

CUPRINS

CAPITOLUL I - INTRODUCERE

1.1. SISTEMUL TERMODINAMIC	4
1.2. STARE, PARAMETRII DE STARE, ECHILIBRU	6
1.3. ECUAȚIA CARACTERISTICĂ (TERMICĂ) DE STARE	6
1.4. COEFICIENȚI TERMODINAMICI	7
1.5. PROCESE TERMODINAMICE	8

CAPITOLUL II - PRIMUL PRINCIPIU AL TERMODINAMICII

2.1. LUCRUL MECANIC ȘI CĂLDURA	9
2.2. ENTALPIA	16
2.3. PRINCIPIUL ÎNTĂI AL TERMODINAMICII. FORMULĂRI	16
2.4. ECUAȚII CALORICE DE STARE	20

CAPITOLUL III - GAZUL PERFECT

3.1. LEGILE SIMPLE ALE GAZELOR PERFECTE	22
3.2. COEFICIENȚII CALORICI	26
3.3. AMESTECURI DE GAZE PERFECTE	29
3.4. TRANSFORMĂRI SIMPLE ALE GAZELOR PERFECTE	34

CAPITOLUL IV - PRINCIPIUL DOI AL TERMODINAMICII. ENTROPIA

4.1. PROCESE CICLICE (CICLURI TEMODINAMICE)	50
4.2. RANDAMENTUL CICLURILOR	51
4.3. PROCESE REVERSIBILE ȘI IREVERSIBILE	53
4.4. CICLUL CARNOT REVERSIBIL DIRECT	53
4.5. CICLUL CARNOT REVERSIBIL INVERSAT	56
4.6. COMPARAȚIA RANDAMENTELOR A DOUĂ CICLURI CARNOT PENTRU GAZUL PERFECT, UNUL REVESIBIL CELĂLALT IREVERSIBIL	58
4.7. GENERALITĂȚI REFERITOARE LA PRINCIPIUL DOI AL TERMODINAMICII	60
4.8. ENUNȚURI ALE PRINCIPIULUI DOI AL TERMODINAMICII	61
4.9. ENTROPIA ȘI DEFINIȚIA EI	63
4.10. PROPRIETĂȚILE ENTROPIEI ABSOLUTE „S”	65
4.11. DEFINIREA ENTROPIEI CU AJUTORUL CICLULUI CARNOT	66
4.12. ECUAȚIA GENERALĂ A TERMODINAMICII	69
4.13. DIAGrame ENTROPICE. VARIAȚIA ENTROPIEI ÎN TRANSFORMĂRI SIMPLE ALE GAZULUI PERFECT	70
4.14. VARIAȚIA ENTROPIEI LA AMESTECURI DE GAZ	74
4.15. FUNCȚIUNI ȘI POTENȚIALE TERMODINAMICE	75
4.16. LUCRUL MECANIC TEHNIC MAXIM	78

CAPITOLUL V - PRINCIPIUL AL TREILEA AL TERMODINAMICII

81

CAPITOLUL VI - GAZELE REALE, VAPORI

6.1. PROPRIETĂȚILE GAZELOR REALE	84
6.2. ECUAȚII TERMICE DE STARE ALE GAZELOR REALE	86
6.3. ECUAȚIA VAN DER WAALS	87
6.4. SCHIMBĂRI DE FAZĂ DE ORDINUL ÎNTĂI	90

6.5. PROCESUL DE VAPORIZARE	91
6.6. MĂRIMILE DE STARE ALE VAPORILOR SATURAȚI UMEZI. CURBE DE TITLU CONSTANT	95
6.7. DIAGrame TERMODINAMICE ALE VAPORILOR	96
6.8. LAMINAREA VAPORILOR. EFECTUL JOULE – THOMSON	101
6.9. CICLUL CLAUDIUS – RANKINE. INSTALAȚII DE ABUR	105
CAPITOLUL VII - AERUL UMED.	
MĂSURAREA PARAMETRILOR AERULUI UMED	
7.1. CARACTERIZAREA AERULUI UMED CA PARAMETRU TERMODINAMIC	112
7.2. MĂRIMI DE STARE. DIAGRAMA (h_{1+x} -x)	113
7.3. TRANSFORMĂRI ALE AERULUI UMED. DOMENII DE UTILIZARE	123
7.4. INSTALAȚII DE CLIMATIZARE LA BORDUL NAVELOR	131
CAPITOLUL VIII - INSTALAȚII FRIGORIFICE	
8.1. PROCEDEE DE PRODUCERE A FRIGULUI ARTIFICIAL	136
8.2. TERMODINAMICA PRODUCERII FRIGULUI ARTIFICIAL PRIN COMPRIARE DE VAPORI. MAȘINA FRIGORIFICĂ	137
8.3. TIPURI DE INSTALAȚII FRIGORIFICE	139
8.3.1. Instalația frigorifică cu o treaptă de comprimare	139
8.3.2. Instalația frigorifică în două trepte de comprimare	140
8.3.3. Instalația frigorifică în cascade	144
8.3.4. Instalația frigorifică cu ejector (I.F.E.)	144
8.3.5. Instalația frigorifică cu absorbție (I.F.A.)	146
8.4. CALCULUL TERMIC AL IFCMV ÎNTR-O TREAPTĂ	148
8.5. CALCULUL TERMIC IFCMV ÎN DOUĂ TREPTE	149
CAPITOLUL IX - DINAMICA GAZELOR	
9.1. GENERALITĂȚI	152
9.2. ECUAȚIA FUNDAMENTALĂ A MIȘCĂRII GAZELOR	153
9.3. MIȘCAREA GAZULUI PERFECT ÎNTR-UN AJUTAJ CONVERGENT	154
9.4. MIȘCAREA GAZULUI PERFECT ÎNTR-UN AJUTAJ COVERGENT - DIVERGENT	159
9.5. MĂRIMI DE FRÂNARE	161
9.6. MIȘCAREA CU FRECARĂ A GAZELOR	162
9.7. MĂSURAREA DEBITELOR CU AJUTORUL DIAFRAGMEI	163
CAPITOLUL X - ARDEREA	
10.1. NOȚIUNI GENERALE	166
10.2. ARDEREA COMBUSTIBILILOR SOLIZI ȘI LICHIZI	167
10.3. ARDEREA COMBUSTIBILILOR GAZOȘI	170
10.4. CĂLDURA DE REACȚIE	171
10.5. TEMPERATURA DE ARDERE	175
CAPITOLUL XI - COMPRESORUL CU PISTON	
11.1. COMPRESORUL TEORETIC CU PISTON	178
11.2. COMPRESORUL TEHNIC	180
11.3. COMPRESORUL ÎN TREPTE	183
11.4. FUNCȚIONAREA REALĂ A COMPRESORULUI TEHNIC	186
11.5. DEBITUL, PUTEREA ȘI RANDAMENTELE COMPRESOARELOR CU PISTON	187

CAPITOLUL XII - CICLURILE TEORETICE ALE MOTOARELOR CU ARDERE INTERNĂ

12.1. GENERALITĂȚI	191
12.2. CICLUL TEORETIC AL MOTORULUI CU ARDERE MIXTĂ	192
12.2.1. Determinarea parametrilor fluidului motor în punctele caracteristice ale ciclului	193
12.2.2. Calculul cantităților de căldură schimbate pe ciclu	195
12.2.3. Calculul randamentului termic	195
12.3. CICLUL TEORETIC AL MOTORULUI CU ARDERE LA VOLUM CONSTANT	196
12.4. CICLUL TEORETIC AL MOTORULUI CU ARDERE LA PRESIUNE CONSTANTĂ	197
12.5. CICLURI TEORETICE CU DESTINDERE PRELUNGITĂ	198
12.5.1. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune variabilă	198
12.5.1.1. Determinarea parametrilor fluidului motor în punctele caracteristice ale ciclului	199
12.5.1.2. Calculul cantităților de căldură schimbate pe ciclu	202
12.5.1.3. Calculul randamentului termic	202
12.5.2. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune variabilă și ardere izocoră	203
12.5.3. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune variabilă și ardere izobară	204
12.5.4. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune constantă	205
12.5.4.1. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune constantă și ardere la volum constant	209
12.5.4.2. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune constantă și ardere la presiune constantă	210

CAPITOLUL XIII - TURBINE CU GAZE

13.1. TURBINE CU GAZE	212
13.2. CICLUL INSTALAȚIILOR DE TURBINE CU GAZE CU RECUPERARE DE CĂLDURĂ	214
13.3. TURBINA CU ARDERE LA $v = ct.$	217

CAPITOLUL XIV - TURBINE CU ABURI

14.1. MĂRIMI PRINCIPALE ALE TURBINEI PROCESUL TEORETIC ȘI CEL REAL	219
14.2. RANDAMENTELE TURBINEI ȘI CONSUMURI SPECIFICE	220
14.3. CONSUMUL SPECIFIC DE ABUR ȘI DE CĂLDURĂ	221

Bibliografie	223
---------------------------	-----

CAPITOLUL I

INTRODUCERE

Termodinamica reprezintă acea parte a fizicii macroscopice care se ocupă cu studiul relațiilor dintre fenomenele termice și cele netermice (mecanice, electromagnetice, etc.), fenomene care intervin în caracterizarea stărilor sistemelor fizico-chimice și a transformărilor lor.

În terminologia curentă, prin termodinamică se înțelege știința despre energie în sensul cel mai larg al cuvântului. Din punct de vedere al domeniului de utilizare, termodinamica se împarte în trei mari capitole: termodinamica tehnică (termotehnică) termodinamica chimică și termodinamica fizică.

Termotehnica se ocupă cu studiul proceselor ce se desfășoară în mașinile și în instalațiile termice, procese în care transferul de energie între corpuri se face sub formă de căldură și lucru mecanic.

1.1. SISTEMUL TERMODINAMIC

Numim *sistem termodinamic* un sistem fizico-chimic în care se delimitează un spațiu sau o cantitate de materie pentru a studia proprietățile termice sau condițiile de echilibru energetic. Delimitarea sistemului se face prin suprafețe de control (reale sau imaginare). Ansamblul corpurilor înconjurătoare rămase în afara sistemului se numește *mediu ambiant*.

Exemple: un sistem termodinamic poate fi reprezentat de cilindrul unei mașini termice, cu posibilitatea de a studia proprietățile gazelor din cilindrul acelei mașini cu piston.

Un sistem termodinamic poate fi constituit și din întreaga mașină.

Sistemul în ansamblul său poate schimba energie cu mediul exterior, în termotehnică interesând schimbul de energie sub formă de căldură și lucru mecanic între sistemul termodinamic studiat și M.E.

După proprietățile granițelor sistemului se disting tipurile de sisteme:

- sistem închis (izolat și neizolat);
- sistem deschis.

Un sistem se numește *închis* dacă nu are schimb de substanță cu M.E. (deci conține întotdeauna aceeași cantitate de materie). Un exemplu de sistem termodinamic închis îl constituie un volum de gaz aflat într-un cilindru în care se deplasează etanș și fără frecare un piston.

Prin *sistem izolat* se înțelege un sistem termodinamic căruia îi este interzis schimbul de energie cu M.E. (ex: nu este posibilă efectuarea de

lucru mecanic prin deplasarea pistonului, iar pereții cilindrului nu permit schimbul de căldură gaz - M.E.).

Un sistem este *izolat adiabatic* dacă între acesta și M.E. se realizează numai schimb de energie sub formă de lucru mecanic, dar schimbul de căldură nu este permis.

Sistemul din figură este închis dar neizolat, deoarece, prin deplasarea pistonului are loc un schimb energetic (lucru mecanic).

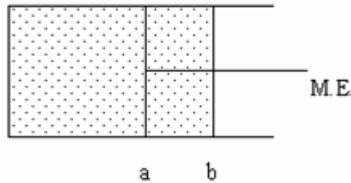


Figura 1.1

Sistem închis. Gaz închis într-un cilindru prevăzut cu piston etanș și fără frecare

Un sistem se cheamă *deschis* dacă acesta schimbă cu M.E. și energie și substanță.

Exemplu de sistem deschis:

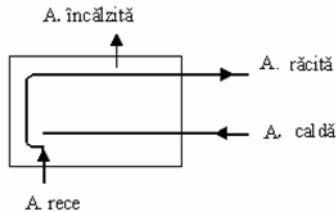


Figura 1.2

Boiler în care apa caldă încălzește un curent de apă rece

Un sistem se numește *adiabatic* atunci când schimbul energetic sub formă de căldură cu alt sistem sau cu M.E., prin suprafața sa delimitatoare este imposibil.

1.2. STARE. PARAMETRII DE STARE. ECHILIBRU

Starea unui S.T. se poate determina prin măsurarea directă a unui număr (restrâns) de mărimi fizice caracteristice, numite *mărimi de stare*.

Starea în care valoarea mărimilor de stare nu variază în timp se numește *stare de echilibru*.

Totalitatea mărimilor fizice măsurabile ale unui sistem care precizează starea sistemului la un moment dat reprezintă *parametrii de stare* (ex: presiune, temperatură, volum, densitate, etc).

Parametrii macroscopici descriu situația unui sistem la un moment dat.

Parametrii macroscopici care descriu echilibrul termodinamic se numesc *parametrii termodinamici* (P.T.). Aceștia pot fi:

- dependenți de cantitatea de substanță și se cheamă *extensivi* sau *aditivi* (ex: volumul, entalpia, entropia);
- independenți de masă și se numesc *intensivi* (ex: temperatura, presiunea, etc);
- externi, depind de relațiile sistemului cu M.E.;
- interni, reprezentați de mărimi care depind de proprietățile interne ale corpurilor sistemului (ex: presiunea, temperatura, densitatea);

1.3. ECUAȚIA CARACTERISTICĂ (TERMICĂ) DE STARE

Între parametrii termodinamici care caracterizează starea unui sistem, există o legătură observată experimental de forma:

$$f(p, v, T, \dots) = 0 \quad (1.1)$$

Această relație permite determinarea unuia dintre parametrii de stare p, v, T , dacă se cunosc valorile celorlalți doi parametri care caracterizează o anumită stare de echilibru a sistemului.

La sistemele simple, la care variază un singur parametru extern (volumul), ecuația (1.1) devine:

$$p = p(v, T) \quad (1.2)$$

iar sub formă de diferențială:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -1 \quad (1.3)$$

1.4. COEFICIENȚI TERMODINAMICI

Sunt derivatele parțiale din ecuația (1.3) și se raportează, de obicei, la starea normală ($p_0 = 1,01325 \times 10^5 \text{ Pa}$; $T_0 = 273,15 \text{ K}$) marcată prin indicele zero la mărimile termofizice utilizate.

- coeficientul de dilatare izobară a volumului:

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (1.4)$$

- coeficientul de variație izocoră a presiunii:

$$\beta = \frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \quad (1.5)$$

- coeficientul de compresibilitate izotermă:

$$\gamma = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (1.6)$$

- coeficientul de compresibilitate adiabatică:

$$\varepsilon_s = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_s \quad (1.7)$$

- coeficientul de compresibilitate politropică:

$$\varepsilon_n = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_n, \quad n = \text{indicele politropic} \quad (1.8)$$

- coeficientul de destindere laminară:

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h \quad (1.9)$$

Ecuația caracteristică de stare pentru sisteme simple (1.3) se scrie sub forma unei relații între coeficienții termodinamici:

$$\alpha = \beta \gamma P_0 \quad (1.10)$$

Relația (1.10) reprezintă forma care permite calculul unuia dintre coeficienții termodinamici atunci când se cunosc ceilalți.

1.5. PROCESE TERMODINAMICE

Un sistem termodinamic aflat în echilibru poate fi scos din această stare printr-o acțiune din exterior. Astfel, are loc un proces termodinamic care are drept urmare o transformare a stării sistemului (adică o succesiune de stări prin care trece în timp un sistem).

Să ne imaginăm un proces idealizat care se desfășoară înfinit de lent astfel încât stările intermediare să poată fi riguros stări de echilibru. Astfel de procese nu se pot realiza practic și sunt denumite *cvasistatice*. După modul în care un sistem se reîntoarce la starea inițială se disting:

- *procese reversibile*, în care sistemul revine la starea inițială trecând prin aceleași stări ca și procesul direct;
- *procese ireversibile*, în care sistemul revine la starea inițială pe alt traseu, trecând prin alte stări.

În toate cazurile reale, procesele termodinamice sunt ireversibile.

Procesele *cvasistatice - reversibile* sunt procese idealizate care îndeplinesc atât condiția de *cvasistaticitate*, cât și pe cea de *reversibilitate*.

Procesele *cvasistatice* se pot reprezenta în diagrame, spre deosebire de cele *nonstatice* (care cuprind stări de neechilibru).

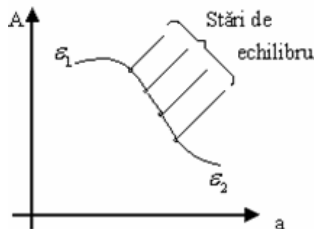


Figura 1.3
Reprezentarea unui proces cvasistatic

Procesul *cvasistatic* este reprezentat prin curba din planul (a, A) dată de succesiunea continuă de stări de echilibru.

CAPITOLUL II

PRIMUL PRINCIPIU AL TERMODINAMICII

2.1. LUCRUL MECANIC ȘI CĂLDURA

La interacțiunea a două sisteme pot avea loc transferuri de energie în diverse moduri:

- modul de transfer de energie prin efect termic se numește *căldură* (și este caracteristic sistemelor care nu-și modifică parametrii externi în timpul procesului);

- modul de transfer de energie prin efect mecanic se numește *lucru mecanic* (și este caracteristic sistemelor la care parametrii externi variază în timpul procesului).

Lucrul mecanic și căldura se definesc numai în procese de transfer de energie, definirea lor pentru stări fiind o imposibilitate.

LUCRUL MECANIC

Este energia schimbată între un sistem și M.E. în cursul unei interacțiuni mecanice. Se notează cu „L”, iar în mecanica elementară, lucrul mecanic elementar schimbat de sistem cu M.E., „ δL ” este:

$$\delta L = F \cdot dx \quad (2.1)$$

Unde:

F – forță

x – deplasarea punctului de aplicație al forței, pe direcția forței.

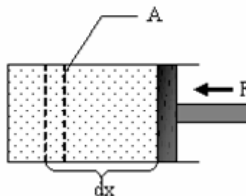


Figura 2.1
Sistem termodinamic închis într-un cilindru cu piston.

În cazul simplu al unui gaz aflat într-un cilindru cu piston de secțiune A , asupra căruia acționează o forță F paralelă cu deplasarea dx , ca în figură, sistemul primește lucru mecanic din exterior. În termodinamica tehnică el este considerat negativ, deoarece în tehnică se urmărește *obținerea* de lucru mecanic.

Deci:

$$\delta L = -pdV \quad (2.2)$$

unde p - presiunea exercitată de gaz asupra pistonului.

OBSERVAȚIE: *lucrul mecanic este o formă de energie. Un sistem nu poate înmagazina lucrul mecanic, ci numai energie, de aceea spunem că lucrul mecanic reprezintă una din formele de transmitere a energiei între sisteme.*

În termodinamică se stabilește următoarea convenție de semne:

- dacă sistemul primește energie pe calea interacțiunii mecanice, atunci lucrul mecanic corespunzător este negativ ($L < 0$);
- dacă sistemul cedează energie pe calea interacțiunii mecanice, atunci lucrul mecanic corespunzător este pozitiv ($L > 0$).



Lucrul mecanic în transformările de stare reversibile

Pentru a calcula lucrul mecanic consumat prin variația volumului considerăm figura următoare:

1. Stare termodinamică inițială.
2. Stare termodinamică finală.

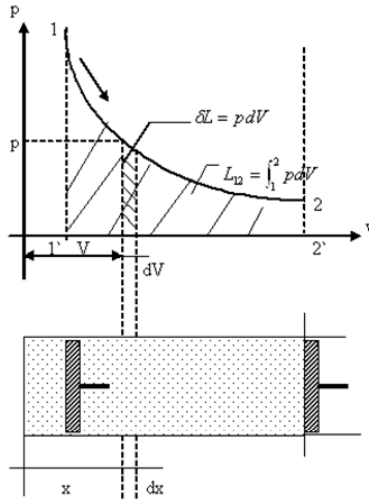


Figura 2.2
 Lucrul mecanic într-o transformare
 de stare reversibilă.

În starea intermediară gazul are presiunea p și ocupă volumul V .

Pentru o deplasare infinitesimală dx a pistonului ($p \cong const.$, volumul crește cu dV):

$\delta L = pdV$ - lucrul mecanic produs de sistem este pozitiv.

Lucrul mecanic *total* efectuat sau consumat între pozițiile 1 și 2 ale pistonului va fi:

$$L_{12} = \int_1^2 \delta L = \int_1^2 p dV \quad [J] \quad (2.3)$$

Variația presiunii gazului din cilindru se reprezintă în funcție de volumul ocupat în diagrama mecanică ($p-v$). Se observă că lucrul mecanic efectuat de gaz (L_{12}) este reprezentat de aria cuprinsă sub curba 1-2.

$$|L_{12}| = \left| \int_1^2 p dV \right| = A_{1'122'} \quad (2.4)$$

iar lucrul mecanic elementar δL a fost hașurat dublu.

