечення цієї умови необхідно, щоб ступені підвищення тиску на всіх ступенях компресора були однакові ($\beta_{1\kappa} = \beta_{2\kappa} = \dots = \beta_{m\kappa} = \sqrt[m]{\beta}$), а також повинна виконуватися аналогічна вимога і на всіх ступенях турбіни.

На рис. 14.12 зображений цикл ГТУ тріступінчастого стиснення і розширення, у якого проміжні тиски обрані відповідно так, щоб внутрішній к.к.д. циклу виявився максимальним. У такому циклі питома робота останніх ступенів турбіни (3b–4bд) і компресора (1b–2bд) більша, ніж попередніх, а величини роботи компресорів

низького і середнього тисків рівні між собою, так як і величини роботи турбін високого і середнього тисків:

$$l_{1\kappa} = l_{2\kappa} < l_{3\kappa};$$

$$l_{1m} = l_{2m} < l_{3m}.$$

У таблиці 14.2 як приклад наведені результати розрахунку циклів ГТУ з багато-ступінчастим стисненням-розширенням при різному розподілі тисків за ступенями компресора та турбіни. При розрахунках приймалися постійними температури $t_1 = 20^\circ\text{C}$ та $t_3 = 850^\circ\text{C}$, а також внутрішні відносні к.к.д. турбіни та компресора $\eta_{0i}^m = \eta_{0i}^\kappa = 0,85$.

Таблиця 14.2 – К.к.д. циклів ГТУ ступінчастого стиснення-розширення робочого тіла

m	n	τ	β	Компресор			Турбіна			$\eta_i, \%$
				$\beta_{1\kappa}$	$\beta_{2\kappa}$	$\beta_{3\kappa}$	β_{1m}	β_{2m}	β_{3m}	
1	1	1,95	13,2	13,2	–	–	13,2	–	–	27,3
2	2	2,77	50,7	7,1	7,1	–	7,1	7,1	–	31,0
		2,77	50,7	3,1	16,6	–	3,1	16,6	–	35,5
3	3	3,75	166	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	34,0
		3,57	136	2,7	2,7	18,7	2,7	2,7	18,7	39,8

Примітка. Прийняті позначення: m – кількість ступенів компресора; n – кількість ступенів турбіни; τ – степінь підвищення температури; β – степінь підвищення тиску в компресорі.

Аналізуючи показники таблиці, можна відмітити, що чим більше проміжних ступенів підігріву та охолодження, тим вищий термічний к.к.д. циклу. Однак, при зростанні числа ступенів, ускладнюється конструкція установки та зростає її вартість. Через це кількість проміжних ступенів подібних газотурбінних установок вибирається на основі аналізу, які враховує як термодинамічні, так і конструктивні, а також економічні фактори.

Існують ГТУ, в яких одночасно використовуються як багатоступінчасте стиснення і розширення робочого тіла, так і його регенерація. У таких схемах вихлопні гази (стан 4а на рис. 14.10) у регенеративному підігрівачі нагрівають повітря після КВТ перед його подачею у КЗВТ подібно тому, як це показано на рис. 14.9, а. Такі ГТУ мають вищі значення к.к.д., ніж у раніше розглянутих схемах. На сьогодні найбільш широко представлена схема з триступінчастим стисненням та двоступінчастим згоранням з регенерацією. Тим не менш, більшість побудованих на сьогодні установок – це прості ГТУ.

4. Замкнуті газотурбінні установки. У всіх розглянутих ГТУ робочим тілом слугує повітря. Повітря як робоче тіло крім його дешевизни, має ще дві унікальні переваги. По-перше, воно є окисником палива, допускає його “внутрішнє” згорання (всередині установки, камери згорання тощо), що дозволяє помітно підвищити максимальну температуру у циклі. По-друге, відведення теплоти можливе надзвичайно простим способом – викидом у навколишнє середовище відпрацьованих газів.

Якщо спробувати побудувати ГТУ з іншим робочим тілом (наприклад, гелієм), то у цій установці необхідно змінити конструкцію пристрою для підведення теплоти q_1 і додати пристрій для відведення теплоти q_2 . Зрозуміло, що схема такої ГТУ, на відміну від представленої на рис. 14.7, а, повинна бути замкнутою. Принципова схема замкнутої ГТУ наведена на рис. 14.13. Тут, як і на рис. 14.7, а, є компресор K , турбіна T і електрогенератор G , який перетворює механічну роботу в електроенергію. Замість камери згорання у замкнутій ГТУ встановлений нагрівач H , у якому газ, що проходить трубками, нагрівається за рахунок зовнішнього джерела теплоти. В охолоджувачі O газ, охолоджуючись до початкової температури, віддає теплоту q_2 навколишньому середовищу. Так як і у розімкнутій схемі, тут здійснюється цикл, що складається з двох адіабат і двох ізобар, подібний до циклу, зображеному на рис. 14.7, б. Тому всі співвідношення, отримані для розімкнутих схем, справедливі і для замкнутих ГТУ. Також можливі замкнуті ГТУ з регенерацією і багатоступінчастим стисненням–розширенням робочого тіла.

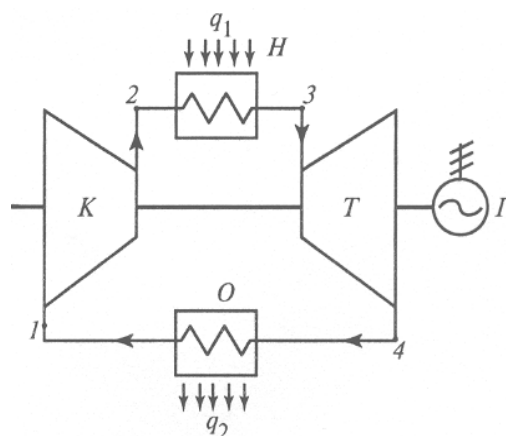


Рис. 14.13 – Принципова схема замкнутої газотурбінної установки

Відмітимо переваги і недоліки замкнутих схем. До їх переваг відноситься, по-перше, можливість підвищення у декілька разів початкової температури газу перед компресором. Це приводить до підвищення густини газу (при збереженні відношення тисків β), збільшення його масової витрати (при збереженні об’ємної витрати) і, відповідно, до зростання потужності ГТУ. По-друге, робоче тіло замкнутих ГТУ чистіше і не містить сажі та інших твердих частинок (як за наявності камери згорання), тому відсутня ерозія лопаток турбін і внутрішній відносний к.к.д. турбіни може бути вищим. Крім того, відсутність сажі збільшує коефіцієнт теплопередачі у регенеративних теплообмінниках і дозволяє підняти ступінь регенерації σ .

По-третє, при використанні нагрівача замість камери згорання можна застосовувати не лише рідке і газоподібне паливо, але й інші види палив, в першу чергу тверде – вугілля. Як джерело теплоти може бути використаний і атомний реактор (при цьому в якості робочого тіла припускається використовувати гелій).

До недоліків замкнутих ГТУ необхідно, по-перше, віднести наявність габаритних нагрівача і охолоджувача робочого тіла. Тому замкнуті ГТУ не мають тої переваги – компактності, простоти тощо, які вигідно вирізняють прості ГТУ. З іншого боку, їх к.к.д. виявився недостатньо великим, щоб конкурувати з традиційними установками. Крім того, через “зовнішнє” згорання палива і передачу теплоти через поверхню труб робочому тілу у нагрівачі максимальна температура робочого тіла менша, ніж у розімкнутих ГТУ. Зрозуміло, що це суттєво знижує к.к.д. таких установок. По-третє, втрати робочого тіла через нещільність конструкції замкнутих ГТУ зменшують величину роботи і к.к.д. цих установок; так, в одному із напрямів використання замкнутих ГТУ – одноконтурних атомних електростанціях – втрати робочого тіла (гелію) можуть бути значними.

5. Газотурбінні установки з циклом Гемфрі. Принципова схема ГТУ із згоранням палива за постійного об’єму наведена на рис. 14.14.

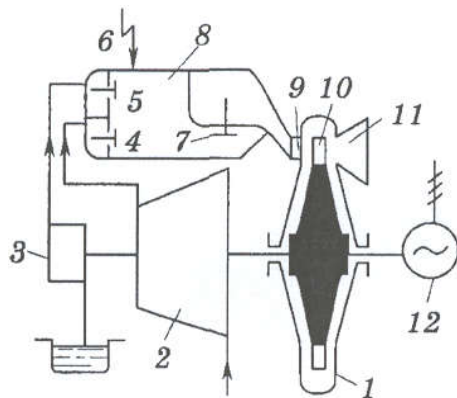


Рис. 14.14 – Принципова схема ГТУ, яка працює за циклом Гемфрі

Газова турбіна 1, компресор 2 і електрогенератор 12 мають спільний вал. Компресор 2 подає стиснуте повітря через ресивер і керуючий клапан 4 у камеру згорання 8. Паливо подається до неї насосом 3 через форсунку клапана 5. Електросвічка 6 використовується для загорання палива. Щоб забезпечити його горіння при $v = \text{const}$, в камері згорання встановлені три клапани: паливний 5, повітряний 4 і сопловий 7. При згоранні палива всі вони закриті – таким чином забезпечується горіння за постійного об’єму. Після згорання палива тиск зростає, клапан 7 відкривається і продукти згорання поступають у сопловий канал 9 та на лопатки турбіни 10, де розширюються до кінцевого тиску і через випускний патрубок 11 викидаються в навколишнє середовище.

Цикл газотурбінної установки з підведенням теплоти за $v = \text{const}$ досить часто називають циклом ГТУ періодичного згорання. Він був практично реалізований у пульсуючому прямоточному повітряно-реактивному двигуні німецької крилатої ракети Фау-1.

На рис. 14.15, а, б, наведений цикл установки в $p-v$ - та $T-s$ -координатах.

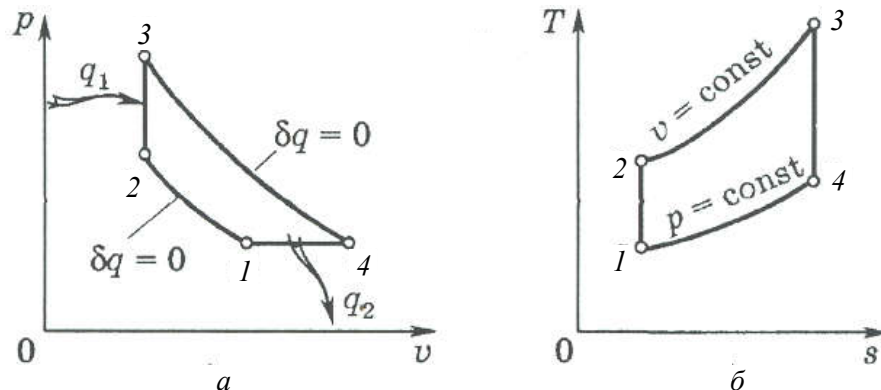


Рис. 14.15 – Цикл ГТУ, яка працює за умови постійного об’єму

На цих діаграмах позначено:

- 1–2 – адіабатне стиснення повітря в компресорі;
- 2–3 – підведення теплоти при постійному об'ємі;
- 3–4 – адіабатне розширення продуктів згорання в турбіні до тиску навколишнього середовища;
- 4–1 – ізобарне відведення теплоти в навколишнє середовище.