Pentru o masă de gaz egală cu unitatea, lucrul mecanic efectuat de gaz:

$$l_{12} = \int_1^2 p dv \quad [J/kg] \quad (2.5)$$

OBSERVAȚIE: S-a notat δL și nu dL deoarece lucrul mecanic depinde de drum. Deci lucrul mecanic nu este o diferențială totală exactă.

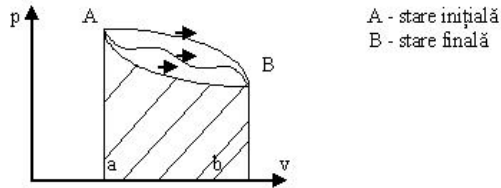


Figura 2.3
Lucrul mecanic schimbat între stările A și B

Pentru drumuri diferite, lucrul mecanic (aria de sub curbă) ia valori diferite.

Lucrul mecanic de dislocare (de deplasare)

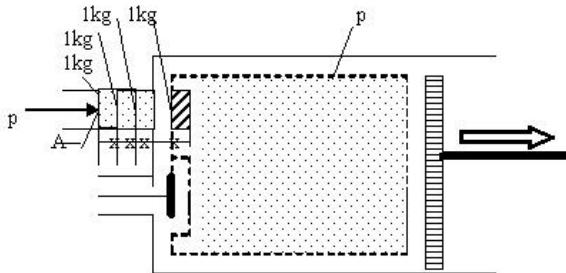


Figura 2.4
Interacțiunea mecanică g-g în cazul unui sistem deschis

Exemplificăm cu cilindrul unei mașini cu piston în care intră gaz la $p = const.$, printr-o conductă care face legătura cu mediul ambiant.

Pentru introducerea fiecărui kg de gaz în sistem se cheltuiește din exterior un lucru (de deplasare sau de dislocare) care este cedat fiecărei tranșe de gaz de către masa de gaz aflată în spatele său:

$$l_d = F \cdot x = p \cdot A \cdot x = p \cdot v \quad [J/kg] \quad (2.6)$$

Lucrul mecanic tehnic

Considerăm mașina termică (M.T.) din figură care produce un lucru mecanic și prin care trece o masă de agent termic "m" într-un anumit interval de timp. Această M.T. este un sistem deschis și este delimitată printr-o suprafață permeabilă (schițată punctat).

După admisia în mașină, agentul termic suferă o transformare termodinamică, ajungând din starea 1 în starea 2.

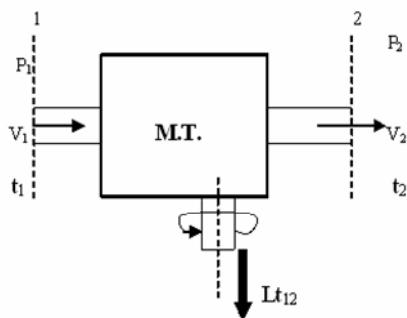


Figura 2.5
Lucrul mecanic tehnic

Lucrul mecanic total pe care îl dezvoltă agentul termic în mașină se numește *lucru mecanic tehnic* (sau lucru mecanic la axă deoarece el poate fi produs la axa unei mașini care poate reprezenta sistemul).

Expresia lucrului mecanic tehnic este:

$$L_{t12} = L_{ad} + L_{12} + L_{ev} \quad (2.7)$$

unde:

L_{ad} - lucru mecanic de dislocare la intrarea în mașină (este pozitiv).

$$L_{ad} = p_1 \cdot V_1$$

L_{ev} - lucru mecanic consumat pentru evacuarea agentului în mașină (este negativ).

$$L_{ev} = -p_2 \cdot V_2$$

L_{12} - lucru mecanic produs la trecerea de la starea 1 la starea 2

Relația (2.7) devine:

$$L_{t12} = P_1 V_1 - P_2 V_2 + L_{12} = L_{12} - (P_2 V_2 - P_1 V_1) \quad (2.8)$$

Dar $L_{12} = \int_1^2 p dV$ - lucrul mecanic produs prin variația volumului, rezultă:

$$L_{12} = \int_1^2 p dV = \int_1^2 d(PV) = - \int_1^2 V dp \quad (2.9)$$

Pentru $m_{gaz} = 1kg$

$$l_{12} = - \int_1^2 v dp \quad (2.10)$$

Reprezentarea lucrului mecanic tehnic în diagrama $p - v$:

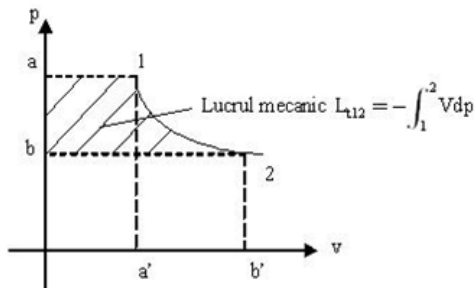


Figura 2.6

Lucrul mecanic tehnic reprezentat în diagrama ($p - v$)

Lucrul mecanic în sistemele adiabatice închise. Energia internă

Dacă se introduce într-un sistem închis lucru mecanic, acesta nu dispare, ci rămâne în sistem sub formă de energie acumulată sau se cedează M.A.

Dacă sistemul este închis și adiabetic, energia respectivă se înmagazinează în agentul de lucru a cărui stare energetică se schimbă. Această nouă formă de energie este numită *energie internă*.

DEFINIȚIE: *Energia internă este partea din energia totală a unui sistem fizic care depinde exclusiv de mărimile lui de stare interne.*

Energia internă este o mărime extensivă (ca orice energie), se măsoară în: $J; kJ; cal; kcal$, se notează cu " U ", iar pentru $m = 1kg$ sau $1mol$, $u = U / m$ (energia internă specifică).

Sistemul fiind și adiabetic, întreg lucrul mecanic schimbat de el cu M.A. se transformă în:

$$U_1 - U_2 = L_{12} \quad (2.11)$$

Ca orice energie, și energia internă este o mărime de stare.

CĂLDURA

Între un S.T. și M.A. se poate realiza un schimb de energie pus în evidență prin modificarea temperaturii sistemului. Energia transmisă în acest mod se numește *căldură* și schimbul încetează când temperaturile M.A. și S.T. devin egale.

Cantitatea de căldură se calculează cu relația calorimetrică clasică într-un proces termodinamic elementar:

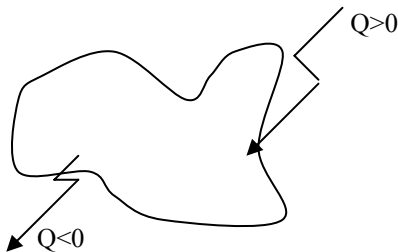
$$\delta Q = m \cdot c \cdot dT \quad [\text{J}] \quad (2.12)$$

$$\delta Q = m \cdot c \cdot dT \quad [\text{J/kg}] \quad (2.13)$$

Căldura schimbată de un sistem termodinamic în procesul termodinamic 1 - 2, când temperatura sistemului variază de la T_1 la T_2 :

$$Q_{12} = \int_1^2 \delta Q = \int_1^2 m \cdot c \cdot dT \quad [\text{J}] \quad (2.14)$$

CONVENȚIE: căldura primită de un corp în cursul unui proces termodinamic este pozitivă (deoarece duce la creșterea temperaturii sistemului $dT > 0$).



- căldura cedată este negativă.

OBSERVAȚIE: Ca și lucrul mecanic, căldura nu este o mărime de stare, mărimea ei depinzând de felul procesului care duce sistemul de la starea 1 la starea 2. Căldura este o mărime extensivă (ca și energia internă și lucrul mecanic).

2.2. ENTALPIA

Este o mărime de stare indispensabilă în calculele termotehnice. Ca și energia internă, ea caracterizează nivelul energetic al unui sistem termodinamic.

Entalpia H se dă în forma:

$$H = U + pV \quad [\text{J}] \quad (2.15)$$

unde:

U - energia internă.

pV - lucrul mecanic în deplasare.

Pentru unitatea de masă, entalpia masică:

$$h = u + pV \quad [\text{J/kg}] \quad (2.16)$$

2.3. PRINCIPIUL ÎNTÂI AL TERMODINAMICII. FORMULĂRI

Acesta exprimă teza indestructibilității mișcării, deci și a energiei (ca măsură a mișcării).

Pentru *sisteme izolate*, principiul întâi al termodinamicii se exprimă astfel:

„Într-un sistem izolat, energia se conservă indiferent de transformările care au loc în interior.”, deci pentru sistemele izolate este valabilă expresia matematică:

$$\sum_{j=1}^n E_j = \text{const} \quad (2.17)$$

unde E_j - energia de forma "j" (mecanică, termică, etc.)

Aspectul *cantitativ* al principiului întâi scoate în evidență faptul că energia se conservă, deci ea nu poate fi creată sau distrusă, cu alte cuvinte: *„nu se poate realiza o mașină termică cu funcționare continuă, care să producă lucrul mecanic fără a consuma o cantitate echivalentă de căldură”* – o astfel de mașină a primit numele de perpetuum mobile de speța I, deci *„este imposibilă construcția unui perpetuum mobile de speța I.”*

Latura *calitativă* a principiului întâi al termodinamicii indică faptul că sunt posibile transformările energiei dintr-o formă în alta, adică *„nu se poate realiza o mașină care să consume energie fără a ceda în exterior o cantitate echivalentă de altă formă de energie.”*

Principiul întâi al termodinamicii pentru sisteme închise

Considerăm un sistem termodinamic închis care parcurge un *proces închis (ciclu)*, sistemul termodinamic dezvoltând în timpul ciclului un anumit lucru mecanic pe seama consumului unei cantități echivalente de căldură (fig.2.7).

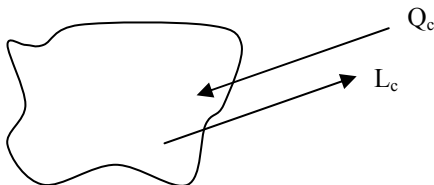


Figura 2.7
Sistem termodinamic închis
care parcurge un ciclu.

Deci, la sistemele închise care parcurg un ciclu:

$$Q_c = L_c \quad (2.18)$$

relație care nu poate fi demonstrată matematic, dar care este verificată experimental.

Pornind de la relația (2.18) se poate găsi expresia matematică a principiului întâi al termodinamicii pentru sisteme închise care parcurg *procese deschise* (fig.2.8).

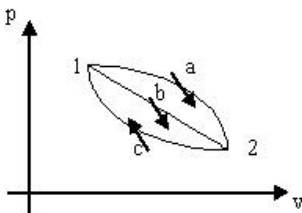


Figura 2.8
Reprezentarea unui ciclu în diagrama ($p - v$)

$$\left. \begin{aligned} Q_{1a2} + Q_{2c1} &= L_{1a2} + L_{2c1} \\ Q_{1b2} + Q_{2c1} &= L_{1b2} + L_{2c1} \end{aligned} \right| - \quad (2.19)$$

$$Q_{1a2} - Q_{1b2} = L_{1a2} - L_{1b2} \quad \text{sau} \quad Q_{1a2} - L_{1a2} = Q_{1b2} - L_{1b2} = ct \quad (2.20)$$

OBSERVAȚIE: diferența $Q_{12} - L_{12}$ nu depinde de proces ci doar de starea inițială **1** și de starea finală **2**, și reprezintă variația mărimii de stare a energiei interne.

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Q_{12} - L_{12} \quad [J] \quad (2.21)$$

Pentru un proces termodinamic elementar

$$dU = \delta Q - \delta L = \delta Q - p dV \quad (2.22)$$

sau pentru unitatea de masă:

$$u_2 - u_1 = q_{12} - l_{12} \quad [J/kg] \quad (2.23)$$

$$du = \delta q - \delta l = \delta q - p d\nu \quad (2.24)$$

Diferențind relațiile de definiție ale entalpiei rezultă:

$$dH = dU + d(p \cdot V) \Rightarrow dH = dU + p dV + V dp$$

$$\Rightarrow dH = \delta Q + V dp \quad (2.25)$$

și

$$dh = \delta q + \nu dp \quad (2.26)$$

dar

$$V dp = -L_t; \quad \nu dp = -\delta l_t \Rightarrow$$

înlocuind și integrând

$$\Rightarrow H_2 - H_1 = Q_{12} - L_{t12} \quad [J]$$

și

$$h_2 - h_1 = q_{12} - l_{t12} \quad [J/kg] \quad (2.27)$$

CONCLUZIA: Într-un proces deschis care se desfășoară într-un sistem închis se dau următoarele expresii matematice pentru principiul întâi al termodinamicii:

$$Q_{12} = U_2 - U_1 + L_{12} \quad [J]$$

$$q_{12} = u_2 - u_1 + l_{12} \quad [J/kg]$$

$$\delta Q = dU + \delta L \quad [J]$$

$$\delta q = du + \delta l \quad [J]$$

$$H_{12} = Q_2 - Q_1 - L_{t12} \quad [\text{J}]$$

$$h_{12} = q_2 - q_1 - l_{t12} \quad [\text{J/kg}]$$

în cazul unui ciclu: $\oint_c dU = 0$

Din expresia principiului întâi, obținem pentru energie internă:

$$dU = \delta Q - \delta L$$

Folosind relațiile deja introduse:

$$\delta q = c dT \quad \text{și} \quad dl = p d\nu,$$

rezultă:

$$du = c dT - p d\nu \quad (2.28)$$

de unde se observă dependența:

$$u = u(\nu, T) \quad (2.29)$$

exprimată ca o diferențială totală exactă:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{\nu} dT + \left(\frac{\partial u}{\partial \nu} \right)_{T} d\nu \quad (2.30)$$

Pentru un proces desfășurat la $\nu = \text{ct}$:

$$du = c_{\nu} dT = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{\nu} dT \quad (2.31)$$

deci :

$$c_{\nu} = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{\nu} dT \quad (2.32)$$

Din experiența lui Joule, care are drept scop evidențierea factorilor de care depinde energia internă, se constată că la gazul perfect clasic energia internă depinde numai de temperatură:

$$u = u(T) \quad (2.33)$$

Deci în baza relației (2.32) și a expresiei principiului întâi, în cazul general, principiul întâi al termodinamicii se scrie:

$$\delta q = c_{\nu} dT + p d\nu \quad (2.34)$$

2.4. ECUAȚII CALORICE DE STARE

Scriind expresiile matematice ale principiului întâi al termodinamicii s-a obținut:

$$du = \delta q - \delta l \text{ și } dh = dq - \delta l_t$$

de unde tragem concluzia că energia internă și entalpia de numesc *mărimi calorice de stare* deoarece variația lor se exprimă prin intermediul căldurii.

Revenind la relația (2.32):

$u = u(v, T)$ analog, pentru a determina dependența entalpiei de parametrii de stare s-a obținut prin diferențiere: $dh = \delta q + v dp$ deci

$$dh = c dT + v dp \quad (2.35)$$

Adică:

$$h = h(p, T) \quad (2.36)$$

Funcțiile: $u = f_1(T, v)$ și $h = f_2(T, p)$ se numesc *ecuații calorice de stare*, iar prin diferențiere se obține:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (2.37)$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp \quad (2.38)$$

Considerând un kg de agent termic care suferă o transformare la volum constant, respectiv o transformare de presiune constantă, utilizând expresia matematică a primului principiu pentru sisteme închise, obținem:

$$(du)_v = (\delta q)_v = c_v dT ; c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad [J/kg \cdot K] \quad (2.39)$$

$$(dh)_p = (\delta q)_p = c_p dT ; c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad [J/kg \cdot K] \quad (2.40)$$

Revenind în ecuațiile (2.37), (2.38) obținem expresiile diferențiale ale ecuațiilor calorice de stare:

$$du = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (2.41)$$

$$dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp \quad (2.42)$$

- **Aplicație :**

Cantitatea de gaze de ardere aflată în cilindrul unui motor diesel naval se distinde ireversibil producând un lucru mecanic de 750 kJ. Știind că pierderile de energie termică către exterior sunt de 20 % și că pe timpul distinderii gazul primește din exterior 500 kcal, să se determine variația energiei interne a gazului în kJ.

Rezolvare:

Aplicând relația $\delta q = du + \delta l$ principiului I avem:

$$-Q_{12} = U_2 - U_1 + L_{12}$$

$$U_2 - U_1 = Q_{12} + L_{12}$$

$$U_2 - U_1 = 500 \cdot 4 \cdot 1850,8 - 750 = 924 \text{ kJ}$$

CAPITOLUL III

GAZUL PERFECT

Gazul perfect reprezintă o stare ideală (ipotetică), de care gazele din natură se apropie cu atât mai mult cu cât $p \rightarrow 0$ și cu cât temperatura este mai mare, cu alte cuvinte: cu cât gazul este mai rarefiat.

Gazul perfect este o abstracție științifică ce are drept scop atât simplificarea teoriei cât și formulele de calcul.

Gazul perfect este definit prin următoarele condiții:

- forțele de interacțiune moleculară sunt nule;
- ciocnirile dintre molecule sunt elastice;
- moleculele sunt identice între ele, asemănătoare unor sfere;
- viteza moleculelor este aceeași pentru toate moleculele și este egală cu viteza medie;
- volumul ocupat de molecule este neglijabil;
- distanțele dintre molecule sunt foarte mari (ipoteza gazului rarefiat);
- gazul perfect este considerată orice substanța cu parametrii la o "distanță" foarte mare de punctul critic.

În domeniul presiunilor și temperaturilor uzuale pentru funcționarea mașinilor și instalațiilor termice, gazele tehnice se supun, cu mici abateri legilor gazului perfect, de aceea la studiul proceselor din mașinile și instalațiile cu gaze, agenții termici pot fi considerați gaze perfecte, cu o aproximație admisibilă.

3.1. LEGILE SIMPLE ALE GAZELOR PERFECTE

a) Legea Boyle – Mariotte

Într-un proces izoterm (temperatură constantă) produsul dintre presiunea și volumul unui gaz rămâne constant.

$$P \cdot v = ct$$

Sau pentru transformarea termodinamică de la starea 1 la starea 2:

$$P_1 V_1 = P_2 V_2 \quad (3.1)$$

Ecuția (3.1) se reprezintă în $(p-v)$ printr-o hiperbolă echilaterală (fig.3.1).

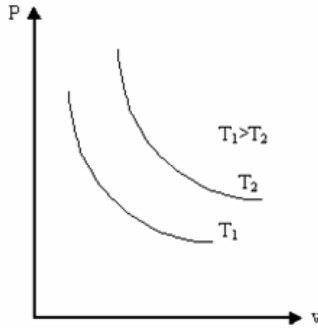


Figura 3.1
Izoterme ale gazului perfect

b) Legea Gay – Lussac

Într-o transformare termodinamică desfășurată la presiune constantă, volumul unei mase "m" de gaz perfect variază direct proporțional cu temperatura sa absolută:

$$\frac{V}{T} = \text{ct} \text{ sau } \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad (3.2)$$

Cu ajutorul coeficientului de dilatare izobară :

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{dV}{dT} \right)_P \left[\text{K}^{-1} \right] \quad (3.3)$$

se poate calcula volumul gazului la temperatura "t" atunci când se cunoaște volumul V_0 la temperatura $t_0 = 0^\circ \text{C}$.

$$V_{(t)} = V_0 (1 + \alpha t) \quad (3.4)$$

La gazele perfecte mai putem scrie și :

$$\alpha = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{273,15} \left[\text{K}^{-1} \right] \quad (3.5)$$

c) Legea lui Charles

Dacă o masă "m" de gaz perfect suferă o transformare termodinamică de la starea 1 la starea 2 în timpul căreia volumul masei de gaz perfect rămâne constant, atunci presiunea sa absolută variază direct proporțional cu temperatura gazului:

$$\frac{P}{T} = \text{const} \quad \text{sau} \quad \frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2} \quad (3.6)$$

Creșterea unității de presiune pentru fiecare modificare a temperaturii cu un grad este reprezentată de coeficientul de compresibilitate izocoră β :

$$\beta = \frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \quad \text{sau} \quad \beta = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{273,15 \text{K}^{-1}} \quad (3.7)$$

Se observă că la gazul perfect $\alpha = \beta$, iar la gazul real $\alpha \neq \beta$.

d) Legea lui Avogadro

Un kilomol de gaz (considerat gaz perfect) conține același număr de molecule, indiferent de natura gazului. Acest număr de molecule s-a determinat teoretic și experimental:

$$N_A \cong 6,022 \cdot 10^{26} \quad \text{molecule /kmol} \quad (3.8)$$

Alt enunț: un kilomol de gaz (considerat gaz perfect) ocupă la starea normală fizică același volum $V_M = 22,414 \text{m}^3 / \text{kmol}$ indiferent de natura gazului.

Deci:

$$22,414 = M_1 v_1 = M_2 v_2 = \dots = M_j v_j \quad (3.9)$$

$$22,414 = \frac{M_1}{\rho_1} = \frac{M_2}{\rho_2} = \dots = \frac{M_j}{\rho_j} \quad (3.10)$$

Cu M_j masa molară, și din care putem determina volumul masic v_j sau densitatea ρ pentru un gaz în funcție de aceleași date ale altui gaz.

e) Legea lui Joule

Energia internă a gazului perfect depinde numai de temperatură.

$$du = c_v(T) \cdot dT \quad (3.11)$$

f) Ecuația Clapeyron sau ecuația termică (caracteristică) de stare a gazului perfect.

Este un model matematic care dă legătura între presiune, volum și temperatură la o stare dată.