Для цього циклу основними параметрами є наступні характеристики: степінь підвищення тиску в компресорі $\beta = p_2 / p_1$ та степінь додаткового підвищення тиску в процесі підведення теплоти $\lambda = p_3 / p_2$.

Термічний к.к.д. циклу визначається традиційним виразом. Кількість підведеної теплоти q_1 у процесі 2–3 визначається за формулою:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2). \quad (14.46)$$

Кількість відведеної теплоти у процесі 4–1 – за формулою:

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1). \quad (14.47)$$

Підставляючи вирази (14.46) та (14.47) у співвідношення для визначення к.к.д., отримаємо:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - k \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (14.48)$$

Якщо визначити температури характерних точок циклу T_2 , T_3 та T_4 через температуру T_1 , то в кінцевому підсумку отримаємо:

$$\eta_t = 1 - k \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{(\lambda - 1)\beta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (14.48)$$



Термічний к.к.д. циклу газотурбінної установки із згоранням при постійному об'ємі залежить від степеня підвищення тиску в компресорі і показника адіабати робочого тіла і степеня підвищення тиску в процесі підведення теплоти.

Ілюстрація цього висновку наведена у таблиці 14.3, за умови підведення теплоти при $v = \text{const}$ для різних значень β та λ і показника адіабати $k = 1,35$.

Таблиця 14.3 – К.к.д. циклів ГТУ з підведенням теплоти за постійного об'єму

Степінь додаткового підвищення тиску	Степінь підвищення тиску в компресорі					
	2	3	4	5	6	7
2	0,246	0,292	0,334	0,352	0,373	0,389
3	0,321	0,362	0,401	0,416	0,434	0,451
4	0,372	0,410	0,446	0,460	0,477	0,492
5	0,409	0,441	0,478	0,492	0,508	0,522

Розглянута установка через складність конструкції камери згорання, напружених умов роботи турбіни у пульсуючому потоці газу (у ній паливо подається у камеру згорання дискретними порціями, як у поршневому двигуні внутрішнього згорання) не отримала широкого застосування. Неекономічність роботи газотурбінної установки за змінних параметрів робочого тіла в часі – головний їх недолік, незважаючи на більш високий термодинамічний к.к.д.

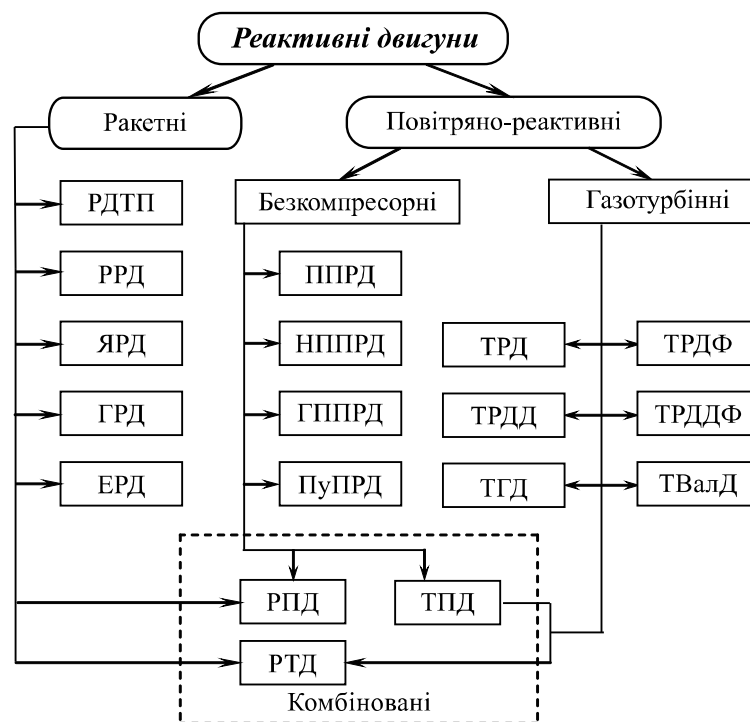
14.3. Цикли реактивних двигунів

Реактивний двигун являє собою пристрій, у якому хімічна енергія палива перетворюється у кінетичну енергію струменя робочої речовини (газу), що розширюється у соплах. Цей струмінь створює рушійну силу (*сила тяги*) за рахунок реактивної дії робочого тіла, що витікає із двигуна у сторону, протилежну напрямку руху агрегату, на якому він встановлений. Напрямок сили тяги завжди протилежний напрямку прискорення, яке отримує маса, що викидається з двигуна.

Реактивні двигуни підрозділяються на три основні категорії – **ракетні двигуни**, **повітряно-реактивні двигуни** (ПРД) та **комбіновані двигуни**, які представляють собою конструктивне поєднання перших двох груп.

Ракета несе на борту запас як пального, так і окисника, необхідного для згорання палива (рідкий кисень, озон, перексид водню, азотна кислота тощо). На відміну від них повітряно-реактивні двигуни несуть на борту лише запас пального, а як окисник використовується атмосферний кисень. Відповідно, ПРД придатні для роботи лише в атмосфері Землі, тоді як ракетні двигуни можуть працювати як в атмосфері, так і в космічному просторі.

Класифікація реактивних двигунів наведена на рис. 14.16.



РДТП – ракетні двигуни твердопаливні; РРД – рідинні ракетні двигуни; ЯРД – ядерні ракетні двигуни; ГРД – гідрореагуючі двигуни; ЕРД – електричні реактивні двигуни; ППРД – прямоточні повітряно-реактивні двигуни; НППРД – надзвукові прямоточні повітряно-реактивні двигуни; ГППРД – гіперзвукові прямоточні повітряно-реактивні двигуни; ПуПРД – пульсуючі повітряно-реактивні двигуни; ТРД – турбореактивні двигуни; ТРДФ – турбореактивні двигуни з форсажною камерою; ТРДД – турбореактивні двигуни двоконтурні; ТРДДФ – турбореактивні двигуни двоконтурні з форсажною камерою; ТГД – турбогвинтові двигуни; ТВалД – турбовальні двигуни; РПД – ракетно-прямоточні двигуни; ТПД – турбопрямоточні двигуни; РТД – ракетно-турбінні двигуни

Рис. 14.16 – Класифікація реактивних двигунів

Розглянемо спочатку цикли повітряно-реактивних двигунів.

За принципом дії ПРД поділяють на компресорні (газотурбінні) та безкомпресорні. Схема з турбокомпресором представлена на рис. 14.17, а. У турбокомпресорному повітряно-реактивному двигуні (ТРД) рідке паливо, що подається із паливних баків, згорає у камері згорання 3, а потім продукти згорання, розширившись у соплі 5, викидаються у навколишнє середовище. Окисником слугує кисень повітря. Для того, щоб підвищити к.к.д. двигуна, застосовують попереднє стиснення повітря. Повітря, що всмоктується із атмосфери через дифузор 1, стискається осьовим чи відцентровим компресором 2 і лише після цього поступає у камеру згорання 3. Привід компресора здійснюється від спеціальної газової турбіни 4, на обертання якої витрачається частина наявного теплоперепад продуктів згорання (компресор з приводом від газової турбіни називається турбокомпресором). Пройшовши через газову турбіну, продукти згорання розширюються у реактивному соплі 5.

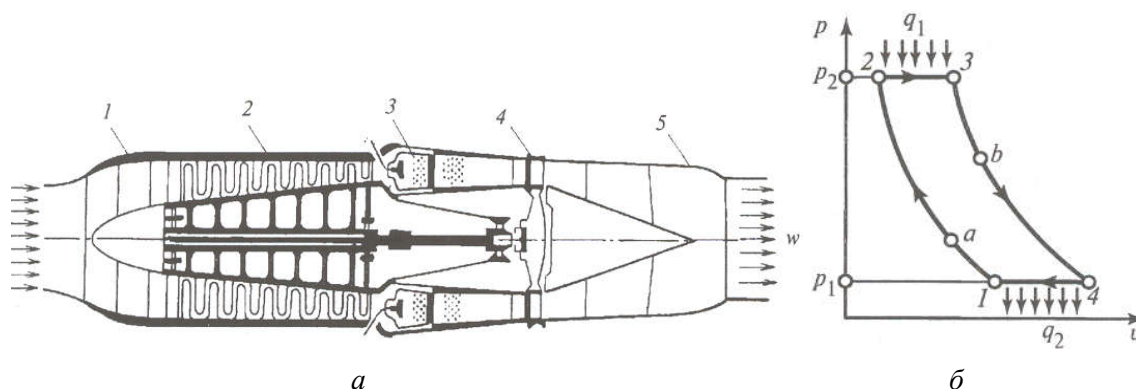


Рис. 14.17 – Принципова схема ПРД з турбокомпресором (а) та його індикаторна діаграма (б)

Із цього випливає, що цикл ТРД здійснюється наступним чином (див. p - v -діаграму на рис. 14.14, б): стиснення повітря у турбокомпресорі (при русі реактивного літака з великою швидкістю часткове стиснення повітря відбувається за рахунок гальмування набігаючого потоку у дифузорі – ділянка 1-а) від атмосферного тиску p_1 до тиску p_2 відбувається по адіабаті 1-2. Потім до робочого тіла підводиться теплота q_1 , що виділяється при згоранні палива; цей процес відбувається при постійному тиску (ізобара 2-3). Розширення робочого тіла (повітря + продукти згорання) у газовій турбіні і потім у реактивному соплі 5 двигуна відбувається по адіабаті 3-4 (від точки 3 до точки б – відведення роботи у газовій турбіні, а від точки б до точки 4 – прискорення потоку в соплі). Цикл замикається ізобарою 4-1 при тиску, рівному атмосферному. Таким чином, цикл ТРД принципово нічим не відрізняється від циклу газотурбінної установки зі згоранням при $p = \text{const}$. Відповідно, отримані раніше співвідношення повністю застосовувані і у циклі ТРД. Турбокомпресорний повітряно-реактивний двигун сьогодні є основним типом двигуна для швидкісних літаків.

У безкомпресорних ПРД, як це випливає із самої назви двигуна, компресор відсутній і попереднє стиснення повітря здійснюється лише за рахунок гальмування набігаючого потоку.

Безкомпресорні ПРД підрозділяються на дві групи – **прямоточні безкомпресорні двигуни** (ППРД) і **пульсуючі безкомпресорні двигуни** (ПуПРД).

Схема ППРД представлена на рис. 14.18, а. У цій схемі компресор і турбіна відсутні. Стиснене у дифузорі 1 від атмосферного тиску p_1 до тиску p_2 повітря поступає у камеру згорання 2, у яку впорскується рідке паливо. Процес згорання відбувається при практично постійному тиску ($p_2 = \text{const}$). Продукти згорання з високою температурою витікають із сопла 3.