Se consideră o cantitate unitară de gaz perfect aflată în starea inițială, caracterizată de presiunea p_1 , temperatura t_1 și volumul specific v_1 . Gazul trece din starea 1 în starea de echilibru 2 când va ocupa volumul specific v_2

la presiunea p_2 și temperatura t_2 . Trecerea se face prin două procese succesive: unul izoterm și unul izobar.

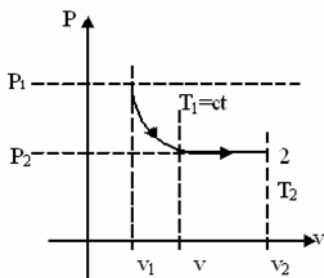


Figura 3.2
Proces izoterm urmat de un proces izobar,
reprezentare în $(p - \nu)$.

$$P_1 \nu_1 = P_2 \nu \quad (3.12)$$

$$\frac{\nu}{T_1} = \frac{\nu_2}{T_2} \quad (3.13)$$

$$\frac{P_1 \nu_1}{T_1} \cdot \nu = \frac{P_2 \nu_2}{T_2} \cdot \nu \quad (3.14)$$

Relația (3.14) este generală deoarece stările 1 și 2 au fost arbitrare, deci oricare ar fi starea termodinamică a gazului este satisfăcută relația:

$$\frac{P \cdot \nu}{T} = \text{const} \quad (3.15)$$

Notând cu "R", constanta caracteristică a gazului $R [J/(kg \cdot K)]$, constanta din relația (3.15), obținem:

$$\frac{P \cdot \nu}{T} = R \quad (3.16)$$

sau o formă a ecuației lui Clapeyron pentru "m" kg de gaz perfect :

$$P \cdot \nu = R \cdot T \quad (3.17)$$

În relația (3.17) $\nu = \frac{V}{m}$ rezultă ecuația lui Calpeyron pentru un kg de gaz perfect:

$$P \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (3.18)$$

Amplificând (3.17) cu M [kg/kmol] masa molară, obținem:

$$P \cdot \nu \cdot M = MRT \quad (3.19)$$

Unde $M \cdot \nu = V_M$ volumul molar conform legii lui Avogadro [m^3/kmol]
 $M \cdot R = \Re$ - constanta universală a gazelor perfecte, nu depinde de natura gazelor.

$$\Re = 8314,4739 \quad [\text{J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})]$$

Constanta caracteristică a gazului perfect "R" se calculează în funcție de numărul de masă moleculară "M":

$$R = \frac{\Re}{M} \quad (3.20)$$

3.2. COEFICIENȚII CALORICI

Se deduc din ecuația calorimetrică:

$$Q_{12} = m \cdot c_x (T_2 - T_1) \quad (3.21)$$

și se definesc în procesele de transfer de energie prin efect termic.

Capacitatea calorică reprezintă cantitatea de căldură necesară unui corp pentru a-și ridica temperatura cu un grad Kelvin:

$$C_x = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left(\frac{Q_{12}}{\Delta T} \right)_x = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x \quad [\text{J}/\text{K}] \quad (3.22)$$

Valoarea lui C_x depinde de modul în care se desfășoară procesul de încălzire, sau de răcire, cu alte cuvinte de natura procesului termodinamic deci: $x = p, v, \dots$,

Astfel se definesc capacitățile calorice ale unui sistem supus unui proces izocor ($V = \text{constant}$) sau izobar ($p = \text{constant}$):

$$C_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_v ; C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p \quad (3.23)$$

În calculele termotehnice care privesc corpurile gazoase, se utilizează frecvent călduri specifice raportate la 1kg , 1kmol , 1m_N^3 :

- căldura (specifică) masică:

$$c_x \quad [J/(kg \cdot K)]; c_x = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x = \frac{C_x}{m} \quad (3.24)$$

- căldura (specifica) molară:

$$C_{Mx} \quad [J/(kmol \cdot K)]; c_{Mx} = \frac{1}{M} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x = \frac{C_x}{M} \quad (3.25)$$

unde M - numărul de masă moleculară

- căldura (specifică) volumică:

$$C_{nx} \quad [J/(m_N^3 \cdot K)]; c_{nx} = \frac{1}{V_n} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x = \frac{C_x}{V_n} \quad (3.26)$$

Pentru coeficienții gazelor perfecte definiți mai sus sunt valabile următoarele relații:

- Robert –Mayer:

$$C_p - C_v = m \cdot R \quad (3.27)$$

$$c_p - c_v = R$$

$$c_{Mp} - c_{Mv} = R$$

- Coeficientul adiabatic

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_{Mp}}{c_{Mv}} = \frac{C_p}{C_v} \quad (3.28)$$

În calcule se folosesc valori aproximative ale lui k

$$k = \frac{c_{MP}}{c_{MV}} \quad (3.29)$$

- Gaze monoatomice : 1,66;
- Gaze biatomice: 1,4;
- Gaze cu mai mult de doi atomi în moleculă: 1,33.

Comparând aceste valori cu cele determinate pentru gazele din natură se constată că sunt corecte numai valorile obținute în cazul gazelor monoatomice.

CONCLUZIE: *căldurile specifice ale gazelor monoatomice sunt practic constante, iar cele ale gazelor cu doi sau mai mulți atomi în moleculă variază cu temperatura.*

La temperaturi coborâte, moleculele suferă numai mișcări de translație, odată cu creșterea temperaturii gazului tot mai multe molecule intrând în mișcare de rotație, valoarea căldurii specifice crescând. Dacă temperatura gazului crește în continuare, atomii din moleculă vor intra progresiv în mișcare de vibrație.

În realitate variația căldurii specifice cu temperatura este de forma:

$$c = a + bt + ct^2 + \dots \quad (3.30)$$

În calculele ingineresti, se utilizează cu suficientă precizie relații simplificate de forma:

$$c = a + bt \quad (3.31)$$

Căldura specifică medie, între două temperaturi t_1, t_2 :

$$c_m = c / t_1 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_1^2 c dt \quad (3.32)$$

Pentru a simplifica calculele se pot folosi relațiile:

$$c_m = \frac{c_{t_1} + c_{t_2}}{2} \text{ sau } c_m = c_{t_m} \quad (3.33)$$

unde

$$t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} \quad (3.34)$$

3.3. AMESTECURI DE GAZE PERFECTE

În exploatarea mașinilor termice, agenții termici gazoși nu se întâlnesc în stare pură, ci sub forma unor amestecuri de substanțe care formează sistemul termodinamic.

În termodinamica tehnică se studiază proprietățile amestecului de gaze în următoarele ipoteze simplificatoare:

- între componenți nu intervin reacții chimice, astfel încât compoziția amestecului nu se modifică;
- amestecul de gaze se supune unor legi specifice, cele mai importante fiind legea lui Dalton și legea lui Amagat;
- amestecul de gaze, ca sistem termodinamic, îl presupunem ca fiind format din gaze perfecte, iar amestecul se comportă ca un gaz perfect care se va supune, deci, tuturor legilor gazului perfect și va suferi transformările gazului perfect.

Legea lui Dalton: într-un amestec de gaze perfecte, fiecare gaz component ocupă întreg volumul ocupat de amestec, ca și cum celelalte gaze n-ar exista, iar presiunea totală a amestecului este egală cu suma presiunilor parțiale ale gazelor componente:

$$p = \sum_{i=1}^n p_i \quad (3.35)$$

Legea lui Amagat: volumul amestecului de gaze obținut prin amestecarea componentelor săi aflați la aceeași presiune și temperatură este egal cu suma volumelor acestor componenți:

$$V = \sum_{i=1}^n V_i \quad (3.36)$$

• Participațiile masice și volumice ale gazelor componente

Masa totală a unui amestec de gaze este suma maselor gazelor componente:

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_i + \dots + m_n \quad (3.37)$$

$$lkg = \frac{m_1}{m} + \frac{m_2}{m} + \dots + \frac{m_i}{m} + \dots + \frac{m_n}{m} \quad (3.38)$$

Pentru un număr de gaze cu "n" componenți se face notația:

$$g_i = \frac{m_i}{m} - \text{participație (concentrație) masică a componentei "i".}$$

$$P_{am}(V_1 + V_2 + \dots + V_n) = (m_1 R_1 + m_2 R_2 + \dots + m_n R_n) \cdot T \quad (3.46)$$

$$P_{am} = (m_1 R_1 + m_2 R_2 + \dots + m_n R_n) \cdot T \quad (3.47)$$

Comparând ecuațiile (3.23) și (3.27), rezultă:

$$m_{am} \cdot R_{am} = m_1 R_1 + m_2 R_2 + \dots + m_n R_n \quad (3.48)$$

$$R_{am} = \frac{m_1}{m_{am}} R_1 + \frac{m_2}{m_{am}} R_2 + \dots + \frac{m_n}{m_{am}} R_n \quad (3.49)$$

$$R_{am} = \sum_{i=1}^n g_i R_i \quad (3.50)$$

- **căldura specifică a amestecului**

Pentru un amestec de gaze care evoluează între două temperaturi, conform legii conservării energiei:

$$Q_{am} = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n \quad (3.51)$$

$$Q_{am} = m_{am} \cdot c_{am} \cdot \Delta T \quad (3.52)$$

$$Q_i = m_i \cdot c_i \cdot \Delta T \quad (3.53)$$

$$m_{am} \cdot c_{am} \cdot \Delta T = (m_1 c_1 + m_2 c_2 + \dots + m_n c_n) \Delta T \quad (3.54)$$

$$c_{am} = \frac{m_1}{m_{am}} c_1 + \frac{m_2}{m_{am}} c_2 + \dots + \frac{m_n}{m_{am}} c_n \quad (3.55)$$

$$c_{am} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot c_i \quad (3.56)$$

- **Masa specifică a amestecului**

Considerăm un amestec de gaze perfecte în condițiile legii lui Amagat (fig. 3.3).

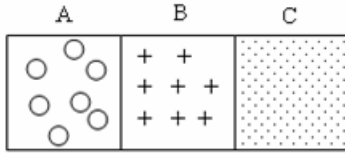


Figura 3.3
Amestec de trei gaze
perfecte, diferite.

Se consideră gazele componente separate prin pereți imaginari.

$$P_A = P_B = P_C = P_{am}$$

$$T_A = T_B = T_C = T_{am}$$

Masa totală a amestecului este:

$$m_{am} = \sum_{i=1}^n m_i \quad (3.57)$$

Dar $m_{am} = \rho_{am} \cdot V_{am}$ și $m_i = \rho_i \cdot V_i$ (3.58)

Deci, revenind în relația (3.39)

$$\rho_{am} \cdot V_{am} = \rho_1 V_1 + \rho_2 V_2 + \dots + \rho_n V_n \quad (3.59)$$

$$\rho_{am} = \rho_1 \frac{V_1}{V_{am}} + \rho_2 \frac{V_2}{V_{am}} + \dots + \rho_n \frac{V_n}{V_{am}} \quad (3.60)$$

$$\rho_{am} = \sum_{i=1}^n \rho_i \cdot \varphi_i \quad (3.61)$$

- **Masa molară aparentă a amestecului**

Pentru un amestec de gaze perfecte, în condițiile legii lui Amagat, ecuația de stare pentru componenta "i" a amestecului:

$$(i) P_{am} V_i = m_i R_i T \quad (3.62)$$

dar $R_i = \frac{\mathcal{R}}{M_i}$, deci:

$$P_{am} \cdot V_i = \frac{m_i}{M_i} \cdot \mathcal{R} \cdot T \quad (3.62')$$

Analog, pentru întregul amestec:

$$P_{am} \cdot V_{am} = \frac{m_{am}}{M_{am}} \cdot \mathcal{R} \cdot T \quad (3.63)$$

Prin împărțirea membru cu membru a ecuațiilor (3.62') și (3.63) obținem:

$$\frac{V_i}{V_{am}} = \frac{m_i}{m_{am}} \cdot \frac{M_{am}}{M_i} \quad (3.64)$$

$$\varphi_i = g_i \cdot \frac{M_{am}}{M_i}$$

Știm că:

$$\sum_{i=1}^n \varphi_i = 1 \quad (3.65)$$

$$1 = M_{am} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i} \quad (3.66)$$

Deci:

$$M_{am} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i}} \quad (3.67)$$

Sau revenind în ecuația (3.65) scrisă sub forma:

$$\varphi_i = \frac{1}{M_{am}} \cdot \varphi_i \cdot M_i \quad (3.68)$$

Suma din ecuația (3.48), știind că $\sum_{i=1}^n g_i = 1$ conduce la:

$$1 = \frac{1}{M_{am}} \sum_{i=1}^n \varphi_i M_i \quad (3.69)$$

deci:

$$M_{am} = \sum_{i=1}^n \varphi_i M_i \quad (3.70)$$

Întorcându-ne la ecuația (3.65): $\varphi_i = g_i \frac{M_{am}}{M_i}$ în care folosim ecuația (3.68) obținem:

$$\varphi_i = g_i \cdot \frac{\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i}}}{M_i} \quad (3.71)$$

$$\varphi_i = g_i \cdot \frac{\sum_{i=1}^n \frac{M_i}{g_i}}{M_i} \quad (3.72)$$

$$g_i = \frac{\varphi_i \cdot M_i}{\sum_{i=1}^n \frac{M_i}{g_i}} \quad (3.73)$$

Din (3.68), (3.70), (3.73) obținem relația de conversie:

$$g_i = \frac{\varphi_i \cdot M_i}{M_{am}} = \frac{\varphi_i \cdot M_i}{\sum_{i=1}^n \varphi_i \cdot M_i} \quad (3.74)$$

3.4. TRANSFORMĂRI SIMPLE ALE GAZELOR PERFECTE

Se consideră că procesele pe care le suferă agenții de lucru în interiorul mașinilor și instalațiilor termice sunt compuse dintr-o succesiune de transformări termodinamice simple.

Transformările de stare simple sunt procese termodinamice pe parcursul cărora variația parametrilor de stare se face după aceeași lege, din starea inițială până în starea finală.

TRANSFORMAREA IZOCORĂ

I. *Ecuatiile transformării:*

$$\left. \begin{array}{l} V = \text{constant} \\ dV = 0 \\ P/T = \text{constant} \end{array} \right\}$$

II. *Căldura și lucrul mecanic schimbate de sistem cu M.E.*

Conform ecuației principiului întâi:

$$\delta q = du + pdv \quad (3.75)$$

$$\delta q = du = c_v dT \quad (3.75')$$

Deci într-o transformare deschisă:

$$q_{12} = c_v \int_1^2 dT = c_v (T_2 - T_1) = u_2 - u_1 \quad [\text{J/kg}] \quad (3.76)$$

$$Q_{12} = m \cdot c_v (T_2 - T_1) = U_2 - U_1 \quad [\text{J}] \quad (3.77)$$

Dacă $Q_{12} > 0$ ($T_2 > T_1$) în timpul transformării izocore, gazul primește căldură din exterior.

Lucrul mecanic schimbat este nul:

$$L_{12} = \int_1^2 pdV = 0 \quad [\text{J}] \quad (3.78)$$

Lucrul mecanic tehnic elementar:

$$\delta l_t = v dp \Rightarrow l_{t12} = v \int_1^2 dp = v(P_2 - P_1) \quad [\text{J/kg}] \quad (3.79)$$

III. *Reprezentare în diagrama (p-V)*

Se reprezintă printr-un segment de dreaptă perpendicular pe axa volumelor:

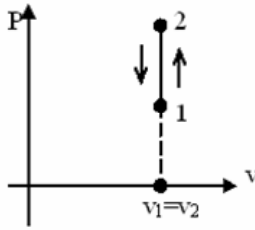


Figura 3.4
Transformarea la $v = \text{constant}$

Dacă transformarea are loc de la 1 la 2 avem de-a face cu o încălzire izocoră, iar de la 2 la 1 avem de-a face cu o răcire izocoră.

IV. *Aplicație: la toate recipientele care păstrează gaze sub tensiune.*

TRANSFORMAREA IZOBARĂ

I. *Ecuatiile transformării:*

$$\left. \begin{array}{l} P = \text{constant} \\ dP = 0 \\ V/T = \text{constant} \end{array} \right\} \quad (3.80)$$

II. *Căldura și lucrul mecanic schimbat.*

Conform principiului întâi pentru transformări deschise:

$$\delta q = du + pdv \quad (3.81)$$

$$q_{12} = \int_1^2 c_v dT + \int_1^2 p dv \quad (3.82)$$

$$c_v \cong \text{const} \quad p = \text{const}$$

$$q_{12} = c_v \int_1^2 dT + p \int_1^2 dv \quad (3.83)$$

$$q_{12} = c_v (T_2 - T_1) + p(v_2 - v_1) \quad (3.84)$$

Cum $Pv = RT$ (3.64) devine:

$$q_{12} = (c_v + R)(T_2 - T_1) \quad (3.85)$$

Folosind relația lui Robert -Mayer, (3.85) devine:

$$q_{12} = c_p(T_2 - T_1) \quad (3.86)$$

Aceeași ecuație s-ar fi obținut direct din ecuația calorimetrică la $p = \text{const.}$:

$$q_{12} = c_p(T_2 - T_1) \quad [\text{J/kg}]$$

Lucrul mecanic schimbat de sistem cu M.E. în timpul transformării izobare :

$$l_{12} = \int_1^2 p d\nu = p \int_1^2 d\nu = p(\nu_2 - \nu_1) \quad [\text{J/kg}] \quad (3.87)$$

$$L_{12} = mR(T_2 - T_1) \quad [\text{J}] \quad (3.88)$$

Lucrul mecanic tehnic elementar:

$$l_t = 0 \text{ deoarece } dp = 0 \quad (3.89)$$

III. Reprezentare în diagrama (P, ν)

Se reprezintă printr-un segment de dreaptă perpendicular pe axa presiunilor:

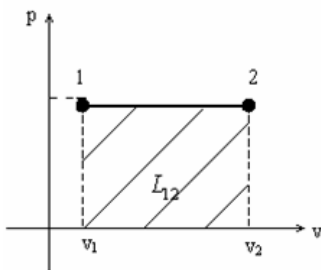


Figura 3.5
Transformarea la $p = \text{constant}$.

Dacă transformarea are loc de la 1 la 2 avem o destindere izobară, dacă transformarea are loc de la 2 la 1 avem o răcire izobară.

IV. Utilizare:

Transformarea izobară se întâlnește la toate procesele de transfer termic din schimbătoare de căldură. La unele mașini termice (M.A.I.; T.G) arderea are loc la $p = \text{constant}$.

TRANSFORMAREA IZOTERMĂ

I. Ecuațiile transformării:

$$\left. \begin{array}{l} T = \text{constant} \\ dT = 0 \\ P \cdot v = \text{constant} \end{array} \right\} \quad (3.90)$$

II. Căldura și lucrul mecanic.

Conform principiului întâi pentru transformări deschise:

$$\delta q = du + \delta l$$

$$\delta q = c_v dT + p dv \quad (3.91)$$

$$\delta q = p dv = \delta l \quad (3.92)$$

$$q_{12} = \int_1^2 \delta q = \int_1^2 p dv \quad (3.93)$$

$$Q_{12} = L_{12} \quad (3.94)$$

În această transformare, căldura absorbită de la mediul exterior este transformată integral în lucru mecanic, adică, conform principiului întâi, variația energiei interne este zero.

Din punct de vedere energetic, această transformare este cea mai profitabilă.

Lucru mecanic elementar schimbat:

$$l_{12} = \int_1^2 p dv \quad (3.95)$$

Din ecuația de stare $p v = RT$, $p = \frac{RT}{v}$, deci:

$$l_{12} = \int_1^2 RT \frac{dv}{v} = RT \int_1^2 \frac{dv}{v} = RT \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (3.96)$$

Pentru transformare izotermă 1-2 avem:

$$P_1 v_1 = P_2 v_2 \quad , \text{ deci } \frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} \quad (3.97)$$

Deci:

$$l_{12} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (3.98)$$

Lucrul mecanic tehnic:

$$l_{12} = \int_1^2 v dp = RT \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (3.99)$$

III. Reprezentare în diagramă

Se reprezintă printr-un arc de hiperbolă echilaterală.

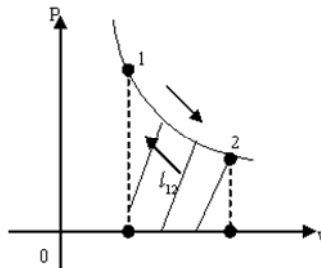


Figura 3.6
Transformarea la $T = \text{constant}$.

Dacă transformarea are loc de la 1 la 2 avem o destindere izotermă, iar de la 2 la 1 o compresie izotermă.

IV. Utilizare

Este o transformare ipotetică; nu se întâlnește în transformările practice reale deoarece orice schimbare de lucru mecanic sau de căldură într-un sistem termodinamic se face invariabil cu variația temperaturii, deci cu variația energiei interne. Această transformare este însă importantă și se studiază deoarece ea reprezintă o limită a transformării căldurii în lucru mecanic. În plus, sunt porțiuni în evoluția mașinilor termice când pe o perioadă foarte scurtă, $T = \text{constant}$. transformările de schimbare de fază (vaporizare, condensare) se desfășoară la p și T constante.

TRANSFORMAREA ADIABATICĂ

I. Ecuațiile transformării

$$\left. \begin{array}{l} \delta q = 0 \\ q = \text{constant} \end{array} \right\} \quad (3.100)$$

Aceste ecuații nu sunt suficiente, fiind necesar să găsim o relație între parametri de stare.