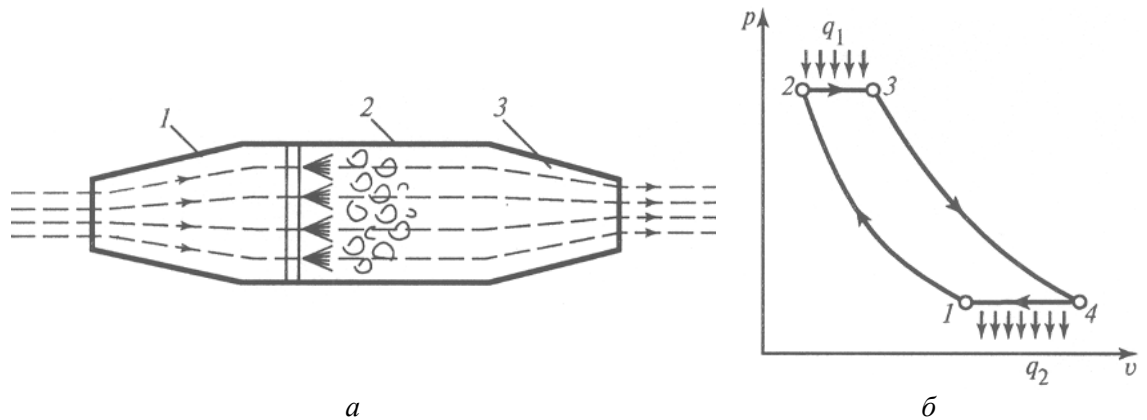


Рис. 14.18 – Схема прямоточного безкомпресорного двигуна (а) та його індикаторна діаграма (б)

Таким чином, цикл ППРД (див. p - v -діаграму на рис. 14.18, б) складається з адіабати стиснення повітря в дифузорі 1–2, ізобари процесу згорання 2–3, адіабати розширення у соплі 3–4 і замикаючої цикл ізобари охолодження продуктів згорання при атмосферному тиску 4–1. З точки зору термодинаміки цикл ППРД аналогічний циклу газотурбінної установки зі згоранням при $p = \text{const}$ і циклу ТРД. За рівнянням (14.35) термічний к.к.д. цього циклу буде тим більший, чим більший степінь підвищення тиску $\beta = p_2/p_1$, тобто чим вища швидкість руху літака з цим двигуном, що обумовлює динамічний тиск (напір) потоку повітря, який перетворюється при гальмуванні у дифузорі у статичний тиск. Відповідно, термічний к.к.д. такого двигуна зростає зі збільшенням швидкості руху літака.

Конструкція ППРД для дозвукових і надзвукових швидкостей польоту має бути різною. Схема ППРД на рис. 14.18, а відповідає дозвуковим швидкостям. Нагадаємо, що гальмування дозвукового потоку відбувається при течії в дифузорі, що розширюється, а прискорення потоку – при течії у соплі, що звужується; саме такі сопло і дифузор зображені на цьому рисунку. Схема ППРД для надзвукових швидкостей представлена на рис. 14.19. Стосовно цього режиму польоту дифузор повинен мати ділянку, що звужується, у якій надзвуковий потік гальмується до звукової швидкості, а потім відбувається його подальше гальмування у надзвуковому дифузорі, що розширюється.

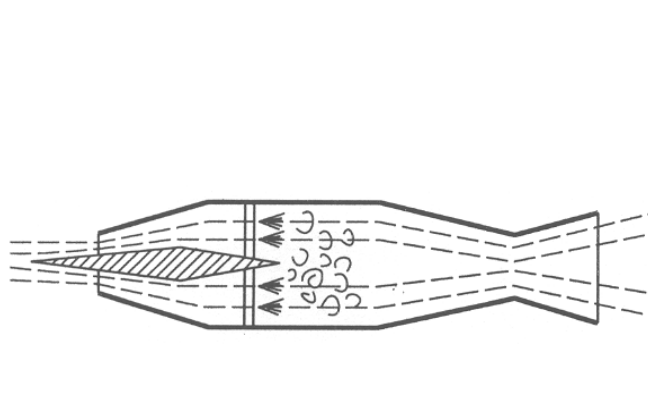


Рис. 14.19 – Схема надзвукового прямоточного повітряного реактивного двигуна

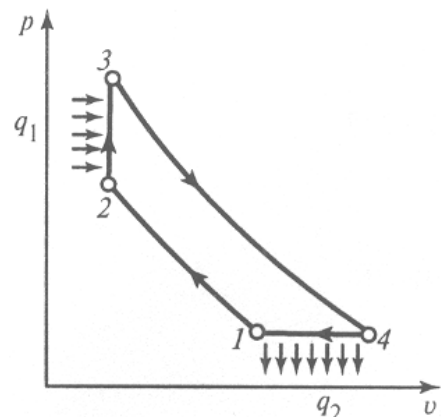


Рис. 14.20 – Цикл пульсуючого безкомпресорного реактивного двигуна

Варто відмітити, що гальмування надзвукового потоку в каналі, що звужується, супроводжується кількома стрибками ущільнень всередині каналу, які викликають помітні втрати енергії потоку, значне відхилення кривої стиснення від ізоентропи і зниження степеня зростання тиску. Для того, щоб уникнути цього явища, дифузори мають висунутий назустріч потоку гострий конус, який змінює газодинамічну побудову потоку від надзвукової до дозвукової швидкості ще до входу в нього. У цьому випадку необхідність насадки, що звужується, перед дифузором відпадає. Сопло, зазвичай, виконується у цьому випадку у вигляді надзвукового сопла Лавалля.

При швидкості польоту, рівній нулю (зліт літака), степінь зростання тиску β у ППРД буде рівною нулю, термічний к.к.д. цього двигуна також буде дорівнювати нулю і двигун просто не буде працювати. Тому літаки з ППРД обладнують спеціальними стартовими прискорювачами для надання літаку початкової швидкості.

Відмічені особливості ППРД, а також їх конструкційна простота, малі габаритні розміри і мала маса роблять цей тип двигуна перспективним для літаків, що літають з великими надзвуковими швидкостями.

Пульсуючий безкомпресорний реактивний двигун, цикл якого зображений на $p-v$ -діаграмі (див. рис. 14.20), обладнаний спеціальним пристроєм клапанного типу, у результаті чого камера згорання ізольована від дифузора і сопла, так що процес згорання відбувається за постійного об'єму. Для двигуна характерна періодичність дії, чим і пояснюється його назва. Частота пульсацій залежить від розмірів і довжини сопла і становить 300–400 раз за хвилину. Цикл ПуПРД аналогічний циклу газотурбінної установки зі згоранням за $v = \text{const}$. Однак, двигуни типу ПуПРД не отримали широкого розповсюдження через їх конструктивну складність.

Перейдемо тепер до розгляду циклів ракетних двигунів, які поділяють на два типи: **двигуни з хімічним паливом** та **ядерні ракетні двигуни**.

Двигуни з хімічним паливом у свою чергу поділяються на дві основні підгрупи – **ракетні двигуни з твердим паливом** (РДТП) та **рідинні ракетні двигуни** (РРД).

У РДТП тверде паливо (зазвичай різні сорти порошу), яке містить у собі і пальне, і окисник, запалюється під час запуску ракети і поступово вигоряє, утворюючи газоподібні продукти згорання, що витікають із сопла. Схема РДТП представлена на рис. 14.21, а. Тут 1 – камера згорання; 2 – тверде паливо; 3 – сопло.

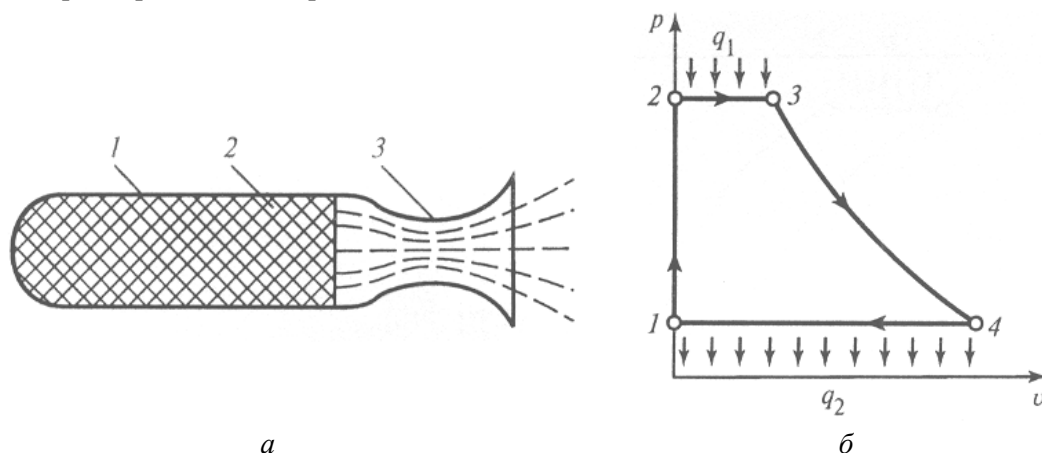


Рис. 14.21 – Схема ракетного твердопаливного двигуна (а) та його ідеалізований цикл (б)

Ідеалізований цикл такого двигуна зображений на $p-v$ -діаграмі (рис. 14.21, б). У момент його запуску тиск газоподібних продуктів згорання твердого палива миттєво під-

німається від атмосферного p_1 до певного тиску p_2 . У різних типах двигунів величина тиску p_2 може сягати декількох десятків і навіть сотень атмосфер; процес підвищення тиску відбувається настільки швидко, що його можна вважати ізохорним (лінія $1-2$, рис. 14.21, б).

Процес підведення теплоти до продуктів згорання можна вважати ізобарним (лінія $2-3$ на рис. 14.21, б). Потім газоподібні продукти згорання адіабатно розширюються у соплі ($3-4$). Цикл замикається ізобарою $4-1$ (охолодження продуктів згорання у навколишньому середовищі). У камері згорання продукти згорання твердого палива мають настільки високу густину порівняно з газами, що витікають із сопла, що ізохора $1-2$ на рис. 14.21, б зображена такою, що збігається з віссю ординат.

Твердопаливні ракетні двигуни використовують як рушійні установки для досить широкого класу ракет та космічних апаратів. Завдяки простоті конструкції та зручності в експлуатації вони отримують все більше поширення, виступаючи вагомими конкурентами рідинних ракетних двигунів. Найбільші труднощі при створенні РДТП існують при забезпеченні регулювання тяги і охолодженні камери згорання, а у рідинних двигунах ці проблеми вирішуються відносно просто.

Ракетні двигуни, що використовують різні рідини в якості джерел хімічної енергії і газоподібні продукти як робоче тіло для створення реактивної сили тяги називають **рідинними ракетними двигунами** (РРД). Вперше у світі схему такого двигуна запропонував у 1903 р. російський вчений-самоук К. Е. Ціолковський (1857–1935).

Принципова схема двигуна наведена на рис. 14.22, а. У камеру згорання 1 подають рідке паливо із паливного бака 2 і рідкий окисник з бака 3 за допомогою насосів 4 та 5 . Згорання палива відбувається за практично постійного тиску p_2 , що підтримується газовим редуктором. Продукти згорання витікають із сопла Лавалю 6 у навколишнє середовище. Швидкість витікання на виході із сопла у сучасних двигунах становить 2200–4500 м/с.

Ідеалізований цикл РРД у p - v -координатах представлений на рис. 14.22, б.

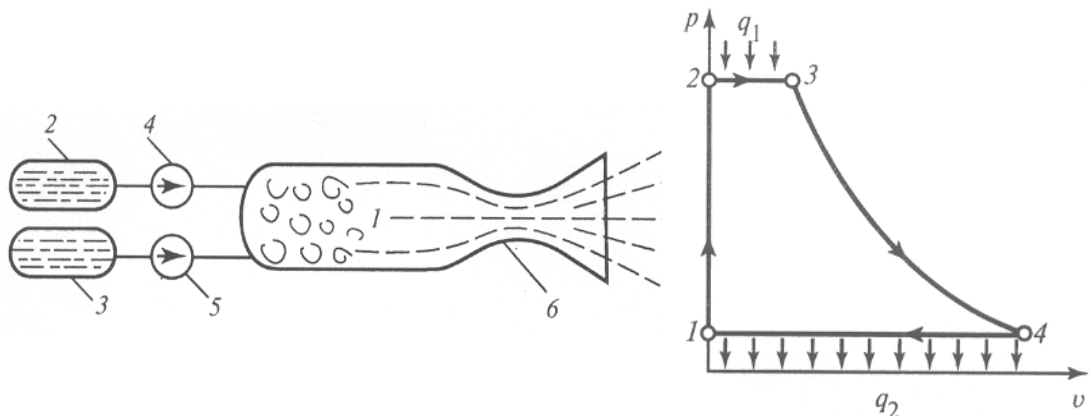


Рис. 14.22 – Схема рідинного ракетного двигуна (а) та його ідеалізований цикл (б)

Рідке паливо і окисник подаються у камеру згорання під тиском p_2 . Тому замість стиснення газоподібного робочого тіла в РРД здійснюється стиснення рідких компонентів цього робочого тіла. Оскільки рідину можна вважати такою, що практично не стискається, стиснення компонентів пальної суміші вважається ізохорним, а оскільки густина рідини значно вища густини продуктів згорання, ізохора $1-2$ на рис. 14.19, б зображена такою, що практично збігається з віссю ординат. Ізобара $2-3$ відповідає процесу підведення теплоти у камері згорання, адіабата $3-4$ – розширенню у соплі. Ізобара $4-1$ (тиск навколишнього середовища) замикає цикл. Таким чином, цикл РРД в принципі аналогічний циклу РДТП.

Термічний к.к.д. ідеалізованого циклу РРД може бути записаний наступним чином:

$$\eta_m = \frac{w^2}{2(h_3 - h_1)}. \quad (14.49)$$

де w – швидкість витікання продуктів згорання із сопла; h_3 – ентальпія продуктів згорання на виході із камери згорання; h_1 – ентальпія палива і окисника перед згоранням.

Рідинні ракетні двигуни широко використовуються у ракетній, а у багатьох випадках і в авіаційній техніці. Їх переваги полягають у наступному: а) мала питома маса (маса двигуна на 1 кг тяги); б) незалежність сили тяги від швидкості польоту; в) можливість польоту у безповітряному просторі. До недоліків цих двигунів можна віднести низьку економічність та обмежену тривалість роботи.

Розглянемо цикли ядерних ракетних двигунів (ЯРД). Ядерні ракетні двигуни на сьогодні ще не побудовані, однак можливість їх створення широко обговорюється в літературі.

Можлива принципова схема ЯРД зображена на рис. 14.23, а. Робоче тіло цих двигунів нагрівається за допомогою ядерного реактора, де теплота виділяється за рахунок радіоактивного розпаду тяжких або синтезу легких ядер. Рідке робоче тіло з бака 1, за допомогою насоса 2 прокачується через активну зону ядерного реактора 3, де до нього підводиться теплота. Процес підведення теплоти у реакторі відбувається при постійному тиску робочого тіла. Із реактора газоподібне робоче тіло поступає у сопло 4, у якому розширюється і потім витікає у навколишнє середовище. Крім цього, самі продукти ядерних реакцій також можна використовувати в якості робочого тіла.

Із викладеного зрозуміло, що з точки зору термодинаміки цикл ЯРД аналогічний циклу РРД; відповідно, термічний к.к.д. циклу ЯРД, як і циклу РРД, визначається рівнянням (14.49).

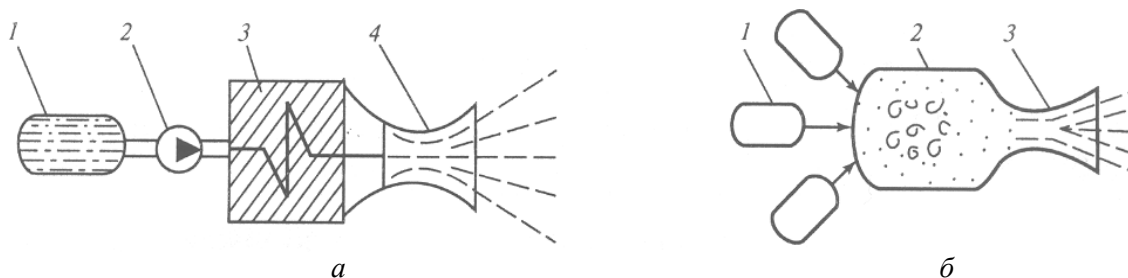


Рис. 14.23 – Принципова схема ядерного ракетного двигуна

Інша можлива схема ЯРД представлена на рис. 14.23, б. Рідке робоче тіло, в якому у вигляді суспензії чи іншої суміші знаходиться ядерне паливо (уран-235 чи плутоній), з баків 1, обладнаних пристроями, які гальмують ланцюгову реакцію, подається у камеру “згорання” 2. У камері маса ядерного пального перевищує критичну і відбувається ланцюгова реакція. Теплота, що виділяється при ній, нагріває робоче тіло, яке потім розширюється у соплі 3 і витікає у зовнішнє середовище. Термодинамічно цикл ЯРД цього типу аналогічний попередньому.

Важливо підкреслити, що на відміну від повітряно-реактивних і ракетних двигунів, що працюють на хімічному паливі, в ядерних ракетних двигунах робоче тіло не є продуктом згорання палива. Відповідно, робоче тіло для ЯРД може бути вибрано із міркувань найбільшої термодинамічної доцільності.

Із рівняння для швидкості витікання ідеального газу із сопла (застосовується для будь-яких значень p_2/p_1 , якщо газ тече у соплі Лавалю):

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

отримуємо для витікання у вакуум (тиск у космічному просторі можна вважати практично рівним нулю), тобто для $p_2 = 0$ та $T_2 = 0$ К:

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1}, \quad (14.50)$$

або, що те саме,

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{\mu R T_1}{\mu}}. \quad (14.51)$$

Оскільки μR є величиною постійною, то з цього співвідношення випливає, що найбільші швидкості витікання отримують у випадку використання газів з відносно малою молекулярною масою. З цієї точки зору найвигіднішим робочим тілом для ядерної ракети є водень H_2 ($\mu = 2$), який при високих температурах у камері “згорання” ЯРД дисоціює на атомарний водень ($\mu = 1$).

Разом з воднем як можливі робочі тіла ядерних ракетних двигунів можна розглядати гелій, водяну пару, водневі сполуки легких елементів тощо.

Варто відмітити, що хоча тяга ядерних ракетних двигунів невелика порівняно з тягою хімічних ракетних двигунів, ядерний двигун може працювати протягом значно більшого (на багато порядків) періоду, ніж такий двигун з хімічним паливом. Тому ЯРД є доволі перспективним типом двигуна для керованих міжпланетних космічних кораблів. Для старту такого корабля із Землі, мабуть, повинні використовуватися двигуни з хімічним паливом, а ЯРД будуть включатися при польоті за межами земного тяжіння.

На завершення коротко розглянемо ще дві групи двигунів, які розроблені на рівні окремих моделей або мають певне специфічне використання. До таких двигунів відносять електричні та гідрореагуючі реактивні двигуни.

Ефективність ракетних двигунів визначається не тільки термічним к.к.д., але й **питомим імпульсом** – відношенням сили тяги до витрати бортової маси. Досі аналізувалось газодинамічне прискорення отриманих високотемпературних робочих тіл, причому в описаних схемах ракетних двигунів джерела енергії і маси робочої речовини були зведені в єдине ціле. Однак, виявилось, що подальше суттєве зростання швидкості витікання можна отримати, якщо розділити джерела енергії та маси, а прискорювати робоче тіло з використанням електричних і магнітних полів. Двигуни, в яких кінетична енергія робочого тіла забезпечується електричними взаємодіями називають **електроракетними двигунами** (ЕРД).

На сьогодні відомо достатньо багато схем ЕРД, які можна згрупувати за типом механізму прискорення робочого тіла: а) електротермічні (ЕТРД); б) електростатичні (ЕСРД); в) електромагнітні або плазмові (ЕМРД). Останній тип двигунів додатково поділяють на дві групи – сильноточкові плазмові двигуни (ССПД) та магнітогідродинамічні ракетні двигуни (МГДРД).

Ідея електротермічного двигуна полягає в нагріванні робочого тіла за допомогою електричної енергії, з наступним газодинамічним прискоренням. Залежно від способу нагрівання робочих тіл, виділяють двигуни: **електронагрівні**, **електродугові** та **електроабляційні**.

В електротермічних двигунах використовують різні схеми перетворення електричної енергії на теплову, що пов'язано з певними недоліками. Тому більш цікавим є вико-

ристання в двигунах заряджених частинок, що отримують іншими методами. Відокремлення з цих частинок позитивно заряджених, дає можливість прискорювати їх в електричному полі за рахунок кулонівських сил. Саме на цьому заснований принцип дії **електростатичного ракетного двигуна**, який має наступні основні пристрої:

- джерело іонів або інших заряджених частинок;
- прискорюючу систему, що забезпечує створення електричного поля для прискорення частинок;
- нейтралізатора, який додає у вихідний, позитивно заряджений потік, електрони, тим самим перетворюючи потік на нейтральний.

Зрозуміло, що до складу ЕСРД мають входити система подачі робочого тіла з бака та система регулювання і управління роботою двигуна.

Зазвичай, електростатичні двигуни класифікують за типом отриманих заряджених частинок та за методом їх отримання. Залежно від типу частинок розрізняють **іонні ракетні двигуни** (ІРД), які працюють на атомарних іонах та **колоїдні електроракетні двигуни** (КЕРД), в яких прискорюються не іони, а відносно більш великі сполуки атомів та молекул, мікроскопічні краплини, порошинки або колоїдні частинки. А за методом отримання частинок іонні двигуни групують на двигуни з **поверхневою** або **об'ємною іонізацією**.