Conform principiului întâi:

$$\delta q = c_v dT + p d\nu \quad (3.101)$$

Din ecuația caracteristică de stare $p \cdot \nu = RT$, diferențiată, se obține:

$$dT = \frac{p d\nu + \nu dp}{R} \quad (3.102)$$

care conduce la:

$$\frac{c_v}{R}(p d\nu + \nu dp) = -p d\nu \quad (3.103)$$

dar

$$R = c_p - c_v$$

deci:

$$c_v \cdot p d\nu + c_v \cdot \nu dp = -(c_p - c_v) \cdot p d\nu \quad (3.104)$$

$$c_v \cdot p d\nu + c_v \cdot \nu dp = -c_p \cdot p d\nu + c_v \cdot p d\nu / : c_v \quad (3.105)$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{d\nu}{\nu} \quad (3.106)$$

Facem notația:

$$\frac{c_p}{c_v} = k, \quad k - \text{exponent (coeficient) adiabatic} \quad (3.107)$$

și (3.106) devine:

$$\frac{dp}{p} = -k \frac{d\nu}{\nu} \quad (3.108)$$

$$\ln p = -k \cdot \ln \nu + \ln ct \quad (3.109)$$

$$\ln p \cdot v^k = \ln ct \quad (3.110)$$

$$p \cdot v^k = ct \quad (3.111)$$

o formă a ecuației transformării adiabaticе; celelalte forme se obțin folosind ecuația de stare:

$$p v = RT \Rightarrow p = \frac{RT}{v} \quad (3.112)$$

din (3.111) rezultă:

$$T v^{k-1} = \frac{\text{const}}{R} \quad (3.113)$$

$$T v^{k-1} = \text{const} \quad (3.114)$$

Ecuația (3.114) reprezintă cea de-a doua formă a ecuației transformării adiabaticе

$$p \cdot v = RT \Rightarrow v = \frac{RT}{p} \quad (3.115)$$

din (3.111) rezultă:

$$p \cdot \frac{R^k \cdot T^k}{p^k} = ct \quad (3.116)$$

$$p^{1-k} \cdot T^k = \frac{\text{const}}{R^k} \quad (3.117)$$

$$p^{\frac{1-k}{k}} \cdot T = \text{const} \quad (3.118)$$

ecuația (3.118) reprezintă cea de-a treia formă a ecuației transformării adiabaticе.

II. Căldura și lucrul mecanic schimbat

$q_{12} = \text{const}$ deci $\delta q = 0$ căldură schimbată este zero

Lucrul mecanic schimbat:

$$l_{12} = \int_1^2 p dv \quad (3.119)$$

Atât p cât și v sunt variabili, de aceea se pornește de la punctul inițial (1) în care presupunem că se cunosc parametrii de stare.

Vom scrie ecuația transformării adiabatică de la starea 1 la o stare arbitrară:

$$p_1 \cdot v_1^k = p \cdot v^k \quad (3.120)$$

$$p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^k \quad (3.121)$$

(3.119) devine:

$$\begin{aligned} l_{12} &= \int_1^2 p_1 \cdot v_1^k \frac{dv}{v^k} = p_1 \cdot v_1^k \int_1^2 v^{-k} dv = p_1 \cdot v_1^k \frac{v^{1-k}}{1-k} \Big|_1^2 = \\ &= \frac{p_1 \cdot v_1^k}{1-k} (v_2^{1-k} - v_1^{1-k}) = \\ &= \frac{p_1 \cdot v_1^k \cdot v_1^{1-k}}{1-k} \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{1-k} - 1 \right] = \frac{p_1 \cdot v_1}{1-k} \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{1-k} - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.122)$$

o formă a expresiei lucrului mecanic.

Din $p_1 \cdot v_1 = RT_1$ și

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{1-k} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

obținem o altă formă a lucrului mecanic schimbat:

$$l_{12} = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (3.123)$$

Se poate obține o formă a ecuației lucrului mecanic schimbat doar în funcție de temperaturi, înlocuind raportul presiunilor în funcție de temperaturi:

$$p_1^{\frac{1-k}{k}} \cdot T_1 = p_2^{\frac{1-k}{k}} \cdot T_2 \quad (3.124)$$

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \frac{T_1}{T_2} \Rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} \Rightarrow \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{-1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (3.125)$$

Deci (3.101) devine:

$$l_{t12} = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) \quad (3.126)$$

Lucrul mecanic tehnic:

$$l_{t12} = \int_1^2 v dp \quad (3.127)$$

din

$$p_1 \cdot v_1^k = p \cdot v^k \Rightarrow v = v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (3.128)$$

Deci (3.127) devine:

$$\begin{aligned} l_{t12} &= p_1^{\frac{1}{k}} \cdot v_1 \cdot \int_1^2 p^{-\frac{1}{k}} dp = \frac{p_1^{\frac{1}{k}} \cdot v_1}{1 - \frac{1}{k}} \left[p_2^{1 - \frac{1}{k}} - p_1^{1 - \frac{1}{k}} \right] = \\ &= \frac{p_1 \cdot v_1}{1 - \frac{1}{k}} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1 - \frac{1}{k}} - 1 \right] = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.129)$$

Analogie între lucrul mecanic de dizlocare și lucrul mecanic tehnic:

$$l_{t12} = -kl_{12} \quad (3.130)$$

III. Reprezentare în diagrame (p - v)

Adiabata se reprezintă printr-un arc de hiperbolă cu o pantă mai mare decât izoterma.

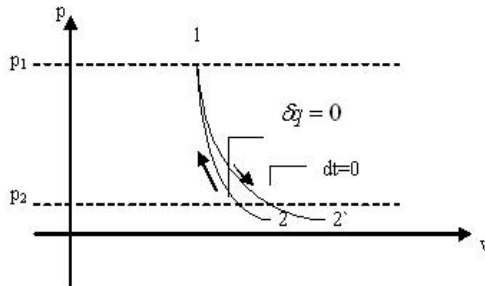


Figura 3.7

Reprezentarea transformării adiabate și izoterme în (p - v)

La aceeași variație de presiune $\Delta p = p_1 - p_2$ variația de volum este mai mare la izotermă.

Și transformarea adiabatică este importantă din punct de vedere energetic. Scopul acestei transformări este ca sistemul termodinamic să-și păstreze pentru sine o cantitate cât mai mică de energie, iar o parte cât mai mare din energia pe care o posedă să se transforme în lucrul mecanic.

OBSERVAȚIE: Din punct de vedere al menținerii energiei interne a sistemului termodinamic la un nivel cât mai scăzut, transformarea adiabatică este o limită a acestei posibilități. Dacă transformarea are loc de la 1 la 2 avem o destindere adiabatică, iar de la 2 la 1 o compresie adiabatică.

IV. Utilizare

Este o transformare ipotetică cu care se aproximează procesele de destindere și comprimare din mașinile termice (motoare și turbine).

TRANSFORMAREA POLITROPICĂ

Acoperă toate evoluțiile sistemului termodinamic dacă coeficientul politropic ia diferite valori.

Este teoretică numai prin faptul că este considerată reversibilă, din celelalte puncte de vedere este o transformare practică.

Este o transformare generală în cursul căreia agentul termic schimbă cu M.E. energie sub forma de căldură și lucru mecanic, și în care se modifică parametri de stare P, V, T.

I. Ecuațiile transformării:

Particularizând în ecuația principiului întâi, și anume:

$$\delta q = du + pdv \quad (3.131)$$

- $dv = 0$, obținem transformarea izocoră;
- $du = 0$, obținem transformarea izotermă;
- $\delta q = 0$, obținem transformarea adiabată;
- $dp = 0$, obținem transformarea izobară;

De aici rezultă caracterul general al transformării menționat mai sus. Exprimând căldura calorimetric:

$$\delta q = c_n \cdot dT \quad (3.132)$$

c_n – căldura specifică politropică, ecuația (3.131) devine:

$$c_n dT = c_v dT + p d\nu \quad (3.133)$$

$$(c_n - c_v) dT = p d\nu \quad (3.134)$$

dar $dT = \frac{1}{R}(p d\nu + \nu dp)$ și $R = c_p - c_v$, (3.111) devine:

$$\frac{c_n - c_v}{c_p - c_v} (p d\nu + \nu dp) = p d\nu \quad (3.135)$$

$$c_n p d\nu + c_n \nu dp - c_v p d\nu - c_v \nu dp = c_p p d\nu - c_v p d\nu \quad (3.136)$$

$$(c_n - c_p) p d\nu + (c_n - c_v) \nu dp = 0 \quad (3.137)$$

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \cdot p d\nu = -\nu dp \quad (3.138)$$

În ecuația (3.138) se face notația $\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n$, exponent politropic; se separă variabilele. În urma integrării rezultă:

$$n \ln \nu = -\ln p + \ln ct \quad (3.139)$$

$$p \cdot \nu^n = ct \quad (3.140)$$

relație analoagă cu prima formă a ecuației transformării adiabaticice; deci prin analogie putem scrie direct celelalte forme ale ecuației politrope:

$$T \cdot \nu^{n-1} = ct \quad (3.140')$$

$$p^{\frac{1-n}{n}} \cdot T = ct \quad (3.140'')$$

Scriind ecuația transformării politropice între două stări de echilibru:

$$p_1 \cdot \nu_1^n = p_2 \cdot \nu_2^n \quad (3.141)$$

$$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n = \frac{p_2}{p_1} \quad (3.142)$$

Logaritmând, obținem:

$$n \ln \frac{v_1}{v_2} = \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (3.143)$$

Obținem expresia exponentului politropic mediu între cele două puncte ale transformării:

$$n = \frac{\ln p_2 - \ln p_1}{\ln v_1 - \ln v_2} \quad (3.144)$$

Faptul că transformarea politropică este un proces termodinamic general mai rezultă dacă se particularizează valorile lui n în ecuația $p \cdot v^n = \text{const}$, când se obțin celelalte patru transformări termodinamice simple ale gazelor perfecte:

$$\left. \begin{aligned} n = 0 ; p = \text{const}; c_n &\longrightarrow c_p \text{ transformare izobară;} \\ n = 1 ; n = 1 ; p \cdot v = \text{const}; c_n &\longrightarrow \infty \text{ transformare izotermă;} \\ n = k ; p \cdot v^k = \text{const}; c_n &\longrightarrow 0 \text{ transformare adiabatică;} \\ n = \infty ; v = \text{const}; c_n &\longrightarrow c_v \text{ transformare izocoră;} \end{aligned} \right\} \quad (3.145)$$

II. Căldura și lucrul mecanic schimbat

Din ecuația principiului întâi obținem:

$$q_{12} = u_2 - u_1 + l_{12} \quad (3.146)$$

Cum $u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$ este avantajos să obținem expresia lucrului mecanic schimbat doar în funcție de temperaturi. Pe baza analogiei între ecuațiile transformărilor adiabată și politropă, conform ecuației (3.126) putem scrie:

$$l_{12} = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) \quad (3.147)$$

deci (3.146) devine:

$$q_{12} = c_v(T_2 - T_1) - \frac{R}{n-1}(T_2 - T_1) = (T_2 - T_1) \left(c_v - \frac{R}{n-1} \right) \quad (3.148)$$

cum $R = c_p - c_v$,

$$q_{12} = (T_2 - T_1) \frac{nc_v - c_v - c_p + c_v}{n-1} \quad (3.149)$$

$$q_{12} = c_v (T_2 - T_1) \frac{n - \frac{c_p}{c_v}}{n-1} \quad (3.150)$$

dar $\frac{c_p}{c_v} = k$,

$$q_{12} = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) \quad [\text{J/kg}] \quad (3.151)$$

Pe de altă parte, din calorimetrie:

$$\delta q = c_n dT, \quad q_{12} = \int_1^2 c_n dT = c_n (T_2 - T_1) \quad (3.152)$$

Comparând ecuațiile (3.128) și (3.129) rezultă:

$$c_n = \frac{n-k}{n-1} \cdot c_v \quad [\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})] \quad \text{căldura specifică politropică} \quad (3.153)$$

Pe baza aceleiași analogii se obțin și celelalte forme ale expresiei lucrului mecanic schimbat, de exemplu:

$$l_{12} = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad [\text{J/kg}] \quad (3.154)$$

III. Reprezentare în diagramă ($p - v$)

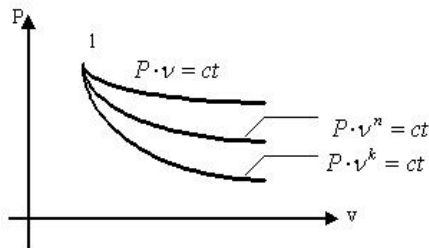


Figura 3.8
Transformarea politropă.
Sistemul termodinamic cedează căldură.

IV. Utilizare

Forma curbei politropice este reprezentată în fig. 3.8.

Din expresia căldurii $q_{12} = \frac{n-k}{n-1} \cdot c_v \cdot (T_2 - T_1)$ deducem că fig.3.8 corespunde cazului în care $q_{12} < 0$ (adică $1 < n < k$).

Acest caz corespunde situației în care sistemul termodinamic cedează căldură în exterior. El este caracteristic proceselor de comprimare, dar numai după ce sistemul termodinamic a depășit temperatura organelor motorului. De asemenea mai este caracteristic și la destinderea în motoarele cu ardere internă mai exact în prima fază, când sistemul termodinamic evacuează căldura în exterior. Este posibil ca pe ultima fază a destinderii temperatura sistemului termodinamic să fie mai mică decât temperatura organelor motorului, atunci $q_{12} > 0$. Pentru această situație avem următoarea figură:

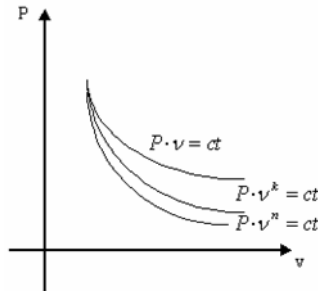


Figura 3.9
Transformarea politropă.
Sistemul termodinamic primește căldură.

Când $q_{12} > 0$ ($n > k$) sistemul termodinamic primește căldura din exterior, situația aceasta corespunde primei faze a procesului de comprimare în motor când sistemul termodinamic primește căldură de la organele motorului.

CONCLUZIE: La comprimarea și destinderea în M.A.I. se consideră procesul politropic cu indice exponențial variabil. În calculele termice se lucrează cu indicele "n" mediu.

- **Aplicație:**

Unul din motoarele auxiliare ale unei nave de transport mărfuri uscate este un motor cu ardere la volum constant. Știind că: volumul camerei de ardere este $1,570 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$, temperatura la sfârșitul compresiei, 100°C , presiunea inițială de 5 at și finală de 35 at, iar $k = 1,3$, să se calculeze temperatura la finele procesului de ardere și aportul de căldură al combustibilului. Apreciind puterea calorifică a combustibilului de $H_i = 10000 \text{ kcal/kg}$, să se calculeze consumul de combustibil pe ciclu.

Rezolvare:

Aplicând relația $P/T = \text{ct}$, vom avea:

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 473 \frac{35 \cdot 0,98 \cdot 10^5}{5 \cdot 0,98 \cdot 10^5} = 3311\text{K} = 3038^\circ\text{C}$$

$$Q_{12} = U_2 - U_1 = \frac{V}{k-1} (p_2 - p_1) = \frac{1,57 \cdot 10^{-4}}{0,3} \cdot 10^5 \cdot 30 \cdot 0,18 = 1538,6\text{J} = 1,54 \text{ kJ}$$

Consumul de combustibil pe ciclu:

$$C_c = \frac{Q_{12}}{H_i} = \frac{1,54}{4,18 \cdot 10^5} = 0,38 \cdot 10^{-5} \text{ kJ/ciclu}$$

CAPITOLUL IV

PRINCIPIUL DOI AL TERMODINAMICII. ENTROPIA

4.1. PROCESE CICLICE (CICLURI TERMODINAMICE)

Principiul întâi al termodinamicii arată posibilitatea transformării energiei dintr-o formă în alta, acest principiu neprecizând condițiile de desfășurare a proceselor termodinamice și nici sensul în care se pot realiza diversele transformări ale energiei.

Principiul doi al termodinamicii vine și precizează sensul de desfășurare al proceselor spontane și stabilește condițiile transformării căldurii în lucru mecanic.

Transformarea continuă a căldurii în lucru mecanic este posibilă prin realizarea repetată a unui ciclu termodinamic.

DEFINIȚIE: *Se numește ciclu termodinamic o succesiune de două sau mai multe transformări termodinamice în care agentul termic (Sistemul Termodinamic) revine la starea inițială dar fără a parcurge aceleași transformări intermediare.*

Rolul ciclurilor termodinamice este acela de a obține lucrul mecanic în orice cantitate, prin repetarea ciclului din căldură.

În termodinamică se cunosc două sensuri de parcurgere ale acestor cicluri:

- Sensul de parcurgere este sensul acelor de ceasornic, în acest caz ciclurile se cheamă directe.
- Sensul de parcurgere este invers rotației acelor de ceasornic, în acest caz ciclurile se cheamă inversate sau frigorifice.

În diagramele termodinamice ciclurile se reprezintă printr-o curbă închisă.

4.2. RANDAMENTUL CICLURILOR

Considerăm un agent de lucru care efectuează un ciclu motor între punctele limită 1 și 2 conform figurii:

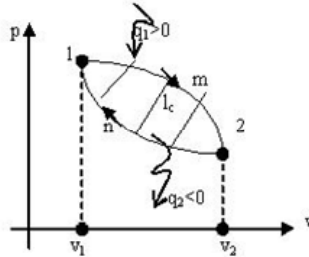


Figura 4.1
Reprezentarea ciclului motor.

Când agentul evoluează în sensul transformărilor reprezentate prin arcul de curbă $1m2$, acesta suferă o destindere, deci agentul termic efectuează lucrul mecanic în exterior pe seama căldurii primite de la sursa caldă (q_1) conform principiului întâi.

În diagrama ($p - v$) lucrul mecanic este dat de aria suprafeței $1m2 v_2 v_1$ ($\mathcal{A}_{1m2v_2v_1}$).

$$L_{1m2} = \mathcal{A}_{1m2v_2v_1}$$

Când agentul evoluează în sensul $2n1$, el va suferi o comprimare, deci asupra sa s-a efectuat un lucru mecanic din exterior. Conform principiului întâi al termodinamicii, agentul termic cedează căldură sursei reci (q_2). În diagrama mecanică ($p - v$), lucrul mecanic este dat de aria $2n1 v_2 v_1$ ($\mathcal{A}_{2n1v_1v_2}$), deci:

$$L_{2n1} < 0; |L_{2n1}| = \mathcal{A}_{2n1v_1v_2}$$

Cum $\mathcal{A}_{1m2v_2v_1} > \mathcal{A}_{2n1v_1v_2}$, deducem că lucrul mecanic schimbat pe ciclu este pozitiv.

$$L_c = L_{1m2} + L_{2n1} = L_{1m2} - |L_{2n1}| = \mathcal{A}_{2n1v_1v_2} - \mathcal{A}_{2n1v_1v_2} \quad (4.1)$$

Deci lucrul mecanic schimbat pe ciclu este dat de aria cuprinsă în interior curbei ce reprezintă ciclul în diagrama ($p - v$).

Principiul întâi pentru transformări închise.

$$\oint_c \delta q = \oint_c \delta l \quad (4.2)$$

dar

$$\oint_c \delta q = q_1 - |q_2| \quad (4.3)$$

deci

$$l_c = q_1 - |q_2| \quad [J/kg] \quad (4.4)$$

Relația (4.4) arată că într-un ciclu direct lucrul mecanic produs este echivalent cu diferența dintre căldura primită de agentul termic de la sursa caldă și căldura cedată sursei reci. Adică numai o parte din căldura preluată de către agent de la sursa caldă, în cursul efectuării unui ciclu, se transformă în lucru mecanic.

Numim *randament termic* al ciclului η_t , raportul dintre căldura transformată în lucru mecanic și căldura primită de la sursele calde:

$$\eta_t = \frac{l_c}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} \quad (4.5)$$

CONCLUZIE: *Un motor termic nu poate funcționa decât în prezența a cel puțin două surse de căldură, o sursă caldă de la care primește căldură q_1 și o sursă rece către care cedează căldură q_2 . Din relația (4.5) se observă că valoarea randamentului termic a unui ciclu este totdeauna subunitară.*

În continuare, vom considera că agentul termic parcurge același ciclu, dar în sens contrar. Ciclul frigorific se caracterizează prin aceea că prin consumul de lucru mecanic din exterior, agentul absoarbe de la sursa rece căldură q_2 și cedează sursei calde căldură q_1 .

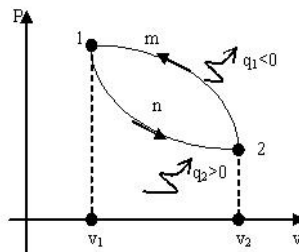


Figura 4.2
Reprezentarea ciclului frigorific.

În acest caz lucrul mecanic primit din exterior este mai mare decât cel efectuat, deci lucrul mecanic schimbat pe ciclu este negativ.

În acest caz avem o *pompă de căldură* care permite transportul căldurii de la sursa rece la sursa caldă, acest transport nerealizându-se de la sine, el datorându-se unui consum de lucru mecanic din exterior.