Якщо іонний двигун повинен мати окреме джерело іонів, то так званий **електромагнітний (плазмовий) двигун** (ЕМРД) представляє собою конструкцію, в якій робоче тіло знаходиться у стані квазінейтральної плазми, тобто електрони та іони прискорюються одночасно за рахунок взаємодії магнітних та електричних полів.

Серед цих двигунів виділяють **сильнострумові плазмові двигуни** (ССПД), які представляють собою комбінацію електротермічних та електромагнітних двигунів. У цих двигунах розігріте електричним розрядом робоче тіло газодинамічно прискорюється у соплі Лаваля, але якщо суттєво наростити величину розрядного струму ($\sim 10^3$ А), то додатково отримаємо новий режим – режим електромагнітного прискорення. Ці двигуни мають певну перевагу – в них використовують електричний струм низької напруги, а це здешевлює первинне джерело енергії.

Другим типом електромагнітних двигунів є **магнітогідродинамічні реактивні двигуни**. У них плазма прискорюється силами, які виникають при взаємодії магнітних та електричних полів. Існує достатня кількість конструктивних виконань таких двигунів, серед яких найбільш поширені **холлівські прискорювачі**, засновані на отриманні прискорюючої сили при взаємодії зовнішнього магнітного поля і струмів Холла, які виникають у плазмі за рахунок того, що при її русі, окремі частинки різної маси розподіляють плазму на дві заряджені частини – електропозитивну та електронегативну.

Конструктивно ці двигуни можуть мати різний вигляд, залежно від реалізованого механізму прискорення. Ним може бути, окрім газодинамічного, електростатичне прискорення іонів за рахунок дії сили Ампера або теплового розширення у магнітному полі.

При електростатичному прискоренні і використанні в якості робочого тіла, до прикладу, лужного металу – літію, термічний к.к.д. двигуна сягає 67 %.

Ще одним типом реактивних двигунів є **гідрореагуючі двигуни** (ГРД). За принципом роботи вони подібні до повітряно-реактивних двигунів, але використовують як часткове джерело маси та енергії не повітря, а воду, яка виступає окисником іншого компонента палива, що розміщується на борту установки. Такі двигуни використовують за наявності зовнішнього водного середовища, що характерно для ракет, які стартують з підводних човнів.

Схема компонування такого двигуна залежить від його призначення. Відмінність ГРД **сумісного витікання** від такого самого двигуна **роздільного витікання** полягає в тому, що в двигунах першого типу енергія палива перетворюється на кінетичну енергію суміші

нагрітих продуктів та надлишкової води, які витікають із сопла двигуна із значною швидкістю, завдяки чому виникає сила тяги. Надлишкова вода подається зовні через водозабірник під дією швидкісного напору. Тому на етапі розгону ракети спрацьовує запальвальна речовина (балістичний порох) без доступу води, а потім гідрореагуюче паливо вступає в реакцію із зовнішнім окисником – водою. У ГРД відокремленого витікання теплової енергії палива перетворюється на кінетичну енергію тільки надлишкової води. Це забезпечується тим, що продукти реакції твердого палива з водою, обертають турбіну, на валу якої розміщений гребний гвинт.

В якості гідрореагуючого палива використовують лужні та легкі метали – калій, натрій, літій, магній, алюміній, а також відповідні складні комбінації речовин. Паливо може бути як у формі таблеток, так і порошку.

14.4. Газові двигуни з зовнішніми джерелами енергії

Історично, першими двигунами, які використовувало людство, був парус та водяне колесо (норія). Ці пристрої відомі вже більше 7 тис. років, а водяне та вітрове колесо у середні віки в Європі стало основним енергетичним базисом мануфактурного виробництва.

У середині XVII ст. розпочався перехід до машинного виробництва, що потребувало нових двигунів, які би не були “прив’язані” до місцевих джерел енергії (води, вітру тощо). Так появилася парова машина та її перші зразки – Дені Папена (1647–1712), Томаса Севері (1650–1715), Івана Ползунова (1728–1766) та Джеймса Уатта (1736–1819). Ця машина, а також нові конструктивні розробки – *парова турбіна, двигун Стірлінга, газова турбіна зовнішнього згорання*, становили клас двигунів, у яких джерела теплоти або процес згорання палива були відділені від робочого тіла.

Паровий двигун початку XIX ст. був досить ненадійним через відсутність потрібних конструкційних матеріалів та технологій, що призводило до чисельних випадків вибухів парових котлів із смертельними травмами обслуговуючого персоналу. Тому подальший розвиток машинного виробництва у другій половині XIX ст., потребував як їх удосконалення, так і розробки нових конструкцій, які були би більш безпечні та продуктивніші, ніж паровий двигун. Одним з таких різновидів двигунів зовнішнього згорання є двигун Стірлінга – тепла машина, у якій робоче тіло у вигляді газу чи рідини, рухається у замкнутому об’ємі. Принцип його дії заснований на періодичному нагріванні і охолодженні робочого тіла, з отриманням при цьому енергії, за рахунок виникаючої різниці об’єму.

Однак поява двигуна внутрішнього згорання (ДВС) наприкінці XIX ст. привела до того, що ринок для двигунів зовнішнього згорання практично зник. Вартість виробництва ДВС значно нижча вартості виробництва двигуна зовнішнього згорання. Головний недолік двигуна внутрішнього згорання полягає у тому, що для його роботи необхідне чисте викопне вуглеводне паливо, яке збільшує викиди вуглекислого газу, але практично до останнього часу рівню викидів CO₂ не надавалося критичної оцінки. Однак на сьогодні двигун Стірлінга, завдяки своїм перевагам та появі нових технічних і конструктивних рішень, починає знову використовуватися в різних галузях економіки та промисловості. Тому розглянемо його більш детально.

1. Цикл двигуна Стірлінга. Двигун Стірлінга – газовий двигун поршневого типу, із зовнішнім підведенням теплоти через теплопровідну стінку. Зовнішня теплота отримується у результаті згорання твердого, рідкого або газоподібного палива. Робоче тіло (повітря, водень, гелій, аргон, вуглекислий газ тощо) знаходяться у замкнутому просторі і при роботі двигуна його кількість не змінюється та не замінюється. У цьому полягає одна з переваг двигуна Стірлінга порівняно з двигунами внутрішнього згорання, оскільки за

таких умов можна використовувати будь-яке зовнішнє джерело теплоти, включно з теплою ядерних реакцій або енергією сонячного випромінювання.

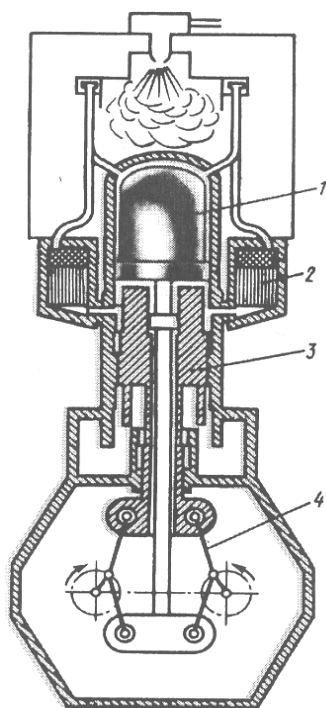


Рис. 14.24 – Схема двигуна Стірлінга

Класифікація двигунів достатньо точно дозволяє визначити їх типи, без необхідності вивчення деталей конструкції. Одна з можливих схем двигуна Стірлінга наведена на рис. 14.24.

Цикл роботи двигуна Стірлінга умовно складається з чотирьох стадій і розділений двома перехідними фазами: **нагрівання, розширення, перехід до джерела холоду, охолодження, стиснення і перехід до джерела теплоти** (див. рис. 14.25).

На стадії I весь обсяг робочого тіла знаходиться у холодній порожнині X . На стадії II поршень 3, переміщуючись вгору, стискує робоче тіло у холодній порожнині. Температура робочого тіла при цьому зберігається постійною за рахунок відведення енергії через стінки циліндра до холодного джерела теплоти (ізотермічний процес стиснення 1–2, рис. 14.26). На стадії III витискувач 1, переміщуючись вниз, витискує робоче тіло із холодної порожнини X в гарячу G , при постійному об'ємі $v_2 = v_3$. Особливістю двигуна Стірлінга є повна регенерація теплоти ізохорних процесів. З цією метою переміщення робочого тіла із холодної в гарячу порожнину здійснюється через регенератор 2 (див. рис. 14.25). Регенератор, віддаючи теплоту робочому тілу, охолоджується, а робоче тіло нагрівається до температури T_3 (ізохорний процес 2–3, рис. 14.26). У гарячій порожнині G нагріте до цієї температури робоче тіло розширяється, зберігаючи свою температуру за рахунок підведення енергії від гарячого джерела теплоти через поверхню верхньої кришки циліндра (ізотермічний процес 3–4, рис. 14.26). Потім витискувач 1 переміщується вгору, витісняючи за постійного об'єму $v_4 = v_1$ робоче тіло із гарячої порожнини у холодну через регенератор 2 (стадія IV). Регенератор нагрівається, відбираючи теплоту від робочого тіла і охолоджує його в ізохорному процесі 4–1 до температури T_1 . Стінки холодної порожнини X зберігають постійну температуру T_1 за рахунок відведення енергії холодним джерелом теплоти.

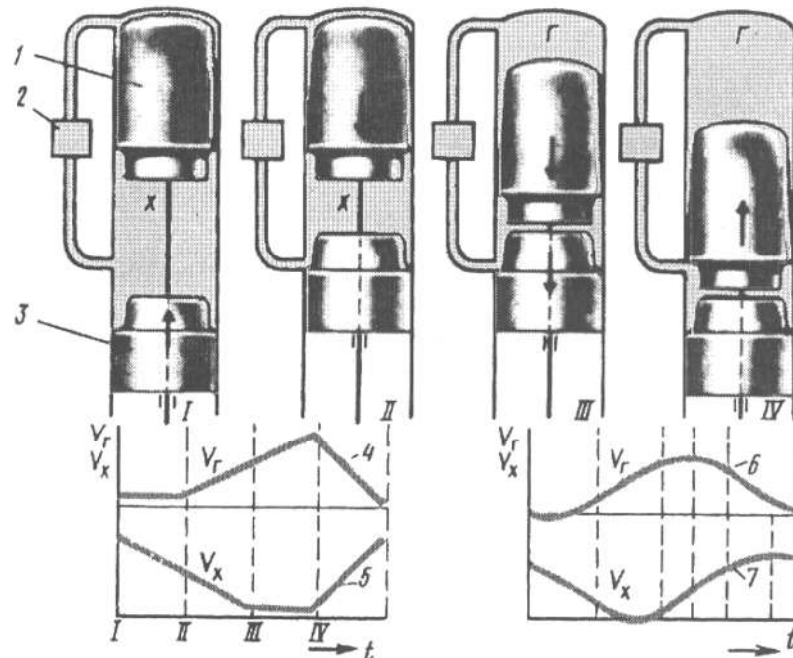


Рис. 14.25 – Схема зміни об'ємів гарячої та холодної порожнин у циклі двигуна Стірлінга

В ізотермічному процесі 1–2, що завершує робочий цикл, стиснення робочого тіла відбувається за більш низької температури, ніж розширення у процесі 3–4, за рахунок чого у циклі виконується корисна робота.

Всі ці переміщення витискувача і поршня забезпечують зміну об'ємів гарячої та холодної порожнини відповідно до графіків 4 та 5, але фактично ромбичний механізм плавно переміщує витискувач та робочий поршень за формою кривих 6 та 7 (див. рис. 14.25). Зміна об'єму гарячої порожнини випереджає по фазі зміну об'єму холодної порожнини. У загальному випадку рух робочого поршня зміщений на 90° відносно руху витискувача. Залежно від знака цього зміщення машина Стірлінга може бути або двигуном, або тепловим насосом.

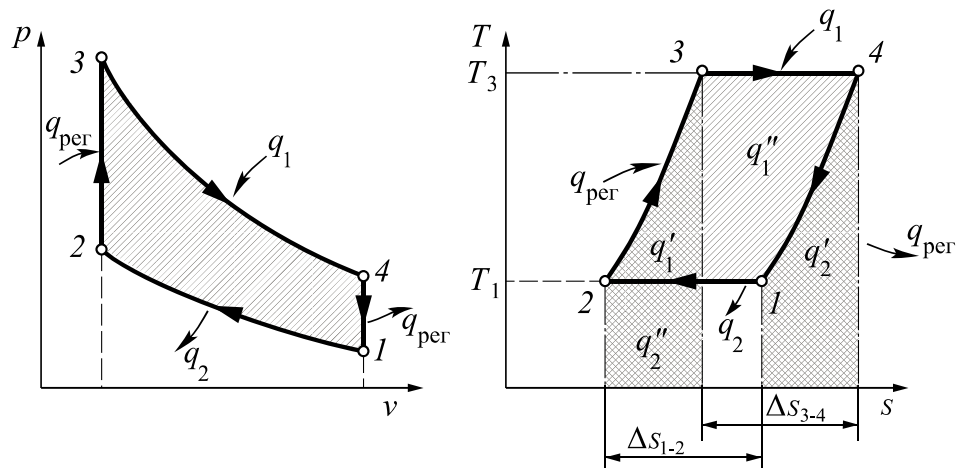


Рис. 14.26 – Цикл роботи двигуна Стірлінга на термодинамічних діаграмах

Якщо знехтувати втратами, які є в цьому двигуні, то описані процеси можна відобразити в p - v - та T - s -координатах (рис. 14.26). При цьому приймають, що в ізохорних процесах 4-1 та 2-3 відбувається повна регенерація (поповнення) теплоти, тобто, енергія відведена в регенераторі до робочого тіла у процесі 4-1 знову повністю сприймається регенератором від робочого тіла у процесі 2-3. Зовнішнього поповнення теплотою регенератора і її втрат в ньому немає. Питома теплота q'_1 , що підводиться до робочого тіла в процесі 2-3 від регенератора, і теплота q''_1 , що підводиться від зовнішнього джерела в ізотермічному процесі 3-4 в підсумку дає $q'_1 + q''_1 = q_1$. Отже:

$$q'_1 = q_{2-3}^{\text{рег}} = -q'_2 - q_{4-1}^{\text{рег}}, \quad (14.52)$$

Розрахуємо значення теплоти, що підводиться та відводиться в циклі:

$$q_1 = T_3 \cdot \Delta s_{3-4} = T_3 \cdot R \cdot \ln \frac{v_4}{v_3}, \quad (14.53)$$

$$q_2 = T_1 \cdot \Delta s_{1-2} = T_1 \cdot R \cdot \ln \frac{v_1}{v_2}. \quad (14.54)$$

Оскільки $v_4 = v_1$ та $v_3 = v_2$, то $\Delta s_{3-4} = \Delta s_{1-2}$.

Відповідно до визначення термічного к.к.д. для циклу, отримаємо:

$$\eta_m^{\text{Стірлінга}} = \eta_m^{\text{Карно}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_1}{T_3}. \quad (14.55)$$

З урахуванням того, що T_1 – мінімальна, а T_3 – максимальна температура у циклі, отриманий вираз аналогічний залежності для к.к.д. циклу Карно за тих самих граничних значень температур. У цьому полягає друга особлива перевага циклу Стірлінга. Справа в тому, що цикл Карно складається з двох ізотерм та двох адіабат, які мало відрізняються між собою, і практична реалізація цього циклу малоімовірна. А цикл Стірлінга складається з двох ізотерм та двох ізохор, його легше реалізувати і він більш ефективний.

В ідеальному варіанті припускається, що усі процеси термодинамічно оборотні, забезпечується ізотермічність процесів розширення та стиснення, що передбачає безмежно високий рівень теплообміну між робочим тілом та конструктивними елементами двигуна. Крім того, прийнято, що рух поршнів переривчастий та відсутність гідравлічного і механічного опору. Припущення про ідеальну регенерацію теплоти передбачає, що процес теплообміну між робочим тілом та регенератором, а також теплоємність регенератора безмежно великі.

Необхідно зазначити, що ідеальний цикл двигуна Стірлінга на практиці нездійснений. У будь-якому реальному двигуні усі зазначені фактори знижують його к.к.д. майже на 20 % і його ефективний к.к.д. може становити 65–70 % к.к.д. циклу Карно.

Двигуни Стірлінга мають низку важливих переваг:

- нульову токсичність, оскільки у двигуні відсутні продукти згорання;
- можливість роботи у космосі та використання будь-якого джерела теплоти: хімічних та ядерних реакцій, сонячної енергії тощо. Двигун може використовувати будь-який перепад температури, наприклад, різниці температур між різними шарами води в океані;
- наявність регенератора – підзаряджаючої теплоакумуючої системи, з постійною підзарядкою, що дозволяє в ідеальному випадку отримати термічний к.к.д., який дорівнює к.к.д. циклу Карно;

– ефективність роботи двигуна не залежить від роду робочого тіла, і це дозволяє використовувати будь-які гази в якості робочих тіл;

– простота конструкції – двигун не потребує додаткових систем, таких як, наприклад, газорозподільний механізм. Він запускається самостійно і не потребує стартера. Його характеристики дозволяють не використовувати коробку передач;

– збільшений ресурс двигуна – завдяки простоті конструкції, відсутності багатьох складних та “ніжних” механізмів, дозволяє йому забезпечити значний запас працездатності у десятки та сотні тисяч годин безперервної роботи;

– двигун має непогану екологічність, насамперед, завдяки екологічності джерел теплоти, він немає частин або процесів, які можуть впливати на забруднення навколишнього середовища, не витрачає робоче тіло і в ньому значно легше забезпечити повноту згорання палива.

Серед недоліків варто відзначити складність регулювання режимів роботи, оскільки регенератор і теплопідвідні системи мають значну теплову інерцію. Теплота у двигуні не підводиться до робочого тіла безпосередньо, а через стінки теплообмінників, які мають обмежену теплопровідність. Гарячий теплообмінник працює в досить напружених умовах теплопередачі і при високих тисках, що потребує використання високоякісних і дорогих матеріалів. Створення теплообмінника, який би відповідав цим суперечливим вимогам, досить складно. Чим більша площа теплообміну, тим менші втрати теплоти, але при цьому зростає розмір теплообмінника і об’єм робочого тіла. Це вимагає використання спеціальних методів регулювання – буферного пристрою змінного об’єму; зміни середнього тиску робочого тіла у камерах або фазного кута між робочим поршнем і витискувачем.

Основний недолік двигуна – матеріаломісткість. У двигунах зовнішнього згорання, у тому числі і двигуні Стірлінга, робоче тіло необхідно охолоджувати, а це призводить до суттєвого зростання масо-габаритних параметрів установки за рахунок збільшення теплообмінника. Для отримання характеристик, порівнянних з двигуном внутрішнього згорання, використовують високі тиски (більше 100 атм.) і спеціальні види робочого тіла – водню, гелію тощо. У цих випадках можливе зниження питомої маси двигуна до 2,6–1,2 кг/Вт.

Вказані особливості визначають основні області можливого застосування двигуна Стірлінга: це бортові енергетичні установки космічних та підводних човнів, системи штучного кровообігу, вентилятори, кондиціонери, насоси для перекачування рідин або хімічних реагентів. В останньому випадку стірлінг-насос незамінний, оскільки він абсолютно герметичний. Практично всі холодильники працюють за принципом теплового насоса, тому виробники побутових холодильників, останнім часом, проводять маркетингові роботи для оснащення своїх моделей “стірлінгами”. Вони будуть мати більшу економічність, а в якості робочого тіла використовувати звичайне повітря замість екологічно шкідливих фреонів.

2. Двигуни, які використовують енергію Сонця. Двигуни зовнішнього згорання Стірлінга в якості джерела теплоти можуть використовувати енергію Сонця. Необхідно відмітити, що енергію Сонця можна використовувати і для розробки інших конструкцій двигунів, які створюють реактивну тягу. Як приклад можна розглянути схему, коли робоче тіло, розміщене на борту літального апарата, нагрівається за рахунок сонячної енергії і, перетворившись на пару та витікаючи із сопла, може створювати тягу. Крім того, сонячне випромінювання, формуючи певний тиск на поверхню опромінення, може за рахунок цього явища створювати деяку тягу. Подібна схема, яка отримала назву “сонячне вітрило” або “фотонне вітрило”, є найбільш простою з усіх типів двигунів літальних апаратів. Назву “сонячне вітрило”, схема якого показана на рис. 14.27, а, отримало через схожість з принципом дії вітрила. Потік фотонів I , що рухається від Сонця зі швидкістю 300000 км/с, уловлюється великим “полотнищем” 2, виготовленим з надтонкої пластмасової плівки, по-

критої з одної сторони, наприклад, алюмінієм для створення відбивного дзеркала. Відбиваючись від поверхні “вітрила”, сонячне випромінювання створює тягу у напрямі 3, перпендикулярному до його поверхні. Корпус літального апарата 5 з’єднаний з “вітрилом” 2 за допомогою тросів 4.