În această situație definim *eficiența frigorifică* ε_f :

$$\varepsilon_f = \frac{q_2}{|l_c|} \quad (4.6)$$

OBSERVAȚIE: Spre deosebire de randamentul termic η , care este întotdeauna subunitar, eficiența frigorifică $\varepsilon_f > 1$. Adică mașina frigorifică evacuează mai multă căldură decât echivalentul lucrului mecanic consumat în acest scop.

4.3. PROCESE REVERSIBILE ȘI IREVERSIBILE

Procesele naturale se desfășoară spontan, într-un anumit sens. Aceste procese se pot desfășura și în sens contrar, dar pentru aceasta este nevoie de un consum de lucru mecanic din exterior mai mare decât lucrul mecanic furnizat de sistem în decursul procesului direct (spontan). Aceste procese se numesc *ireversibile*.

Din contră, procesul reversibil este acela în care sistemul trece din starea inițială în starea finală astfel încât la inversarea procesului, schimbul de căldură și lucru mecanic cu M.E. este același ca și procesul direct. Cu alte cuvinte, spre deosebire de procesul ireversibil, revenirea sistemului la starea inițială se produce fără modificări persistente în M.A.

OBSERVAȚIE: Toate procesele din natură sunt ireversibile.

4.4. CICLUL CARNOT REVERSIBIL DIRECT

Pentru a găsi o mașină termică care să funcționeze cu randament maxim, Carnot a studiat posibilitățile de obținere a lucrului mecanic din căldură. Cum procesele închise permit obținerea lucrului mecanic în orice cantitate prin repetarea procesului, procesul închis gândit de Carnot este alcătuit din următoarele procese deschise: două izoterme și două adiabate (vezi fig. 4.3).

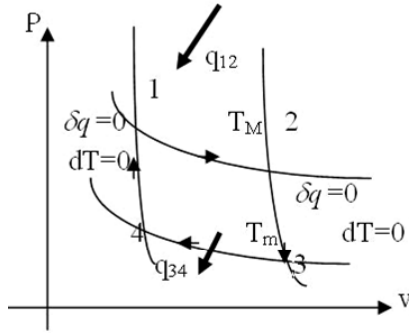


Figura 4.3
Ciclul Carnot reversibil direct în diagrama ($p - v$).

Ciclul format din două izoterme și două adiabate, parcurs în sensul acelor de ceasornic se cheamă *ciclul Carnot reversibil direct*.

Mașina care lucrează după acest ciclu produce lucru mecanic cu randament maxim.

Funcționarea unei mașini termice ideale care realizează ciclul Carnot reversibil direct este prezentată în fig. 4.4.

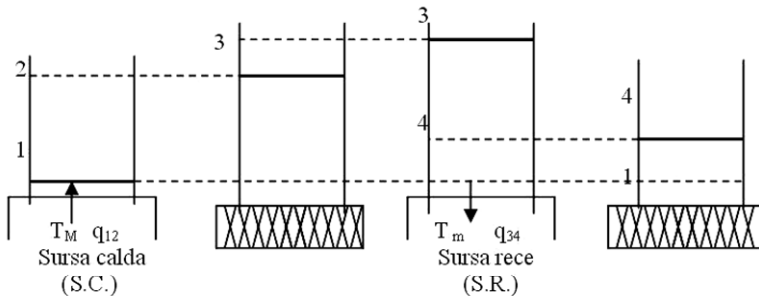


Figura 4.4
Mașina în care s-ar putea realiza ciclul Carnot.

Rezervoarele cu temperaturile T_M și T_m le presupunem infinit de mari, astfel încât transferurile de energie prin efect termic să nu modifice valoarea temperaturilor. De fapt, în procesul $1 - 2$ transmisia căldurii se imaginează a fi la temperatura constantă a gazului deoarece scăderea temperaturii gazului datorită dilatării este compensată de aportul de căldură din exterior q_{12} . Îndepărtând sursa de căldură și izolând adiabatic cilindrul obținem dilatarea adiabatică $2 - 3$. În starea 2 sistemul termodinamic nu este în echilibru, el rămânând cu o neomogenitate termică deoarece moleculele sistemului termodinamic aflate în imediata vecinătate a S.C. dețin o energie internă

mai ridicată decât cele aflate în vecinătatea pistonului. Pentru ca sistemul termodinamic să ajungă în echilibru termic, el se va destinde, temperatura scade deoarece sistemul termodinamic nu primește nici un fel de energie din exterior, deci lucrul mecanic se efectuează doar pe seama scăderii energiei sale interne. În decursul procesului 3 - 4 sistemul parcurge un proces izoterm, el fiind pus în legătură cu S.R. care are temperatura $T_{SR} < T_3$. Astfel, sistemul termodinamic va ceda cantitatea de căldură q_{34} . Asupra gazului se va efectua un lucru mecanic, acesta comprimându-se, pistonul ajungând la finele compresiei în punctul 4. Sistemul revine din starea 4 în starea inițială 1 printr-un proces adiabatic. De această dată, moleculele din imediata vecinătate a pistonului au energii interne mai ridicate față de cele din imediata vecinătate a S.R., astfel tendința de echilibrare termică face ca sistemul termodinamic să se comprime în continuu închizându-se ciclul.

Randamentul mașinii termice care lucrează după ciclul Carnot reversibil direct:

$$\eta_c = \frac{l_c}{q_{12}} = \frac{q_{12} - |q_{34}|}{q_{12}} = 1 - \frac{|q_{34}|}{q_{12}} \quad (4.7)$$

unde l_c – lucrul mecanic dezvoltat pe ciclu; lucrul mecanic util furnizat în exterior în timpul ciclului se măsoară prin aria 1-2-3-4-1.

Utilizând relațiile demonstrate anterior

$$q_{12} = RT_M \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} ; |q_{34}| = RT_m \ln \frac{\nu_3}{\nu_4} \quad (4.8)$$

și folosind ecuațiile transformărilor simple din componența ciclului

$$\begin{array}{l} T_M \nu_1^{k-1} = T_m \nu_4^{k-1} \quad p_3 \nu_3 = p_4 \nu_4 \\ T_M \nu_2^{k-1} = T_m \nu_3^{k-1} \quad p_2 \nu_2^k = p_3 \nu_3^k \end{array} \quad (4.9)$$

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{\nu_3}{\nu_4}$$

Obținem expresia randamentului sub forma:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_m}{T_M} \quad (4.10)$$

Din expresia (4.10) obținem și prima formulare a principiului doi al termodinamicii:

”Pentru ca o mașină termică să funcționeze, ea trebuie să primească o cantitate de căldură de la o sursă cu temperatură ridicată (S.C.) și să cedeze o parte din căldura primită altei surse cu o temperatură mai scăzută (S.R.).”

OBSERVAȚII: Din expresia (4.10) se observă că mașinile termice au randamentul subunitar. Căile de creștere ale randamentului ar fi:

- Ridicarea temperaturii T_M a S.C. – dar această creștere este limitată de rezistențele mecanice și termice ale materialelor din care se construiește mașina;
- Scăderea temperaturii T_m a S.R. – și această scădere este limitată (T_m poate scădea până la $T_{M.A.}$)

Se poate obține pentru η_c valoarea maximă, adică $\eta_c = 1$ prin două căi:

$$\eta_c = 1 \text{ dacă } T_m \rightarrow 0K ,$$

$$\eta_c = 1 \text{ dacă } T_M \rightarrow \infty .$$

Am arătat însă că valoarea T_M este limitată superior, iar conform teoremei lui Nerst, temperatura de zero absolut nu se atinge pe nici o cale.

În concluzie, nici chiar în cazul ciclului Carnot nu este posibilă transformarea integrală a căldurii în lucru mecanic.

În realitate, mașinile termice au randamente mai mici decât η_c deoarece vitezele de transformare a proceselor sunt finite (în cazul ideal studiat procesele erau reversibile și quasistatice, deci vitezele de desfășurare ale lor infinit mici), ciclurile pe care acestea le realizează sunt diferite de ciclul ideal Carnot, iar materialele și gazul utilizat influențează transformările energetice.

Limitele între care se află valorile randamentelor efective ale mașinilor termice:

$$\eta = 18 \div 28\% \text{ - la instalații de turbine cu abur;}$$

$$\eta = 20 \div 25\% \text{ - la instalații de turbine cu gaze;}$$

$$\eta = 28 \div 35\% \text{ - la M.A.I.}$$

NOTĂ: *Randamentul ciclului Carnot nu depinde de natura mediului de lucru.*

4.5. CICLUL CARNOT REVERSIBIL INVERSAT

Considerăm o mașină care consumă lucru mecanic pentru a transporta căldură de la temperaturi scăzute la temperaturi ridicate și care lucrează tot după un ciclu Carnot reversibil, numai că ciclul va fi parcurs în sens invers acelor de ceasornic. Un astfel de ciclu se cheamă *ciclu Carnot inversat* și este prevăzut în fig. 4.5.

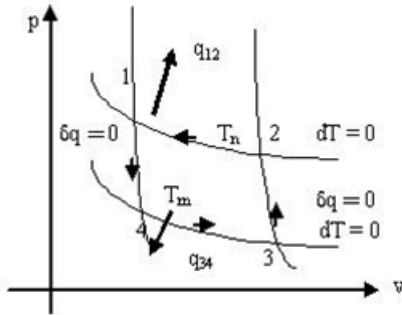


Figura 4.5

Ciclul Carnot inversat în diagrama ($p - v$)

Mașinile care funcționează după un asemenea ciclu se numesc *mașini frigorifice* dacă $T_M = T_0$ ($T_0 = T_{M,A}$), sau *pompe de căldură* dacă $T_m = T_0$.

S-a definit în această situație eficiența frigorifică:

$$\varepsilon_f = \frac{q_{34}}{|l_c|}$$

unde

$$q_{34} = RT_m \ln \frac{v_3}{v_4} \quad (4.11)$$

și

$$l_c = q_{34} - q_{21} = RT_m \ln \frac{v_3}{v_4} - RT_M \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (4.12)$$

Transformările 1 - 4 și 2 - 3 fiind adiabate, se scriu ecuațiile acestor transformări:

$$T_M v_1^{k-1} = T_m v_4^{k-1} \quad \text{și} \quad T_m v_2^{k-1} = T_m v_3^{k-1} \quad (4.13)$$

Împărțind membru cu membru, obținem:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4} \quad (4.14)$$

Revenind în ecuația (4.12),

$$l_c = (RT_m - RT_M) \ln \frac{v_3}{v_4} \quad (4.15)$$

Deci eficiența frigorifică devine:

$$\varepsilon_f = \frac{T_m}{T_m - T_M} = \frac{1}{\eta_c} - 1 \quad (4.16)$$

$$\varepsilon_f > 1 \text{ sau } \varepsilon_f < 1$$

Pentru pompe de căldură definim eficiența pompei de căldură:

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|q_{12}|}{|l_c|} = \frac{T_M}{T_M - T_m} = \frac{1}{\eta_c} > 1 \quad (4.17)$$

unde η_c - randamentul ciclului Carnot reversibil direct.

OBSERVAȚIE: În tehnică se urmărește ca eficiența să aibă valori cât mai apropiate de cele ale ciclului Carnot reversibil inversat, acesta servind drept ciclu de comparație pentru celelalte cicluri frigorifice.

4.6. COMPARAȚIA RANDAMENTELOR A DOUĂ CICLURI CARNOT PENTRU GAZUL PERFECT, UNUL REVERSIBIL CELĂLALT IREVERSIBIL

Considerăm că ambele cicluri Carnot se realizează între aceleași surse de căldură care au temperaturile $T_{S.C.}$ și $T_{S.R.}$.

Am găsit pentru randamentul termic al ciclului Carnot reversibil expresia:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_{SR}}{T_{SC}} \quad (4.18)$$

În realitate, aportul de căldură de la S.C. la fluidul motor se produce în timpul transformării 1 - 2 la o diferență finită de temperatură $\Delta T_{SC} = T_1$, iar transmisia căldurii de la fluidul motor la S.R. se efectuează în timpul transformării 3 - 4, tot la o diferență finită de temperatură $\Delta T_3 = T_3 - T_{SR}$. Deci transformările 1 - 2 și 3 - 4 sunt ireversibile.

La ciclul Carnot ireversibil diferențele dintre temperaturile surselor de căldură și temperatura fluidului motor au o valoare finită:

$$\begin{aligned} T_1 &= T_{SC} - \Delta T_1 \\ T_3 &= T_{SR} + \Delta T_3 \end{aligned} \quad (4.19)$$

OBSERVAȚIE: Ireversibilitatea transformărilor poate fi redusă la zero dacă diferențele dintre temperaturile fluidului motor și ale surselor sunt înfinit mici, adică:

$$\begin{aligned} T_1 &= T_{SC} - dT \\ T_2 &= T_{SR} + dT \end{aligned} \quad (4.20)$$

obținem deci, pentru randamentul termic al ciclului Carnot ireversibil

$$\eta_c^{\text{irev}} = 1 - \frac{T_{\text{SR}} + \Delta T_3}{T_{\text{SC}} - \Delta T_1} \quad (4.21)$$

Comparând relațiile (4.20) și (4.21) deducem că:

$$\eta_c^{\text{rev}} > \eta_c^{\text{irev}} \quad (4.22)$$

Adică: randamentul termic al ciclului Carnot reversibil este totdeauna mai mare decât randamentul ciclului Carnot ireversibil pentru gazul perfect.

OBSERVAȚIE: Nu doar ciclurile Carnot sunt reversibile. Condiția ca un ciclu să fie reversibil este aceeași cu cea corespunzătoare ciclului Carnot: o diferență infinit mică între temperatura fluidului motor și cea a surselor de căldură în timpul schimbului de căldură între ele.

Situația se complică dacă acest schimb de căldură nu se face după o izotermă, deoarece chiar dacă în punctul inițial al transformării temperatura fluidului motor diferă de cea a sursei de căldură cu o cantitate infinit mică, la sfârșitul ciclului între ele poate exista o diferență finită datorită variației temperaturii fluidului motor în timpul ciclului. De aceea procesul de schimb de căldură devine ireversibil.

Pentru a depăși această dificultate, se introduce noțiunea de număr infinit de mare de surse de căldură. Astfel, orice ciclu reversibil oarecare poate fi reprezentat printr-o sumă de cicluri Carnot elementare.(Fig.4.6).

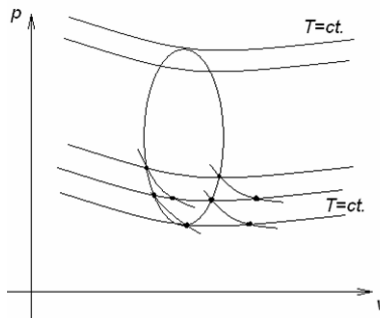


Figura 4.6
Ciclu oarecare divizat în cicluri Carnot elementare

Fiecare izotermă, cu excepția celor extreme, este parcursă de două ori, deci lucrul mecanic pe ciclu rămâne neschimbat.

Ciclul Carnot reversibil este cel mai economic, din acest punct de vedere, deoarece el nu necesită decât două surse de căldură.

4.7. GENERALITĂȚI REFERITOARE LA PRINCIPIUL DOI AL TERMODINAMICII

Principiul doi al termodinamicii are un caracter calitativ pentru că el nu se referă la cantitățile de energie schimbate, ci la sensul transformărilor care se produc spontan. Prin aceasta, principiul doi, așa cum am mai arătat, completează caracterul cantitativ al principiului întâi. Din acest motiv, exprimarea matematică a principiului doi a necesitat introducerea unei noi mărimi de stare: *Entropia*.

REVERSIBILITATE ȘI IREVERSIBILITATE

Se poate imagina că între oricare două stări 1 și 2, sistemul parcurge două transformări: prima de la starea 1 la starea 2, a doua de la starea 2 la starea 1. Aceste transformări sunt denumite transformare directă și transformare inversă.

În cazul transformării reversibile (la realizarea ei în sens direct și în sens invers, sistemul termodinamic revine la starea inițială), transformarea inversă este un gen de imagine prin reflexie a transformării directe. De exemplu, dacă într-o transformare directă, sistemului îi este furnizată o cantitate de căldură, în transformarea inversă, aceeași cantitate îi este luată sistemului.

Reamintim că transformarea ireversibilă este transformarea care după realizarea ei în sens direct și în sens invers, sistemul termodinamic nu revine la starea inițială.

Spre deosebire de transformarea reversibilă (la care readucerea la starea inițială a sistemului se face fără ca în M.A. să se producă vreo schimbare remanentă), transformarea ireversibilă este cea la care revenirea la starea inițială este posibilă doar pe baza unei intervenții de afară, care se soldează cu cheltuială de energie.

Procese statice sau cvasi - statice nu sunt mereu reversibile, existând unele procese cvasi - statice cu caracter ireversibil. Procesele nestatice sunt toate ireversibile.

Ireversibile sunt toate procesele în care intervin frecarea sau deformațiile plastice, pentru că lucrul mecanic cheltuit pentru învingerea frecării (sau pentru producerea deformației plastice) nu poate fi recuperat deoarece acest lucru mecanic are un puternic caracter disipativ, el transmițându-se mediului ambiant sub formă de căldură.

Pentru ca un proces să fie reversibil trebuie ca acesta să fie alcătuit dintr-o succesiune de stări de echilibru, iar trecerea de la o stare de echilibru la cea următoare să nu fie însoțită de fenomene disipative. Existența fenomenelor disipative, oricât ar fi ele de reduse, imprimă proceselor un caracter de ireversibilitate. Procesele reale sunt însoțite întotdeauna și de

fenomene disipative, deci ele au un caracter mai mult sau mai puțin ireversibil.

Studiul proceselor reversibile este fructuos pentru termodinamică deși aceste procese au un caracter pur teoretic.

4.8. ENUNȚURI ALE PRINCIPIULUI DOI AL TERMODINAMICII

Enunțul lui Carnot: O mașină termică nu poate funcționa decât dacă este pusă în legătură cu două surse de căldură: una caldă (S.C) și una rece (S.R).

O mașină termică ce ar funcționa cu un singur izvor de căldură, de temperatură constantă, ar fi un perpetuum mobile de speța a doua (perpetuum mobile termic), deci: principiul al doilea al termodinamicii enunță imposibilitatea construirii unui perpetuum mobile de speța a doua.

Oswald completează: nu se poate construi o mașină termică care să producă lucru mecanic fără să consume căldură.

O mașină de acest fel nu ar contrazice legea conservării energiei (principiul întâi), dar ar trebui să lucreze, cel puțin în parte, sub temperatura M.A., până la atingerea punctului zero absolut, ceea ce constituie conform principiului trei, o imposibilitate. Un perpetuum mobile de speța a doua ar fi o mașină care ar transforma integral energia dezordonată a M.A. într-o energie ordonată, M.A. fiind pentru necesitățile mașinii un rezervor infinit de mare.

Clausius interpretează enunțul lui Carnot: căldura nu poate trece de la sine (proces neforțat) de la o sursă cu temperatură scăzută la o sursă cu temperatură ridicată, acest lucru fiind posibil doar cu un consum de lucru mecanic.

Enunțul lui Planck: este imposibil de construit o mașină care să funcționeze periodic și care să nu facă altceva decât să ridice o greutate și să răcească un rezervor de căldură.

Deoarece toate procesele sunt ireversibile, acest rezervor de căldură este imposibil de găsit.

Enunțul lui Caratheodory: un sistem adiabatic închis, plecând de la o anumită stare și în urma transformării, el nu poate atinge orice stare arbitrar aleasă, cu alte cuvinte, el nu poate ajunge la stări ce presupun o energie mai mică decât cele ale stărilor care pot fi atinse prin procese reversibile la orice volum.

Caratheodory a concretizat prin aceea că domeniul ($p-v$) este împărțit de o adiabată reversibilă în două subdomenii (fig.4.7).

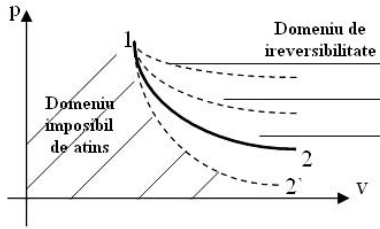


Figura 4.7
Domeniile determinate de adiabata reversibilă.

Se observă că destinderea adiabatică reversibilă produce lucru mecanic maxim, deoarece prin ea se ating în final cele mai mici valori ale energiei interne.

Deci, din starea 1, în urma unei destinderi adiabatică nu se pot atinge stări 2' care au energii interne mai mici decât cea corespunzătoare stării prin care se ajunge prin adiabata reversibilă (2). Toate transformările situate deasupra transformării 1 - 2 sunt transformări ireversibile, care presupun o energie internă ridicată (deci toate volumele corespunzătoare vor fi mai mari).

OBSERVAȚIE: ireversibilitatea unei transformări apare și în cazul destinderii sau comprimării unui gaz într-un cilindru fără frecare, dar cu viteză finită.

Astfel, în timpul comprimării, pe piston se va exercita presiunea $p_c > p$, p fiind presiunea care se exercită în timpul comprimării cvasi - statice. Deci, lucrul mecanic consumat la comprimarea cu viteză finită, L_c , este mai mare decât lucrul mecanic consumat pentru comprimarea cvasi-statică:

$$L_c = \int p_c dV > \int p dV = L \quad (4.23)$$

În timpul destinderii gazului cu viteză finită, pe piston se va exercita presiunea $p_d < p$, deci:

$$L_d < L < L_c \quad (4.24)$$

Din toate aceste formulări deducem că lucrul mecanic poate fi transformat integral în energie internă, sau în orice altfel de energie (fiind energie ordonată), pe când energia internă se poate transforma numai parțial în lucru mecanic sau în alte forme de energie.