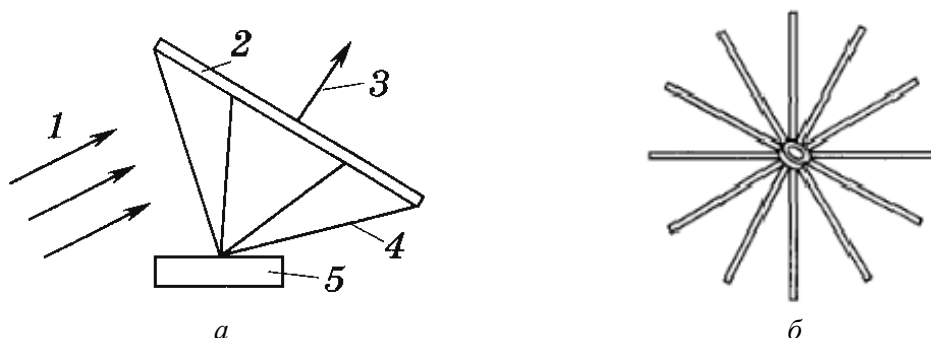


Рис. 14.27 – Принципові схеми фотореактивного двигуна

Зрозуміло, що тиск сонячного випромінювання надзвичайно низький: на поверхні Землі він становить $9 \cdot 10^{-6}$ Па, а його сумарна сила, що діє на земну кулю, – $6 \cdot 10^8$ Н. Цей тиск зменшується пропорційно квадрату відстані від Сонця. Перевагою такого пристрою є те, що відпадає потреба у джерелах як енергії, так і маси, а сила тяги діє протягом усього польоту літального апарата за його постійної маси і тому, у деяких випадках, його застосування може бути привабливим.

При використанні достатньо великого “вітрила” технічно можна забезпечити стійке прискорення літального апарата у просторі, де відсутній аеродинамічний опір. Вектор тяги у цьому випадку змінюється поворотом “сонячного вітрила” на заданий кут. Але на значних відстанях від Сонця, для отримання достатньої тяги, потрібна дуже велика площа вітрила. Наприклад, на відстані 150 мільйонів кілометрів, тягу 1 Н забезпечує площа вітрила $3 \cdot 10^4$ м². Головна складність такої системи полягає у створенні достатньо легкого вітрила. За оцінками спеціалістів, тягова система у вигляді “сонячного вітрила” для польоту до комети Галлея потребує плівки товщиною 2,5 мкм з питомою масою 3 г/м³. Крім того, для дієвості фотореактивного двигуна необхідно спочатку вивільнити корабель від дії сили тяжіння планети, з якої він вилітає, за допомогою будь-якого звичайного двигуна і зорієнтувати вітрило відносно напрямку сонячного випромінювання.

Одною з найбільш перспективних та реалістичних конструкцій “сонячного вітрила” вважається конструкція, яку називають “сонячним гіроскопом” (див. рис. 14.27, б). Орієнтовні розміри цього виробу для польоту космічного корабля до комети Галлея становлять: довжина кожної з 12-ти лопатей – 7,4 км, ширина – 8 м і вага – 200 кг. Таке “сонячне вітрило” на відстані 150 млн км від Сонця, за розрахунками, створить тягу 5 Н.

Вважають, що аналогічні системи можуть бути використані під час польотів до комет або транспортування космічних об’єктів з низьких орбіт на геостаціонарні. Піонерами в розробці таких агрегатів є Росія (космічний корабель “Прогресс М-15”, запущений 24.02.1993 р. у рамках проекту “Знамя-2” – серії дослідів з космічними дзеркалами 20-метрової ширини), Японія (супутник IKAROS з сонячною мембраною, розміром 14×14 м, яка вперше в історії використана як двигун, 21.05.2010 р.), США (супутник “LidhtSail-1”, відправлений у тестовий політ 20.05.2015 р.). В Росії також існує консорціум “Космічна регата”, який виконав декілька експериментів із сонячними відбивачами та рефлекторами, з метою освітлення окремих земних районів нафто- та газовидобутку.

14.5. Оцінка ефективності різних теплових двигунів

При аналізі та порівнянні між собою різних термодинамічних циклів найбільш цікавими є такі характеристики, як економічність та величина термічного к.к.д. Чим вище значення к.к.д., тим більш кращими є початкові умови для забезпечення високої економічності реального теплового двигуна.

Еталонним циклом для усіх типів теплових машин прийнято вважати цикл Карно, який має такий самий перепад температур, що й цикл, який з ним порівнюють. Так як термічний к.к.д. циклу Карно, що визначається виразом $\eta_{\text{тк}} = 1 - \frac{T_{\text{min}}}{T_{\text{max}}}$ є найбільшим за

вибраних значень T_{min} та T_{max} , то будь-який інший цикл, що відбувається у цьому ж інтервалі температур, буде тим ефективніший, чим ближче його термічний к.к.д до к.к.д. циклу Карно.

Однак, у багатьох випадках виникає потреба порівнювати різні цикли між собою, а не з циклом Карно. Для того, щоб виконати таке порівняння, необхідно вибрати умови, за яких воно проводитиметься. Такими умовами може бути рівність підведених кількостей теплоти, а також основних характеристик (ступінь стиснення або ступінь підвищення тиску). Цикли при цьому зображають на T – s -діаграмі і виконують порівняння їх площ. Для цього найпростіше скористатися методом співставного аналізу циклів, запропонованим у 1939 р. українським вченим Володимиром Сергійовичем Мартиновським (1906–1973). Метод заснований на другому законі термодинаміки з визначенням так званих **середньопланіметричних температур** і полягає в знаходженні для досліджуваного циклу еквівалентного циклу Карно та наступному порівнянні між собою цих еквівалентних циклів. Цей метод аналізу є досить конкретним і тому його розглянемо більш детально.

Як відомо, термічний к.к.д. будь-якого теплового двигуна визначається виразом:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (14.56)$$

де $q_2 = \int T_2 ds$, $q_1 = \int T_1 ds$, тут q_2 , T_2 та q_1 , T_1 – відповідно, кількість теплоти та поточна температура процесів, в яких відводиться чи підводиться теплота.

Кожен цикл теплової машини здійснюється в певному інтервалі зміни питомої ентропії Δs , тому завжди можна побудувати деякі ізотермічні процеси підведення чи відведення теплоти, які здійснюються в інтервалі Δs так, що кількість підведеної та відведеної у цих процесах теплоти дорівнювали значенням q_1 та q_2 циклу, що аналізується.

У цьому випадку:

$$q_2 = T_{2\text{cp}} \Delta s \text{ та } q_1 = T_{1\text{cp}} \Delta s. \quad (14.57)$$

Використавши вираз (14.57), можна визначити середні значення або середньопланіметричні температури:

$$T_{2\text{cp}} = \frac{\int T_2 ds}{\Delta s} \text{ та } T_{1\text{cp}} = \frac{\int T_1 ds}{\Delta s}.$$

Підставивши вирази (14.57) у формулу для термічного к.к.д., отримаємо:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_{2\text{cp}}}{T_{1\text{cp}}}. \quad (14.58)$$

Порівняння формул (14.58) та (14.56) для визначення к.к.д. показує їх ідентичність. Відповідно, формула (14.58) визначає термічний к.к.д. деякого еквівалентного циклу Карно, який дорівнює термічному к.к.д. циклу, що досліджується. Таким чином, будь-який цикл теплового двигуна може бути замінений еквівалентним циклом Карно з температурами $T_{2\text{ср}}$ та $T_{1\text{ср}}$, які називають середньопланіметричними (або середньотермодинамічними). За наявності T - s -діаграми середньопланіметрична температура може бути визначена планіметруванням (геометричною рівністю) площ відповідних фігур (рис. 14.28, а). Середня температура процесу повинна бути вибрана так, щоб площі геометричних фігур над і під ізотермою, для відповідного процесу, були однакові.

Термодинамічний політропний процес з теплоємностями c_2, c_3, c_4, c_5 , що протікає у заданому інтервалі температур T_2 та T_1 , має одну й ту саму середню температуру. Якщо порівнювані процеси відбуваються в одному й тому ж інтервалі зміни ентропії (рис. 14.28, б), то найбільшу середню температуру має процес з найменшою теплоємністю.

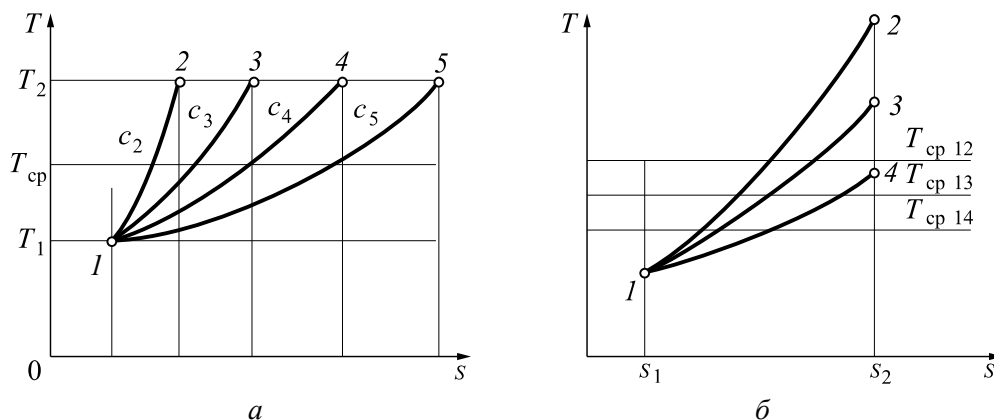


Рис. 14.28 – Визначення середньої планіметричної температури процесу за однакових інтервалів зміни: а) температури; б) питомої ентропії

Дійсно, чим нижча теплоємність робочого тіла вибраного процесу, тим менша довжина дотичної до лінії процесу в T - s -координатах та тим інтенсивніше змінюється температура робочого тіла. З урахуванням цього, $T_{\text{ср}12} > T_{\text{ср}13} > T_{\text{ср}14}$, де:

$$T_{\text{ср}12} = \frac{T_2 - T_1}{\ln(T_2 / T_1)}; \quad T_{\text{ср}13} = \frac{T_3 - T_1}{\ln(T_3 / T_1)}; \quad T_{\text{ср}14} = \frac{T_4 - T_1}{\ln(T_4 / T_1)}.$$

Для того, щоб скористуватися цим методом, необхідно аналізовані цикли представити в T - s -координатах в однакових границях температур T_{max} та T_{min} . Але, для однозначності порівняння циклів, цієї умови недостатньо, оскільки зміна, наприклад, ступеня стиснення, може широко змінювати термічний к.к.д. циклу за сталого температурного діапазону. Отже, щоб, за цього методу порівняння, аналіз циклів був однозначним, необхідно одночасно з вибором температурних меж, прийняти певні додаткові умови, наприклад, рівність кількості теплоти, підведеної за цикл до робочих тіл (рівність навантажень) або рівність окремих його характеристик тощо.

При аналізі циклів двигунів внутрішнього згорання найбільш цікавим є порівняння циклів з ізобарним та ізохорним підведенням теплоти. Нехай у цих циклах верхня T_{max} та нижня T_{min} температури рівні (рис. 14.29, а), і процеси реалізуються в одному й тому ж діапазоні тисків p_{max} та p_{min} (рис. 14.29, б). За цих умов відведення теплоти в обох циклах відбувається за однією й тією же ізохорою, тому температура $T_{1\text{ср}}$ в обох циклах однакова.