Energia internă se caracterizează prin mișcarea dezordonată a moleculelor, ceea ce face ca energia internă să nu se poată transforma direct în alt fel de energie. În schimb, energia internă se poate transmite de la un sistem la altul păstrându-și caracteristica de energie a unei mișcări dezordonate.

Totuși, dacă sistemul posedă presiuni și temperaturi mai ridicate decât cele ale M.A., o parte din această energie a mișcării dezordonate se poate transforma în energia unei mișcării ordonate. Un exemplu ar fi în cazul unui gaz care curge printr-un ajutor. Curgerea se face de la presiune ridicată la o presiune scăzută. În acest caz o parte din energia internă se transformă în energie de curgere, care la rândul ei se transformă integral în alte forme de energie. Restul de energie rămâne mai departe netransformabilă în sistemul considerat.

La transformarea lucrului mecanic în căldură se scrie:

$$\begin{array}{l} L = Q \\ \longrightarrow \end{array} \quad (4.25)$$

Pentru sensul invers al transformării se poate scrie numai:

$$\begin{array}{l} Q > L \\ \longrightarrow \end{array} \quad (4.26)$$

În cazul unei transformări complet lipsită de pierderi disipative:

$$\eta_t = \frac{L}{Q} \quad (4.27)$$

η_t – randamentul termic al transformării căldurii în lucru mecanic.

NOTĂ: Dacă se ia drept referință scara vieții de pe Pamânt, se pot formula o serie de enunțuri ale principiului doi care sunt confirmate de experiența cotidiană.

În micro și macrocosmos, există însă și situații în care aceste formulări ale principiului doi nu sunt respectate.

Termodinamica fenomenologică nu se ocupă cu aceste cazuri, ele intrând în competența termodinamicii statistice.

4.9. ENTROPIA ȘI DEFINIȚIA EI

Noțiunea de *entropie* a fost introdusă în termodinamică de Clausius. Astfel, s-a creat posibilitatea de a măsura caracterul mai mult sau mai puțin spontan al transformărilor, dar mai ales reversibilitatea sau ireversibilitatea lor.

Prin intermediul entropiei este posibilă scrierea ecuației matematice a principiului doi, adică formularea riguroasă și științifică a acestui principiu.

Clausius definește entropia astfel: dacă pentru un ciclu reversibil fiecare element de element de căldură (pozitiv sau negativ) schimbat de către un corp cu M.A. este divizat prin T (temperatura absolută) la care are loc schimbul și dacă se integrează pe tot parcursul raportul astfel obținut, integrala este nulă.

Pe baza acestei definiții, se introduce în termodinamică o mărime calorică de stare, cu caracter extensiv, cu expresia matematică:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (4.28)$$

Pentru *ciclul reversibil*:

$$\oint dS = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (4.29)$$

unde $\oint dS$ – integrala lui Clausius.

Pentru *procesul adiabatic reversibil* (care nu poate fi decât neciclic), căldura schimbată este nulă:

$$\delta Q = 0 \Rightarrow dS = 0 \Rightarrow S = \text{const} \quad (4.30)$$

Un astfel de proces se numește *izentropic* (la entropie constantă).

Pentru *procesul adiabatic ireversibil*, dar *cvasi-static* apare în plus lucrul mecanic disipativ (de frecare) care dă procesului un caracter ireversibil:

$$dS = \frac{\delta L_f}{T} > 0 \quad (4.31)$$

unde δL_f – elementul de energie transferată disipativ.

Se observă că în procesul ireversibil, entropia nu poate decât să crească.

Orice element de căldură care intră reversibil în proces determină o creștere a entropiei sistemului.

Orice element de căldură evacuată reversibil din proces determină o scădere a entropiei sistemului.

Dacă considerăm trecerea unui sistem termodinamic de la starea 1 la starea 2, o dată printr-un proces reversibil, o dată printr-un proces ireversibil, obținem o variație diferită de entropie pentru cele două procese:
1 – 2 proces reversibil

$$(\Delta S)_{\text{rev}} = S_2' - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T} \quad (4.32)$$

1 – 2 proces ireversibil

$$(\Delta S)_{\text{irev}} = S_2' - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q_{\text{irev}}}{T} \quad (4.33)$$

unde

$$\delta Q_{\text{irev}} = \delta Q_{\text{rev}} + \delta L_f \quad (4.34)$$

$$\Rightarrow \delta Q_{\text{irev}} > \delta Q_{\text{rev}} \quad (4.35)$$

$$\Rightarrow S_2' > S_2 \quad (4.36)$$

OBSERVAȚIE: pe cale ireversibilă, în procese deschise (neciclice), se ajunge totdeauna la o valoare mai mare a entropiei finale decât pe cale reversibilă.

Reprezentăm în diagrama (U, v) transformarea adiabatică reversibilă (izentropică) 12. Curba 12 împarte câmpul diagramei în domeniu imposibil de atins (sub curbă) și în domeniul de ireversibilitate, care cuprinde procesele ireversibile (deasupra curbei) (fig.4.8).

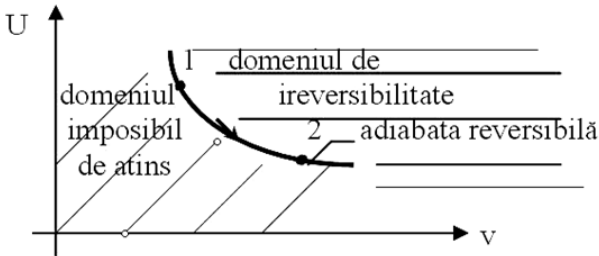


Figura 4.8
Transformarea adiabatică reversibilă în diagrama $U - v$.

4.10. PROPRIETĂȚILE ENTROPIEI ABSOLUTE „S”

a) Entropia absolută este o funcție de stare, deci entropia admite diferențiala totală exactă.

Indiferent de tipul procesului, cât și de reversibilitatea sau ireversibilitatea acestuia:

$$\oint dS = 0 \quad (4.37)$$

b) Entropia absolută se conservă în cazul proceselor izentropice:

$$S = \text{const} \quad (4.38)$$

La procese izentropice elementare:

$$dS = 0 \quad (4.39)$$

c) Entropia absolută este o funcție aditivă.

Demonstrație: fie α un sistem aflat în echilibru la temperatura T , care primește căldură elementară δQ la această temperatură:

Descompunând sistemul α în subsisteme, scriem:

$$\alpha = \sum_k \alpha_k \quad (4.40)$$

Fiecare subsistem α_k va prelua o căldură elementară δQ_k , astfel încât:

$$\delta Q = \sum_k \delta Q_k \quad (4.41)$$

deci:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \sum_k \frac{\delta Q_k}{T} = \sum_k dS_k \quad (4.42)$$

Entropia absolută a sistemului α este:

$$S_{US_k} = \sum S_K \quad (4.43)$$

d) Entropia empirică pentru un proces cvasistatic reversibil poate fi definită numai până la o constantă arbitrară, adică:

$$S = \int \frac{\delta Q}{T} + C \quad (4.44)$$

Principiul doi al termodinamicii nu permite evaluarea constantei C , în schimb putem determina variația entropiei între două stări (1 și 2) deoarece integrala devine definită dacă precizăm limitele de interpolare:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (4.45)$$

4.11. DEFINIREA ENTROPIEI CU AJUTORUL CICLULUI CARNOT

Carnot a studiat un ciclu reversibil format din două izoterme și două adiabate, pentru care randamentul termic se exprimă sub forma:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_m}{T_M} \quad (4.46)$$

unde T_m – temperatura sursei reci cu care este pusă în legătură mașina în timpul compresiei izotermice, iar T_M – temperatura sursei calde.

Așa cum s-a arătat, randamentul termic al oricărui ciclu motor reversibil sau ireversibil este prin definiție:

$$\eta_t = \frac{L}{Q_{\text{introdusa}}} \Rightarrow \eta_t = 1 - \frac{|Q_m|}{Q_M} \quad (4.47)$$

unde $|Q_m|$ - căldură evacuată, iar Q_M căldură introdusă pe ciclu în scopul transformării ei în lucru mecanic.

Pentru ciclul Carnot, cele două expresii ale lui η_t sunt echivalente și obținem:

$$1 - \frac{|Q_m|}{Q_M} = 1 - \frac{T_m}{T_M} \Rightarrow \frac{|Q_m|}{Q_M} = \frac{T_m}{T_M} \quad (4.48)$$

Deci, pentru ciclul Carnot:

$$\frac{|Q_m|}{T_m} = \frac{Q_M}{T_M} \quad (4.49)$$

Acest raport dintre căldura schimbată de sistem și temperatura la care s-a realizat în mod izotermic a fost denumită de LORENTZ *căldură redusă*, iar în acest caz particular, acest raport reprezintă expresia entropiei.

Considerăm acum un ciclu reversibil oarecare, situat între cele două temperaturi extreme T_M (a S.C.) și T_m (a S.R.). Acest ciclu se împarte într-o serie infinită de cicluri Carnot (fig.4.9).

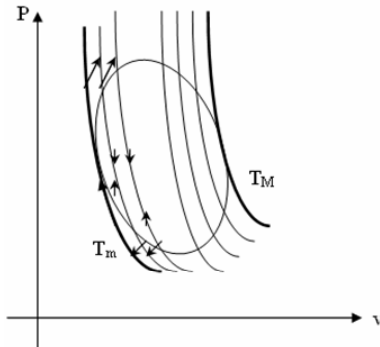


Figura 4.9
Ciclu reversibil divizat într-o infinitate de cicluri Carnot

Se observă că fiecare izotermă mai puțin cele $T_m, T_M = const.$, este parcursă de două ori, odată pe compresie, odată pe destindere, iar dacă izoterma este reversibilă, efectul de transfer energetic este nul.

Pentru ciclul elementar j facem notațiile:

T_{Mj} – temperatura S.C.,

T_{mj} – temperatura S.R.

În acest caz, relația (4.48) devine:

$$\frac{|Q_{mj}|}{T_{mj}} = \frac{Q_{Mj}}{T_{Mj}} \quad (4.50)$$

Făcând suma algebrică a tuturor acestor călduri reduse:

$$\sum_{j=1}^n \frac{Q_{Mj}}{T_{Mj}} - \sum_{j=1}^n \frac{|Q_{mj}|}{T_{mj}} = 0 \quad (4.51)$$

sau

$$\sum_{j=1}^n \left(\frac{Q_{Mj}}{T_{Mj}} - \frac{|Q_{mj}|}{T_{mj}} \right) = 0 \quad (4.51')$$

cea ce înseamnă ca suma căldurilor reduse, care corespund tuturor ciclurilor Carnot cuprinse într-un ciclu reversibil este egală cu zero.

Pentru a arăta că pe ciclul elementar se schimbă căldură, (4.51) se scrie:

$$\sum_j \frac{\delta Q_j}{T_j} = 0 - \text{suma integrală Riemann} \quad (4.52)$$

NOTĂ: $\sum_{j=1}^n \frac{Q_{Mj}}{T_{Mj}}$ și $\sum_{j=1}^n \frac{|Q_{mj}|}{T_{mj}}$ reprezintă sume Riemann.

Pentru un ciclu reversibil suma integrală Riemann se transformă într-o integrală ciclică ce corespunde cu definiția entropiei dată de Clausius și Kelvin.

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \text{ integrala lui Clausius.} \quad (4.53)$$

DEMONSTRAȚIA ANALITICĂ A FAPTULUI CĂ ENTROPIA ESTE UN PARAMETRU DE STARE (cu alte cuvinte, entropia nu depinde de drumul pe care se efectuează transformarea, ci doar de punctul final și inițial al transformării).

Considerăm un ciclu direct care se desfășoară între două puncte 1 și 2 (Fig.4.10).

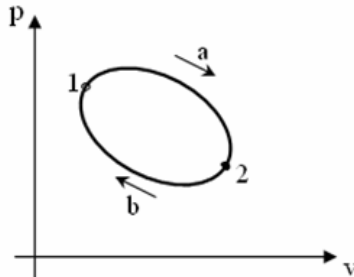


Figura 4.10
Ciclul direct în diagrama (p - v).

Știm că pe ciclu

$$\oint_c \frac{\delta Q}{T} = 0 \text{ dar } \oint_c \frac{\delta Q}{T} = \int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (4.54)$$

$$\Rightarrow \int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} = - \int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} \quad (4.54')$$

$$\Leftrightarrow \int_{1a2} \frac{\delta Q}{T} = \int_{2b1} \frac{\delta Q}{T} \quad (4.55)$$

relație care arată că nu contează pe ce drum se face integrarea.

CONCLUZIE: Entropia, ca parametru de stare, stabilește gradul de perfecțiune termodinamică al unei transformări. Cu cât variația ei este mai scăzută, cu atât transformarea se apropie mai mult de ideal (de transformarea reversibilă).

Gradul de ireversibilitate a unei transformări este măsurat de gradul de creștere a entropiei.

În calculele termodinamice ne interesează variația de entropie ΔS decât entropia în valoare absolută.

4.12. ECUAȚIA GENERALĂ A TERMODINAMICII

Am arătat că principiul doi al termodinamicii se exprimă analitic prin ecuația:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T}$$

unde semnul "=" corespunde transformării reversibile, semnul ">" corespunde transformării ireversibile.

Deci:

$$TdS \geq \delta Q \quad (4.56)$$

Pentru $m_{S.T.} = 1kg$:

$$Tds \geq \delta Q \quad (4.57)$$

Conform principiului întâi pentru $m_{S.T.} = 1kg$:

$$\delta q = du + \delta l \quad (4.58)$$

Tot conform principiului întâi:

$$\delta q = du + pdv + \delta l^* \quad (4.59)$$

unde l^* include toate formele de lucru mecanic elementar, mai puțin lucru mecanic de dilatare.

Înlocuind (4.58) în (4.57):

$$Tds \geq du + \delta l \quad (4.60)$$

Înlocuind (4.59) în (4.57):

$$Tds \geq du + pdv + \delta l^* \quad (4.61)$$

Sau pentru $m_{S.T} > 1kg$:

$$TdS \geq dU + pdV + \delta L^* \quad (4.61')$$

Ecuatiile (4.60) și (4.61') reprezintă ecuațiile generale ale termodinamicii.

Dacă singurul lucru mecanic efectuat de către sistem este lucrul mecanic de dilatare, ecuațiile (4.61) și (4.61') devin:

$$\begin{aligned} Tds &\geq du + pdv \\ TdS &\geq dU + pdV \end{aligned} \quad (4.62)$$

ecuații folosite pentru sistemele aflate în stare de echilibru.

4.13. DIAGrame ENTROPICE. VARIATIYA ENTROPIEI ÎN TRANSFORMĂRILE SIMPLE ALE GAZULUI PERFECT

Diagramele entropice sunt diagramele la care una din coordonate este entropia. Aceste diagrame se utilizează în studiul transformărilor de stare și în calculul proceselor din instalațiile termice.

În diagrama ($T - s$) curba 12 (fig.4.11) reprezintă o transformare reversibilă de stare exprimată prin variația $S = f(T)$.

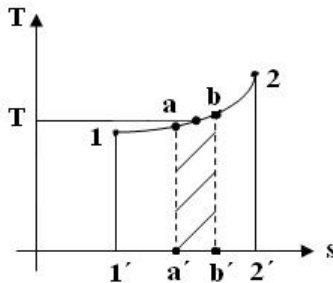


Figura 4.11
Reprezentarea căldurii în diagrama ($T - s$)

Pentru două stări infinit apropiate, a și b pentru care $T \cong \text{const}$, căldura schimbată de agentul termic cu M.E. între cele două stări:

$$|\delta Q| = |TdS| = \text{aria}_{abb'a'} \quad (4.63)$$

iar căldura schimbată cu M.E. pe transformarea 12:

$$|Q_{12}| = \left| \int_1^2 TdS \right| = \int_1^2 \text{aria}_{abb'a'} = \text{aria}_{122'1'} \quad (4.64)$$

CONCLUZIE: Diagrama ($T - s$) se cheamă și diagrama calorică deoarece aria de sub curba transformării reprezintă căldură schimbată cu M.E. în decursul transformării.

În continuare să urmărim reprezentarea grafică a transformărilor reversibile ale gazelor perfecte în (T, s) pentru $m_{ST}=1kg$.

a) TRANSFORMAREA IZOTERMĂ. (Fig.4.12)

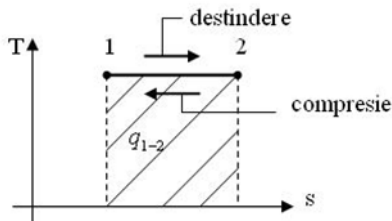


Figura 4.12
Izoterma în diagrama $(T - s)$

Din principiul întâi obținem pentru variația elementară de căldură:

$$\delta q = du + \delta l = \delta l \quad (4.65)$$

Combinând cu principiul doi:

$$Tds = \delta l \quad (4.66)$$

Deci variația de entropie dintre stările 1 și 2:

$$s_2 - s_1 = \frac{1}{T} RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} \quad ; \quad s_2 - s_1 = R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} \quad [J/(kg \cdot K)] \quad (4.67)$$

Dacă transformarea are loc de la 1 la 2, procesul este însoțit de o creștere de entropie ($\Delta s_{12} > 0$), deci $q_{12} > 0$, adică S.T. primește căldură.

Conform principiului întâi, acest lucru este posibil pe seama efectuării unui lucru mecanic în exterior, deci are loc o destindere. În procesul 2 - 1 entropia scade, deci S.T. cedează căldură în exterior. Conform principiului întâi, pentru a menține echilibrul, dacă variația energiei interne este zero, trebuie consumată energie din exterior, deci are loc o comprimare.

b) TRANSFORMAREA ADIABATĂ:

$$\delta q = 0 \Rightarrow Tds = 0 \Rightarrow ds = 0 \Rightarrow s = \text{const.} \quad (4.68)$$

Deci, în transformarea adiabată reversibilă, entropia este constantă deoarece schimbul de căldură este nul:

$$s_1 = s_2 \quad [J/(kg \cdot K)] \quad (4.69)$$

În diagrama $(T-s)$, adiabata se reprezintă printr-o dreaptă paralelă la axa temperaturilor (Fig. 4.13).

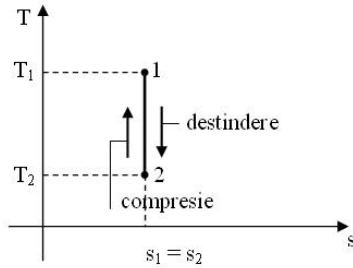


Figura 4.13
Adiabata în diagrama (T - s)

În transformarea 12 , $T_2 < T_1$, deci $U_2 < U_1$, deci $\delta q = 0 = du + \delta l \Rightarrow \Rightarrow u_2 - u_1 = -l_{12}$. Deci pentru ca S.T. să ajungă în starea 2, S.T. suferă o destindere. Transformarea 2 - 1 este o compresie adiabatică, fiind însoțită de creșterea temperaturii.

c) TRANSFORMAREA IZOCORĂ

Pentru a stabili ecuația transformării în coordonate (T - s) se folosesc combinat ecuațiile principiului întâi și doi:

$$\delta q = du + \delta l = c_v dT$$

$$\delta q = T ds \tag{4.70}$$

Deci:

$$T ds = c_v dT \Rightarrow ds = c_v \frac{dT}{T} \tag{4.71}$$

Deci:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln T / T_1^2 \text{ [J/(kg} \cdot \text{K)]} \tag{4.72}$$

Adică izocora se reprezintă în diagrama (T-s) printr-o curbă logaritmică.

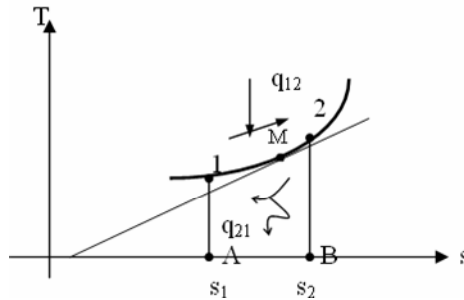


Figura 4.14
Izocora în diagrama (T - s).

Transformarea 1 – 2 este o încălzire izocoră, iar transformarea 2 – 1 este o răcire izocoră. Aria_{12BA} reprezintă căldura schimbată pe transformare. Panta tangentei la curbă într-un punct oarecare M:

$$\operatorname{tg}\alpha_v = \left(\frac{dT}{ds} \right)_{v=\text{ct}} = \frac{T}{c_v} > 0 \quad (4.73)$$

d) **TRANSFORMAREA IZOBARĂ.** Se procedează analog:

$$\delta q = T ds = c_p dT \quad (4.74)$$

$$\Rightarrow ds = c_p \frac{dT}{T} \quad (4.75)$$

$$\Rightarrow s_2 - s_1 = c_p \ln T / T_1^2 \quad [\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})] \quad (4.76)$$

și transformarea izobară se reprezintă în (T – s) printr-o curbă logaritmică.