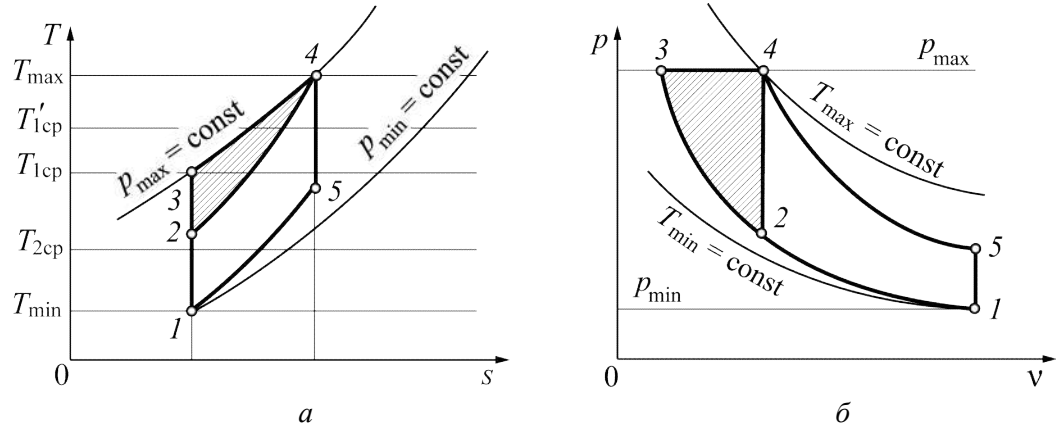


Рис. 14.29 – Порівняння циклів двигунів з підведенням теплоти за $v = \text{const}$ та $p = \text{const}$ і однакових $T_{\max}$, $p_{\max}$, $T_{\min}$, $p_{\min}$

Теплота в обох циклах підводиться після адіабатного стиснення, але ступінь стиснення у циклі з ізохорним підведенням теплоти менший, ніж для циклу з ізобарним підведенням. Цим і зумовлюється вища середня температура $T'_{\text{ср}}$ ізобари 3–4, порівняно з температурою $T_{\text{ср}}$ ізохори 2–4. Тому цикл ДВЗ з ізобарним підведенням теплоти за інших умов порівняння, виконує більшу роботу $l_{\text{ц}}$ і тому є більш економним.

Аналогічно можна зрівняти між собою, наприклад, цикли газотурбінних установок з підведенням теплоти при $v = \text{const}$ та при $p = \text{const}$ і з однаковими степенями стиснення у компресорі (процес 1–2, рис. 14.30, б).

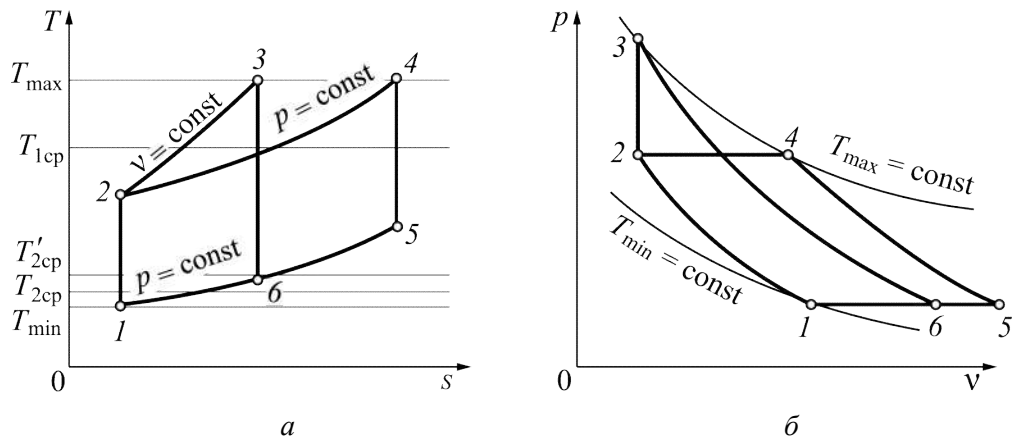


Рис. 14.30 – Порівняння циклів ГТУ з підведенням теплоти за $v = \text{const}$ та $p = \text{const}$ і однакових $T_{\max}$, $p_{\max}$, $T_{\min}$, $p_{\min}$

Підведення теплоти в обох циклах здійснюється за постійних теплоємностей та в однаковому діапазоні температур від $T_{\max}$ до $T_{\min}$ (рис. 14.30, а). Тому середні планіметричні температури процесів підведення теплоти в обох циклах однакові. Середня планіметрична температура процесу 5–1 відведення теплоти в циклі з ізобарним підведенням теплоти $T'_{\text{ср}}$ вища середньої планіметричної температури $T_{\text{ср}}$ для процесу 6–1. У зв'язку з цим, за вибраних умов порівняння, термічний к.к.д. циклу газотурбінної установки з ізохорним підведенням теплоти вищий термічного к.к.д. циклу з ізобарним підведенням теплоти.

Запропонований метод порівняння циклів може бути використаний для зіставлення циклів різнорідних теплосилових установок, наприклад, двигунів внутрішнього згорання та газотурбінних установок. На рис. 14.31 показані в T - s - та p - v -координатах цикли двигуна внутрішнього згорання та газотурбінної установки з підведенням теплоти при $p = \text{const}$, які мають однакові температури T_{max} та T_{min} (рис. 14.31, *a*). Окрім рівності температурного інтервалу також однаковими приймаються значення p_{max} та p_{min} (рис. 14.31, *б*). Середня планіметрична температура $T_{1\text{cp}}$ процесів підведення теплоти в обох циклах однакова. Більш того, у цих циклах до робочого тіла підводиться однакова кількість теплоти (площа 8–2–4–7 на рис. 14.31, *a*). Середня планіметрична температура $T_{2\text{cp}}$ ізохорного процесу відведення теплоти вища середньої температури $T'_{2\text{cp}}$ ізобарного процесу відведення теплоти, що свідчить про те, що за обраних умов порівняння термічний к.к.д. газотурбінної установки вищий ніж термічний к.к.д. дизельного двигуна. Такий самий висновок випливає з T - s -діаграми циклів, де чітко видно, що підведена теплота в обох циклах однакова, а площа, обмежена лініями процесів для двигуна внутрішнього згорання, менша аналогічної площі для газотурбінної установки (площа 1–5–6–1), що також вказує на більше значення термічного к.к.д. циклу ГТУ.

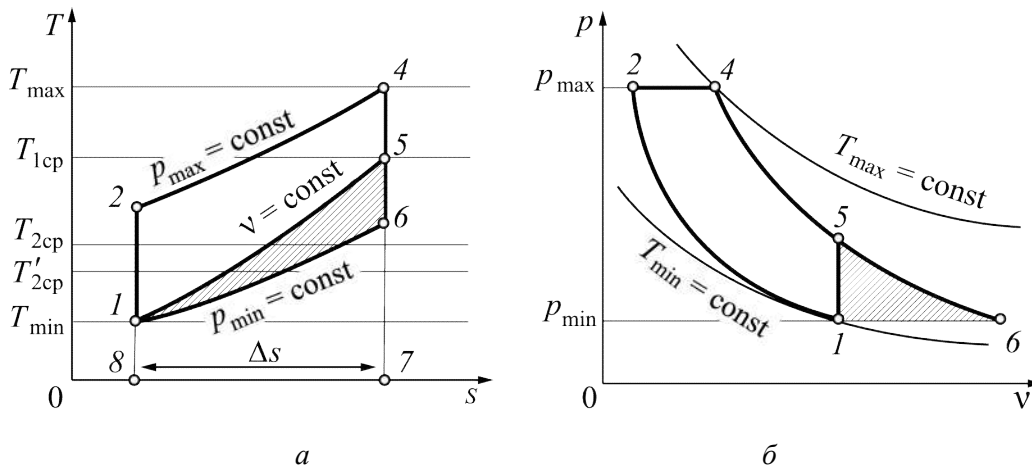


Рис. 14.31 – Порівняння циклів двигунів внутрішнього згорання та газотурбінних установок за однакових T_{max} , T_{min} та p_{max} , p_{min}

Наведені приклади порівняльного аналізу циклів показують, що введення поняття середніх планіметричних температур для термодинамічних процесів підведення та відведення теплоти в циклах, тобто заміна досліджуваних циклів еквівалентними циклами Карно, значною мірою полегшує їх аналіз, робить його більш наочним. Однак, варто відмітити, що при використанні цього методу необхідно правильно, з інженерної точки зору, вибрати додаткові умови порівняння. Так, наприклад, при порівнянні циклів ДВЗ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ та $v = \text{const}$ і для однакових значень T_{max} та T_{min} навряд чи доцільно приймати однакові степені стиснення в обох циклах. Такий аналіз має незначний практичний зміст. Дійсно, двигуни із запаленням від стиснення мають більш високі степені стиснення, ніж двигуни із запаленням від електросвічі (оптимальний стіпень стиснення для циклу при $v = \text{const}$ – $\varepsilon \leq 10$; циклу при $p = \text{const}$ – $\varepsilon \leq 16$; змішаного циклу – $\varepsilon \leq 22$). Тому більшу практичну вагу має додаткова умова, сформульована у вигляді підведення до робочого тіла однакової кількості теплоти.

Контрольні питання

1. Як виглядає ідеалізований цикл двигуна внутрішнього згорання з підведенням теплоти:
а) при $p = \text{const}$; б) $v = \text{const}$; в) за змішаною схемою у $p-v$ - та $T-s$ -координатах? У чому полягає ідеалізація ідеальних термодинамічних циклів від реальних циклів теплових машин? Назвіть параметри, які характеризують узагальнений термодинамічний цикл.
2. Наведіть класифікацію поршневих двигунів внутрішнього згорання за: а) способом сумішоутворення і згорання; б) організацією робочого процесу; в) призначенням; г) числом обертів; д) використанням теплоти вихлопних газів.
3. Зобразіть $p-v$ -діаграму реального циклу чотиритактного двигуна із запалюванням від стиснення та прокоментуйте окремі термодинамічні процеси.
4. Поясніть особливості газообміну в двотактних двигунах
5. Які безрозмірні параметри прийнято використовувати для характеристики циклів поршневих ДВЗ? Що таке ступінь стиснення? Чим обмежується ця величина у карбюраторних двигунах?
6. Вкажіть інтервал значень ступеня стиснення дизельних двигунів. Чим обмежена його верхня межа?
7. Що характеризує величина термодинамічного к.к.д. двигуна? У яких циклах значення термічного к.к.д. збільшується у міру зростання кількості підведеної теплоти, а в яких навпаки – зменшується?
8. Перерахуйте напрями використання газотурбінних установок. Наведіть класифікацію газотурбінних установок щодо організації циклу, роду палива, потужності.
9. Зобразіть та прокоментуйте цикл простої газотурбінної установки на $T-s$ -діаграмі.
10. Який процес називається регенерацією і в яких циклах він використовується? Як здійснюється регенерація теплоти відпрацьованих газів у ГТУ? Що характеризує величина ступеня регенерації у циклах ГТУ?
11. Яку роль відіграє поршень та витискувач у двигуні Стірлінга? За рахунок чого можна збільшити ефективність цього двигуна?
12. Яка температура називається середньопланіметричною і для чого вона застосовується?