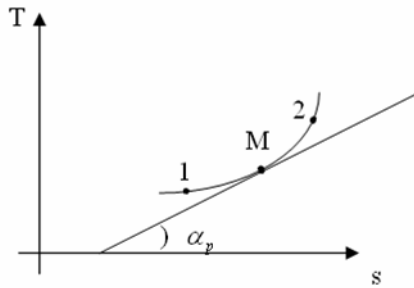


Figura 4.15
Izobara în diagrama (T - s)

Transformarea 1 – 2 este o încălzire izobară, iar transformarea 2 – 1 este o răcire izobară.

Panta tangentei la curbă:

$$\operatorname{tg}\alpha_p = \left(\frac{dT}{ds} \right)_p = \frac{T}{c_p} > 0 \quad (4.77)$$

Deoarece $c_p > c_v$, rezultă că panta izobarelor este mai mică decât panta izocorelor, adică în (T – s) curbele izobare sunt mai puțin înclinate decât curbele izocore.

e) **TRANSFORMAREA POLITROPICĂ**

Se procedează la fel și se obține tot o variație logaritmică a entropiei:

$$\delta q = T ds = c_n dT \quad (4.78)$$

$$s_2 - s_1 = c_n \ln T / T_1^2 \quad [\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})] \quad (4.79)$$

Cutia are două compartimente în care se găsesc cei doi componenți gazoși aflați la parametrii indicați. În interior glisează cele două membrane semipermeabile a și b, membrana "a" permeabilă la gazul din compartimentul I, membrana "b" permeabilă la gazul din compartimentul II. Membrana "b" se deplasează spre dreapta, iar membrana "a" spre stânga, cele două gaze ocupând volumul $V = V_1 + V_2$, amestecarea presupunându-se a se realiza la $T = const$.

Conform principiului întâi, lucrul mecanic elementar de destindere, la deplasarea membranei "b":

$$l_I = R_1 \cdot T \ln \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_1} \quad (4.82)$$

La deplasarea membranei „a” spre stânga, când gazul II difuzează izoterm în tot spațiu, lucrul elementar de destindere:

$$l_{II} = R_2 \cdot T \ln \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_2} \quad (4.83)$$

Deci lucrul mecanic elementar la amestecarea izotermică:

$$l_{total} = T \left(R_1 \ln \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_1} + R_2 \ln \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_2} \right) \quad (4.84)$$

Variația entropiei în procesul de amestecare a două gaze perfecte:

$$\Delta s_{am} = \frac{\Delta q}{T} = R_1 \ln \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_1} + R_2 \ln \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_2} \quad (4.85)$$

Generalizare pentru "n" pistoane permeabile:

$$\Delta s_{am} = \sum_{j=1}^n R_j \ln \frac{1}{\gamma_j} \quad (4.86)$$

unde

$$\gamma_j = \frac{\nu_j}{\nu_{am}}$$

Dacă în ambele compartimente ale cutiei se află același component, metoda Gibbs nu mai este aplicabilă, ajungându-se la paradoxul lui Gibbs. Dacă se înlătură cele două membrane, între două cantități ale aceluiași gaz nu are loc nici un proces termodinamic, nevariând nici un parametru.

4.15. FUNCȚIUNI ȘI POTENȚIALE TERMODINAMICE

Prin **funcțiune termodinamică de stare** a unui sistem se înțelege o funcțiune definită pentru stări de echilibru termodinamic sau pentru stări asociate unor transformări reversibile și din care se pot obține, prin derivări parțiale, ecuațiile termice sau calorice de stare.

După mărimea aleasă ca valoare a funcțiunii și după grupul complet de variabile independente ales pentru a caracteriza univoc starea sistemului, se pot obține diferite funcțiuni termodinamice, cum ar fi: *energia internă, entalpia, entropia, energia liberă, entalpia liberă, etc.*

Importanța funcțiunilor termodinamice constă în faptul că din ele se pot deriva toate proprietățile termodinamice macroscopice ale sistemului atunci când acesta se află în stări de echilibru termodinamic.

Funcțiunile termodinamice care ating valori minime în stările de echilibru termodinamic în condiții de izolare față de exterior se numesc *potențiale termodinamice*.

Se cunosc patru potențiale termodinamice: energia internă sau potențial adiabatic – izocor ($\delta q = 0; dv = 0$); entalpia sau potențial adiabatic-izobar ($\delta q = 0; dp = 0$); energia liberă, funcția lui Helmholtz sau potențial izoterm izocor ($dT = 0; dv = 0$) și entalpia liberă, funcția lui Gibbs sau potențial izoterm-izobar ($dT = 0; dp = 0$).

ENERGIA LIBERĂ (FUNCȚIA LUI HELMHOLTZ)

DEFINIȚIE: *Este aceea parte din energia internă a unui corp, care prin procedee termice corespunzătoare s-ar putea transforma integral în alte forme de energie.*

Cuplând expresia matematică a principiului întâi cu definiția entropiei:

$$Tds = du + pdv \quad (4.87)$$

Diferențiând produsul $T \cdot s$, obținem:

$$d(T \cdot s) = Tds + sdT, \text{ de unde } Tds = d(T \cdot s) - sdT \quad (4.88)$$

Revenind în (4.87):

$$d(T \cdot s) - sdT = du + pdv \quad (4.89)$$

de unde:

$$d(u - T \cdot s) = -sdT - pdv \quad (4.90)$$

Notăm diferența:

$$f = u - T \cdot s \quad [J / kg] \quad (4.91)$$

unde "f" – energie liberă masică sau funcția lui Helmholtz.

"F" este o mărime de stare aditivă, deci:

$$F = m \cdot f \quad [J]$$

Din ecuația :

$$df = -sdT - pdv \quad (4.92)$$

rezultă că $f = f(v, T)$; diferențiând:

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_T dv \quad (4.93)$$

identificând cu relația (4.92), obținem:

$$s = - \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_v ; p = - \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_T \quad (4.94)$$

Din relația (4.91), pentru energia internă masică obținem:

$$u = f + T \cdot s \quad (4.95) \quad \text{iar din (4.94): } u = f - T \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_v \quad (4.95)$$

De asemenea, pentru entalpia masică obținem:

$$h = u + pv = f - T \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_v - v \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_T \quad (4.96)$$

Cu ajutorul formulei (4.91), calculând diferența:

$$f_2 - f_1 = u_2 - u_1 - T(s_2 - s_1) \quad (4.97)$$

obținem termenul $T(s_2 - s_1)$ care reprezintă *energia legată*, adică acea parte a energiei care nu poate fi transformată în lucru mecanic printr-un proces izoterm.

Energia liberă este măsura reacțiilor chimice izoterm-izobare și are valori minime în stările de echilibru, condițiile de echilibru fiind:

$$\Delta F > 0; dF = 0; d^2F > 0 .$$

ENTALPIA LIBERĂ (FUNCȚIA LUI GIBBS)

DEFINIȚIE: este o rezervă de energie integral transformabilă în lucru mecanic.

Folosind combinat o formă a principiului întâi cu principiul doi al termodinamicii, obținem:

$$Tds = dh - vdp \quad (4.98)$$

Folosind și relația (4.88), rezultă:

$$d(T \cdot s) - sdT = dh - vdp \quad (4.99)$$

$$d(h - T \cdot s) = v dp - s dT \quad (4.100)$$

Se face notația: $g = h - T \cdot s$ [J/kg], unde "g" este *entalpia liberă masică (funcția lui Gibbs)* sau potențial izoterm-izobar ($dT = 0$; $dp = 0$) deoarece din relația (4.100) se observă că $g = f(p, T)$. Diferențiind se obține:

$$dg = \left(\frac{\partial g}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p dT \quad (4.101)$$

Comprimând cu (4.101), rezultă:

$$s = - \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p ; v = \left(\frac{\partial g}{\partial p} \right)_T \quad (4.102)$$

Din relația $g = h - T \cdot s$, se obține pentru entalpia specifică:

$$h = g - T \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p \quad (4.103)$$

Această ecuație, împreună cu ecuația (4.95) poartă numele de ecuațiile *Gibbs-Helmholtz*.

Energia internă masică rezultă:

$$u = h - p v = g - T \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p - p \left(\frac{\partial g}{\partial p} \right)_T \quad (4.104)$$

Entalpia liberă este măsurată proceselor izoterm-izobare având valoarea minimă la starea de echilibru, condițiile de echilibru fiind:

$$\Delta G > 0; dG = 0; d^2G > 0.$$

4.16. LUCRUL MECANIC TEHNIC MAXIM

Principiul al doilea al termodinamicii afirmă că *lucrul mecanic tehnic maxim* se obține numai prin *procese reversibile*. Ireversibilitatea face ca lucrul mecanic să se micșoreze datorită cotei-parte pierdută pentru compensarea creșterii de entropie.

Lucrul mecanic *maximum-maximorum* se obține când procesul reversibil aduce agentul de lucru în echilibru termodinamic cu *mediul*

ambient, deoarece ajuns în această stare, acesta nu mai este capabil să producă alt lucru mecanic în plus chiar și în alt proces.

Prin *echilibru termodinamic* se înțelege starea în care două sisteme au ajuns să aibă nu numai aceeași temperatură (ca în cazul echilibrului termic), ci și aceeași presiune.

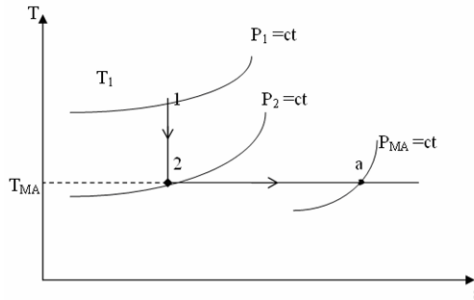


Figura 4.18

Adiabată reversibilă succedată de o izotermă în diagrama ($T - s$).

Agentul de lucru parcurge o adiabată și o izotermă, pornind din starea inițială 1 și ajungând la starea finală "a". Astfel, atinge starea de echilibru total cu mediul ambient.

Lucrul mecanic tehnic total:

$$l_{\text{Tot}} = l_{12} + l_{2a} \quad (4.105)$$

Considerând un sistem adiabatic închis, într-o transformare adiabatică-izentropică 1-2:

$$l_{12} = h_1 - h_2 + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) + g(z_1 - z_2) \quad (4.106)$$

Deci, în urma acestei transformări s-a ajuns la temperatura $T_2 = T_a = T_{M.A.}$, adică s-a atins echilibru termic cu M.A. Pentru a se realiza echilibru termodinamic cu M.A. este necesară parcurgerea transformării izoterme 2-a, când se realizează lucrul mecanic:

$$l_{23} = h_2 - h_a + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_a^2) + g(z_2 - z_a) - T_a(s_a - s_2) \quad (4.107)$$

Pentru atingerea echilibrului termodinamic cu M.A. este necesar ca $c_a = 0$. Lucrul mecanic total l_{Tot} reprezintă capacitatea maximă specifică a sistemului de a produce (consuma) lucru mecanic tehnic (lucru mecanic maximum-maximorum).

$$l_{\text{tot}} = h_1 - h_a + \frac{1}{2}c_1^2 + g(z_1 - z_a) - T_a(s_a - s_2) \quad (4.108)$$

Din această relație rezultă că energiile cinetice și potențiale (energiile mecanice) se transformă integral în lucru mecanic tehnic, iar din diferența

de entalpie ($h_1 - h_a$) se poate transforma în lucru mecanic tehnic numai partea care rămâne după ce se scade din ea termenul $T_a(s_a - s_1)$.

Mărimea l_{iTot} nu este o mărime de stare. Precizând însă starea M.A. prin anumite valori ale mărimilor sale de stare, l_{iTot} devine o cvasi-mărime de stare.

Mărimea $e = (h_1 - h_a) - T_a(s_a - s_1)$ se numește *exergie*, iar produsul $T_a(s_a - s_1)$ se numește *anergie*. Deci ($h_1 - h_a$) este suma dintre exergie și anergie.

Prin definiție, anergia reprezintă energia legată minimă care se cedează mediului ambiant după ce sistemul a ajuns în echilibru termodinamic cu M.A.; exergia este lucrul mecanic tehnic maxim doar pentru sistemele care lucrează fără variații de energie cinetică și potențială.

• Aplicație

Pentru pornirea motorului principal la o navă de pescuit sunt utilizate 2 butelii cu capacitatea de 12 m^3 fiecare. Una din butelii este plină, aerul găsindu-se la $p = 45 \text{ bar}$ și la temperatura 35°C . Butelia plină este pusă în comunicație cu cea de-a doua care este goală. Aerul ocupând și cea de-a doua butelie, se stabilește o nouă stare de echilibru.

Considerând temperatura constantă, să se determine variația de entropie știind că transformarea se face politropic cu $c_v = 716 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $c_p = 1004 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $n = 1,3$.

Rezolvare:

a) Transformarea izotermă $T = 303 \text{ K}$.

$$\Delta S = S_2 - S_1 = mR \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1 V_1}{T_1} \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{45 \cdot 10^5 \cdot 12}{303} \ln 2 = 124,76 \text{ kJ/K}$$

b) Transformarea politropă.

$$S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{V_2}{V_1} + mc_v \ln \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1 V_1}{T_1} (1004 \cdot \ln 2 + 716 \cdot \ln 18,45)$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^n = 45 \left(\frac{1}{2} \right)^{1,3} = 18,45$$

$$S_2 - S_1 = \frac{45 \cdot 10^5 \cdot 12}{303} [1000 \ln 2 + 716 \ln 18,45] = 4,96 \cdot 10^8 \text{ J/K}$$

CAPITOLUL V

PRINCIPIUL AL TREILEA AL TERMODINAMICII

Din principiul al doilea al termodinamicii, pentru procese reversibile, entropia unui sistem este:

$$S = \int \frac{\delta Q}{T} + const. \quad (5.1)$$

Neavând însă posibilitatea de a preciza valoarea acestei constante, Nernst constată experimental că odată cu scăderea temperaturii, variațiile entropiei devin tot mai mici, aceasta tinzând către o valoare constantă finită când $T \rightarrow 0$.

Pornind de la aceste observații, Planck a elaborat un nou principiu, *principiul trei al termodinamicii*, înțelegând prin aceasta următoarele trei afirmații:

AFIRMAȚIA I: *Entropia oricărui S.T. tinde către o valoare constantă finită când temperatura $T = 0$.*

Se naște întrebarea: "Starea de echilibru corespunzătoare izotermei $T = 0$ are sens, sau nu, pentru orice S.T.?"

Boltzmann răspunde interpretând statistic entropia:

$$S = K_B \ln W \quad (5.2)$$

Unde:

K_B - constanta lui Boltzmann din teoria cinetică;

W - ponderea statistică a stării.

Starea de entropie minimă ($\ln W = 0$) este o stare de ordine totală, adică S.T. trebuie să se găsească în stare de *crystal ideal* (singura stare în care ordinea este perfectă). Dar starea de cristal ideal are sens doar pentru corpurile perfect *pure*, orice impurificare constituind o abatere de la ordinea perfectă. Aceste considerații introduc o a doua afirmație:

AFIRMAȚIA II: *Entropia cristalelor ideale este nulă la temperatura $T = 0$.*

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0 \quad (5.3)$$

CONSECINȚA 1: Energia liberă, respectiv entalpia liberă se identifică cu energia internă, respectiv cu entalpia, la limita $T = 0$.

$$\lim_{T \rightarrow 0} F = \lim_{T \rightarrow 0} (U - T \cdot S) = \lim_{T \rightarrow 0} U \quad (5.4)$$

$$\lim_{T \rightarrow 0} G = \lim_{T \rightarrow 0} (H - T \cdot S) = \lim_{T \rightarrow 0} H \quad (5.5)$$

CONSECINȚA 2: Indiferent de proces, când $T \rightarrow 0$, capacitatea calorică tinde către zero.

Capacitatea calorică fiind în funcție de temperatură, așa cum s-a arătat, poate fi dezvoltată în serie întreagă:

$$C(T) = a_0 + a_1 \cdot T + a_2 \cdot T^2 + \dots + a_n \cdot T^n + \dots \quad (5.6)$$

Deci entropia elementară dS se scrie sub forma:

$$dS = \frac{CdT}{T} \quad (5.7)$$

sau

$$dS = C \frac{dT}{T} = a_0 \frac{dT}{T} + a_1 dT + a_2 T dT + \dots + a_n T^{n-1} \cdot dT + \dots \quad (5.8)$$

deci

$$S = a_0 \int_0^T \frac{dT}{T} + a_1 \int_0^T dT + a_2 \int_0^T T dT + \dots + a_n \int_0^T T^{n-1} dT + \dots \quad (5.9)$$

Deoarece $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$, obținem că $a_0 = 0$, deci relația (5.6) devine:

$$C(T) = \sum_1^{\infty} a_n \cdot T^n \quad (5.10)$$

deci, indiferent de proces:

$$\lim_{T \rightarrow 0} C(T) = 0 \quad (5.11)$$

AFIRMAȚIA III: Ca urmare a principiului III al termodinamicii, temperatura $0K$ este în principal inaccesibilă experimental.

Faptul că temperatura zero absolut este inaccesibilă se demonstrează considerând un ciclu Carnot care funcționează între temperaturile T_1 și $T_2 = 0K$ (figura 5.1).

Conform egalității lui Clausius:

$$\oint ds = \Delta s_{ab} + \Delta s_{bc} + \Delta s_{cd} + \Delta s_{da} = 0 \quad (5.12)$$

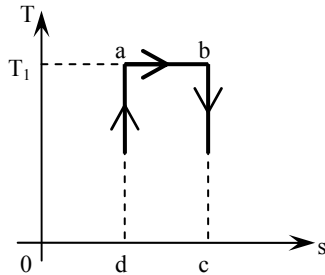


Figura 5.1.

$$\Delta S_{ab} = \frac{Q_{ab}}{T_1} \quad (5.13)$$

Ceea ce înseamnă că un astfel de ciclu, în care substanța de lucru este răcită la izoterma $T = 0$ nu poate fi construit, adică se verifică inaccesibilitatea temperaturii $0K$.

CAPITOLUL VI

GAZELE REALE. VAPORI

6.1. PROPRIETĂȚILE GAZELOR REALE

Abaterile gazelor reale de la legile gazelor perfecte devin importante în domeniul presiunilor mari și temperaturilor scăzute, de asemeni, abateri substanțiale se manifestă în vecinătatea stărilor de condensare. În aceste situații interacțiunea moleculară numai poate fi neglijată, iar volumul propriu al moleculelor trebuie să apară în ecuația caracteristică de stare.

Cercetările privitoare la comportarea gazelor reale s-au îndreptat în două direcții:

- determinarea unei ecuații caracteristice de stare, care să reflecte comportarea gazului real;
- studiul experimental în scopul determinării valorilor mărimilor termofizice ale gazelor reale la diferite stări, rezultatele obținute experimental fiind transpuse în tabele și diagrame.

Experiențele lui Andrews (1869) au evidențiat diferențele de comportare ale gazelor reale în raport cu gazele perfecte.

Andrews studiază compresia izotermă a unui gaz (Fig. 6.1), starea inițială fiind starea "A" din diagramă. La o anumită valoare a presiunii (T_B) gazul începe să se lichefieze, lichefierea desfășurându-se de-a lungul palierului "BC" când presiunea și temperatura se mențin constante, iar volumul specific scade foarte mult.

În punctul C gazul este complet lichefiat. Continuând comprimarea izotermică, în diagrama ($t - v$) se obține curba C - D cu panta foarte mare, deoarece lichidele sunt mult mai puțin compresibile decât gazele.

Repetând experimentul pentru diferite valori ale temperaturii se observă că pe măsură ce T crește, palierul BC se micșorează pentru că la o anumită valoare a temperaturii (T_{cr}), caracteristica fiecărui fluid, punctele B și C se confundă în punctul critic K .

În punctul critic lichefierea sau vaporizarea se desfășoară fără variație de volum, punctul critic K fiind punct de inflexiune pentru izoterma $T_{cr} = const.$

Izotermele $T > T_{cr}$ sunt curbe continue foarte asemănătoare cu hiperbolele echilaterale, adică cu izotermele gazelor perfecte.

Unind punctele de tipul C se obține curba MK, și unind punctele de tipul B se obține curba NK. Curba MKN se numește *curba limită de vaporizare - condensare*. Astfel, în diagrama ($p - v$) se deosebesc trei faze:

- a) Zona fazei gazoase I;
- b) Zona fazei lichide II;
- c) Zona de vapori + lichid III (zona în care se desfășoară transformarea de fază).

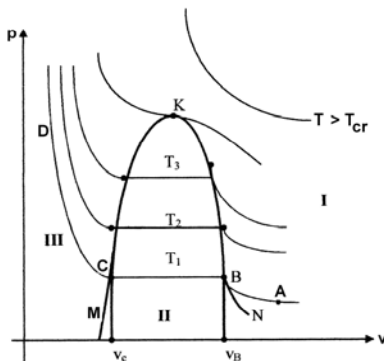


Figura 6.1
Izotermele lui Andrews

Studiind experimental comprimarea gazelor reale, se obține coeficientul Z (factor de comprimare), care evidențiază abaterea gazelor reale de la ecuația termică de stare a gazelor perfecte.

$$Z = \frac{p \cdot v}{RT}; \quad Z = Z(p, T) \quad (6.1)$$

Pentru gazul perfect $Z = 1$.

Factorul Z este diferit de unitate pentru toate gazele reale.

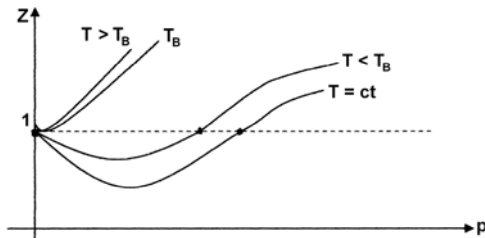


Figura 6.2
Diagrama $z = f(P)$ pentru vaporii de apă

Din figura 6.2 se observă că pentru $T < T_B$ (temperatura lui Boyle), există un punct în care gazele reale se comportă similar cu gazele perfecte (punctul Boyle).

Pentru $T = T_B$, $\left(\frac{\delta Z}{\delta p}\right)_T = 0$ sau $\lim_{p \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta Z}{\Delta p}\right) = 0$

Pentru $T > T_B$ variația izotermei este foarte abruptă.

Pentru a pune în evidență abaterea gazului real de la legea Boyle – Mariotte (Fig. 6.3) se studiază variația $p \cdot v = f(p)$ la $t = const.$, diagrama prezentată fiind trasată pentru CO_2 .

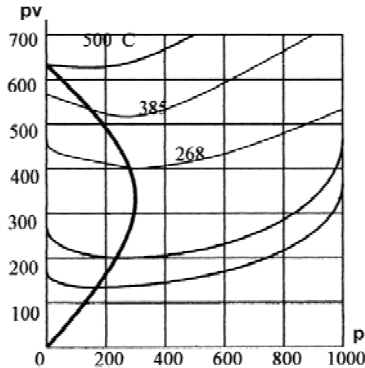


Figura 6.3
Izotermele gazului real CO_2

Abaterea comportării gazului real față de comportarea gazului perfect este redată prin abaterea izotermelor reale față de liniile orizontale care reprezintă izotermele gazului perfect.

Se observă în diagramă că izotermele $t < 500^{\circ}C$ ale CO_2 admit un punct de minim, punct care se cheamă *punct Boyle*, iar curba care se obține prin unirea acestor puncte se numește *curba Boyle*. Izoterma de $500^{\circ}C$ are punctul de minim pe axa ordonatelor și poartă numele de *temperatura lui Boyle*. În aceste puncte de minim comportarea gazului real este similară cu cea a gazului perfect, în afara acestor puncte sesizându-se abateri majore.

6.2. ECUAȚII TERMICE DE STARE ALE GAZELOR REALE

Ecuția de stare a gazelor perfecte $p v = RT$ nu corespunde comportării gazelor reale și nu redă fenomenul modificării de fază. De aceea, pentru gazele reale s-au elaborat forme diferite ale ecuațiilor de stare, care au expresii matematice cu un grad diferit de complexitate. Aceste formule s-au stabilit pe cale teoretică (pe baza unor ipoteze simplificatoare), sau pe baza interpretării datelor obținute din experiențe.

Ecuția Mayer – Bogoliubov este una dintre cele mai complete ecuații de stare deoarece ea ține seama de forțele de interacțiune moleculară (6.2).

Ecuția Vucalovici (6.3) are coeficienți β_i verificați experimental pentru aburi supraîncălziți, dar forma acestora este valabilă pentru orice gaz real. M.P. Vucalovici a determinat această ecuație pornind de la premiza că moleculele se grupează în complexe moleculare alcătuite din minim două molecule.

$$pv = RT \left[1 - \sum_{i,j} \frac{i}{i+1} \cdot \frac{a_{ij}}{v^i} \cdot \frac{1}{(kT)^i} \right] \quad (6.2)$$

$$pv = RT \left(1 - \sum_{i=1}^4 \beta_i v^{-i} \right) \quad (6.3)$$

6.3. ECUAȚIA VAN DER WAALS

J. van der Waals stabilește în 1873 o ecuație de stare pentru gazele reale pe baza teoriei cinetico-moleculare. El pornește de la ecuația termică de stare a gazului perfect:

$$p \cdot v = RT \quad (6.4)$$

Pentru a o aplica și gazelor reale, van der Waals face următoarele considerații:

I. Dacă moleculele substanțelor s-ar mișca haotic, presiunea rezultată din ciocnirea lor cu pereții recipientului în care se află, se numește *presiune cinetică* (p_{cin});

Datorită coeziunii dintre molecule, mișcarea acestora nu este frânată, iar presiunea exercitată de molecule asupra pereților recipientului este:

$$p_m = p_{cin} - p_c \quad (6.5)$$

unde p_m - presiunea măsurată cu ajutorul manometrului,
 p_c - presiune de coeziune.

Van der Waals consideră că în ecuația termică de stare trebuie să intervină presiunea cinetică. El scrie presiunea de coeziune ca fiind invers proporțională cu pătratul volumului specific v (volumul s-a micșorat datorită creșterii numărului de molecule pe unitatea de volum, și datorită măririi intensității forțelor intermoleculare):

$$p_c = \frac{a}{v^2} \quad (6.6)$$

a - constanta lui van der Waals.

II. Van der Waals presupune că fluidul poate fi comprimat până la atingerea volumului propriu b al moleculelor ($b =$ covolum). De aceea, în ecuația sa, introduce numai volumul $(v - b)$.

Moleculele au fost considerate de van der Waals ca fiind sfere cu volum bine definit, care nu se pot întrepătrunde. Covolumul b este aproximativ egal cu volumul lichidului la presiune și temperatură normală (când presupunem că moleculele se ating, fără să mai existe spații libere pentru comprimare).

Considerând că temperatura absolută are aceeași semnificație pentru gazul perfect, cât și pentru gazul real, ecuația (6.4) devine cu ajutorul relațiilor prezentate:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad (6.7)$$

care se mai scrie sub forma unei ecuații de gradul trei în v :

$$v^3 - \left(\frac{RT}{p} + b\right)v^2 + \frac{a}{p} - \frac{ab}{p} = 0 \quad (6.8)$$

în care " R " reprezintă constanta gazului perfect, iar a și b sunt constantele lui van der Waals, care depind de natura gazului real.

Rădăcinile acestei ecuații sunt reale când $T < T_{cr}$, ele se confundă într-o singură valoare în punctul critic și devin imaginare pentru $T > T_{cr}$. Reprezentarea ecuației (6.7) în diagrama $(p - v)$ este prezentată în figura (6.4).

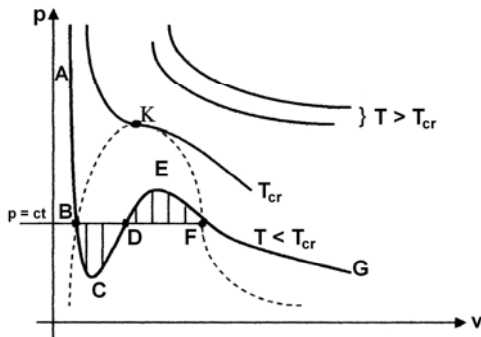


Figura 6.4
Izotermele lui Andrews în diagrama $(p - v)$

Observăm că pentru $T < T_{cr}$ s-a obținut curba ABCDEFG care este diferită de izoterma Andrews în domeniul bifazic. Această curbă prezintă un maxim (pct. E) și un minim (pct. C).

Pentru o anumită valoare a presiunii se obțin trei soluții reale reprezentate de punctele B, D, F.

Izotermele van der Waals corespund din punct de vedere calitativ comportării gazului real numai pe porțiunile AB (zona de lichid) și FG (zona de gaz). În domeniul bifazic apare abaterea rezultată prin curba BCDEF, care nu corespunde fenomenului ideal de vaporizare (care se desfășoară izoterm – izobar și care se reprezintă prin segmentul BF). Explicația constă în faptul că ecuația van der Waals este valabilă numai pentru stări omogene ale fluidului, domeniul de sub curba limită corespunzând stărilor de echilibru a două faze (stări eterogene).

Curba izotermică a gazului van der Waals în domeniul bifazic este astfel încât ariile BCD și DEF sunt egale.

Pentru punctul critic se obțin soluțiile:

$$v_{cr} = 3b, \quad T_{cr} = \frac{8a}{27bR}, \quad p_{cr} = \frac{a}{27b^2} \quad (6.9)$$

Parametrii punctului critic $K (p_{cr}, v_{cr}, T_{cr})$ sunt tabelați pentru diferite gaze, având posibilitatea calculului coeficienților a, b, R ai ecuației van der Waals pentru aceste gaze.

$$b = \frac{v_{cr}}{3}; \quad a = 3p_{cr} \cdot v_{cr}^2; \quad R = \frac{8}{3} \frac{p_{cr} \cdot v_{cr}}{T_{cr}}. \quad (6.10)$$

Înlocuind aceste valori în ecuația lui van der Waals, se obține ecuația de stare sub forma:

$$\left(p + \frac{3p_{cr} \cdot v_{cr}^2}{v^2} \right) \left(v - \frac{v_{cr}}{3} \right) = \frac{8}{3} \frac{p_{cr} \cdot v_{cr}}{T_{cr}} \cdot T \quad (6.11)$$

din care putem obține rapoartele:

$$p_r = \frac{p}{p_{cr}}; \quad v_r = \frac{v}{v_{cr}}; \quad T_r = \frac{T}{T_{cr}}. \quad (6.12)$$

unde p_r, v_r, T_r - mărimi admisibile numite *parametri reduși*, cu ajutorul cărora ecuația lui van der Waals se scrie sub forma:

$$\left(p_r + \frac{3}{v_r^2} \right) (3v_r - 1) = 8T_r \quad (6.13)$$

ecuație care poartă numele de *ecuația stărilor corespondente*. Această ecuație nu conține constantele a, b, R , deci este aplicabilă pentru toate gazele care admit ecuația de stare van der Waals, indiferent de natura lor.

6.4. SCHIMBĂRI DE FAZĂ DE ORDINUL ÎNTÂI

Acestea sunt însoțite de transferuri de energie între corp și M.A. La p și T constante, în timpul unei schimbări de stare de ordinul întâi, corpul își modifică starea de agregare.

Un corp poate exista în cele trei stări clasice de agregare: solidă, lichidă, gazoasă, iar trecerea de la o stare de agregare la alta se cheamă:

Topire	$solid \rightarrow lichid$
Vaporizare	$lichid \rightarrow vapori$
Sublimare	$solid \rightarrow vapori$
Desublimare	$vapori \rightarrow solid$
Condensare	$vapori \rightarrow lichid$
Solidificare	$lichid \rightarrow solid$

Cantitatea de căldură schimbată de corp cu M.E. în timpul acestor procese se numește căldură latentă și se scrie sub forma:

$$l = \frac{L}{m} \quad [J / kg] \quad (6.14)$$

Cele trei faze (solidă, lichidă, gazoasă) coexistă în punctul "T" din diagrama ($p - T$) (Fig. 6.5)

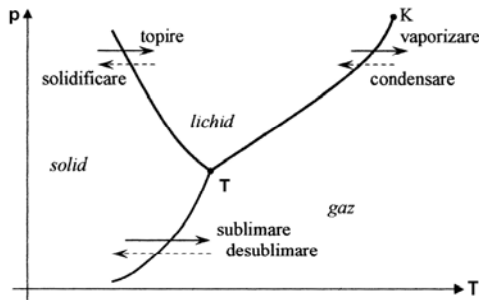


Figura 6.5
Diagrama fazelor

La apă, punctul triplu reprezintă o stare fundamentală la care se face raportarea scării termodinamice de temperaturi și se definește prin:

$$T_T = 273,1598 \text{ K} \cong 273,16 \text{ K}$$

$$p_T = 0,00611 \text{ bar}$$

Sub punctul triplu, gheața poate sublima.

În figura (6.6) sunt reprezentate curbele de vaporizare $p = f(t)$ pentru diferite corpuri.

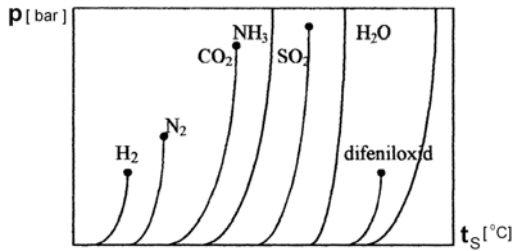


Figura 6.6
Curbe de vaporizare pentru
diferite corpuri

Stare de saturație se numește starea de echilibru termodinamic între lichid și vaporii în cursul procesului de vaporizare, iar temperatura de vaporizare poartă numele de *temperatură de saturație* t_s . Din figură se observă că temperatura de saturație crește odată cu creșterea presiunii, iar fiecărei presiuni îi corespunde o valoare univoc determinată a temperaturii de saturație.

6.5. PROCESUL DE VAPORIZARE

Considerăm un lichid aflat într-un vas închis cu un piston mobil astfel încât se asigură menținerea presiunii la o valoare constantă în decursul procesului. Lichidul care are inițial temperatura t_0 ($< t_{\text{vaporizare}}$) este încălzit până la temperatura t_s de saturație (corespunzătoare temperaturii de saturație p_s).

În acest moment, lichidul se află în stare de saturație și începe procesul de vaporizare. Continuându-se încălzirea, lichidul vaporizează treptat, presiunea și temperatura menținându-se constante. Prin vaporizare volumul specific crește foarte mult (aprox. 1624 ori).

Se numesc *vapori saturați uscați*, vaporii de la suprafața liberă a lichidului, și care au temperatură de saturație.

Vaporii saturați umezi sunt acei vaporii care mai conțin și particule de lichid antrenate în masa vaporilor, uneori sub formă de ceață foarte fină.

Vapori saturați uscați sunt vaporii care au încă temperatura t_s și care se obțin la sfârșitul vaporizării, când s-au vaporizat și ultimele picături de lichid.

Dacă S.T. primește căldură în continuare, temperatura vaporilor depășește valoarea t_s , iar volumul crește moderat. Vaporii cu $t > t_s$ se numesc vaporii supraîncălziți.

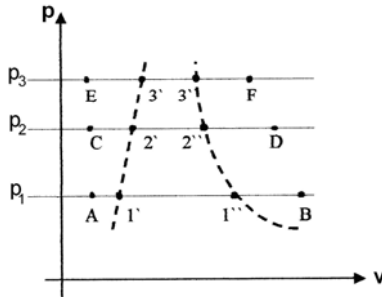


Figura 6.7
Încălziri izobare ale lichidului, vaporizare
și supraîncălziri ale vaporilor

În figura (6.7) este reprezentat în diagrama $p-v$ procesul de transformare a lichidului în vaporii supraîncălziți la presiune constantă.

La $p_1 = \text{const.}$ punctele:

$A \rightarrow$ starea lichidului (t_0)

$1' \rightarrow$ lichid de saturație (t_{s_1})

$1'' \rightarrow$ vaporii saturați uscați (t_{s_1})

$B \rightarrow$ vaporii supraîncălziți ($t > t_{s_1}$)

În diagrama ($T-s$), curbele limită pentru apă-abur prezintă un punct de maxim care este chiar punctul critic K. (fig.6.8.)

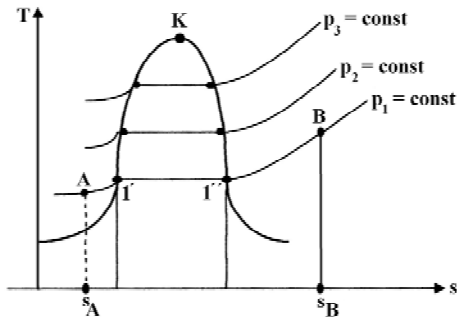


Figura 6.8
Obținerea vaporilor supraîncălziți (B) din apă (A) la $p = \text{const.}$

În această diagramă s-au trasat izobarele $p_1, p_2, p_3 = \text{const.}$ corespunzătoare figurii 6.7.

Cele trei zone: de lichid, vapori saturați umezi și vapori supraîncălziți apar în diagrama ($T - s$) în modul următor (fig.6.9.):

Din diagrama ($T - s$) putem determina căldura necesară obținerii vaporilor supraîncălziți. Procesul izobar de obținere al vaporilor supraîncălziți dintr-un kg de apă (cu temperatura inițială t_0) este $0 - 1' - 1'' - 2$ (fig.6.10)

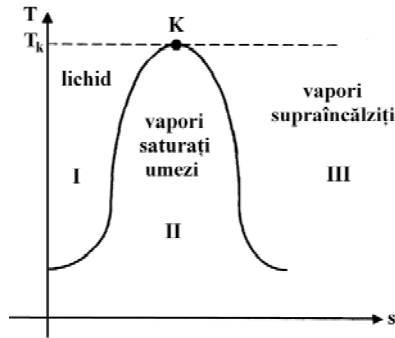


Figura 6.9
Zone de lichid, vapori saturați umezi și vapori supraîncălziți

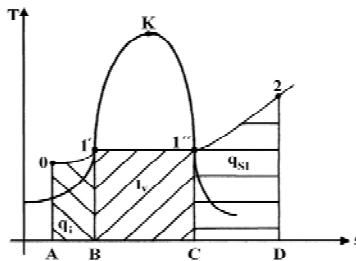


Figura 6.10
Reprezentarea căldurilor de încălzire a lichidului, de vaporizare și de supraîncălzire a vaporilor

Procesul de obținere a vaporilor supraîncălziți de stare 2 este alcătuit din trei procese:

- $01'$ - încălzire izobară a lichidului până la saturație (starea $1'$);
- $1'1''$ - vaporizare (desfășurată la p și t constante);
- $1''2$ - încălzire izobară, sau supraîncălzire, a vaporilor saturați uscați ($1''$) până la starea de vapori supraîncălziți (2) de temperatură T_2 .

Căldura necesară producerii vaporilor supraîncălziți înglobează căldurile de pe cele trei procese diferite:

- q_i (căldura de încălzire) – reprezentată de aria suprafeței 01'BA, este exprimată de relația calorimetrică:

$$q_i = c_{lm} (T_s - T_1) \quad [J/kg]. \quad (6.15)$$

unde c_{lm} - căldura specifică medie a lichidului.

- În procesul de vaporizare, căldura latentă de vaporizare l_v este dată de aria suprafeței 1'1''CB.

$$l_v = h_{1''} - h_{1'} \quad [J/kg]. \quad (6.16)$$

utilizând definiția entalpiei: $h = u + pv$, se obține:

$$l_v = u'' - u' + p(v'' - v') = \rho + \psi. \quad (6.17)$$

introducând astfel

căldura internă masică de vaporizare

$$\rho = u'' - u' \quad [J/kg]. \quad (6.18)$$

și *căldura externă masică de vaporizare*

$$\psi = p(v'' - v'). \quad (6.19)$$

ρ și ψ variază cu presiunea și temperatura ca în fig. 6.11, anulându-se la starea critică.

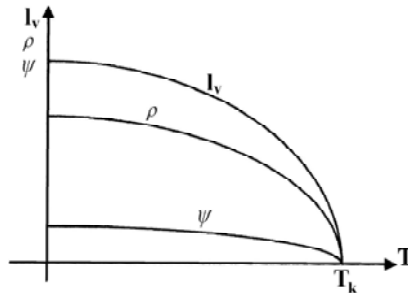


Figura 6.11

Reprezentarea mărimilor l_v , ρ , ψ funcție de T

căldura necesară supraîncălzirii izobare a vaporilor:

$$q_{si} = c_{vm} (T_2 - T_s) \quad [J/kg]. \quad (6.20)$$

$$q_{si} = \text{aria}_{1''2DC} \quad (6.20')$$

OBSERVAȚIE: Procesul invers 1''1' este procesul de condensare.

6.6. MĂRIMILE DE STARE ALE VAPORILOR SATURAȚI UMEZI. CURBE DE TITLU CONSTANT

Deoarece calitatea vaporilor saturați umezi se modifică continuu pe parcursul procesului de vaporizare, ca urmare a transformării treptate a lichidului în vapori, este necesară introducerea unei mărimi care să caracterizeze starea vaporilor saturați umezi la un moment dat.

Această mărime este titlul *vaporilor saturați umezi* (x), și reprezintă raportul dintre cantitatea de vapori aflați în amestec și cantitatea totală a amestecului:

$$x = \frac{m_v}{m_l + m_v} = \frac{m''}{m' + m''} \quad (6.21)$$

unde m_l (m') – masa de lichid [kg]

m_v (m'') – masa de vapori [kg]

Valoarea titlului x variază între 0 și 1, și anume lichidul saturat are titlul $x = 0$ (pe curba limită inferioară), iar vaporii saturați uscați au titlul $x = 1$ (curba limită superioară).

Pentru m kg de vapori saturați umezi, volumul total este:

$$V = V_l + V_v \quad (6.22)$$

Masa acestor vapori este:

$$m = m_l + m_v \quad (6.23)$$

Introducând volumele specifice ale vaporilor saturați umezi, lichidului și vaporilor saturați uscați $\left(v = \frac{V}{m}; v' = v_l = \frac{V_l}{m_l}; v'' = v_v = \frac{V_v}{m_v} \right)$ ecuația

(6.22) devine:

$$m \cdot v = m_l \cdot v' + m_v v'' \quad (6.24)$$

sau

$$v = \frac{m_l}{m} \cdot v' + \frac{m_v}{m} \cdot v'' \quad (6.25)$$

deci

$$v = (1 - x)v' + x \cdot v'' \quad (6.26)$$

Volumul specific al vaporilor saturați umezi se vor calcula conform relației:

$$v = v'' + x(v'' - v') \quad [m^3 / kg] \quad (6.27)$$

Analog se stabilesc formulele pentru mărimile calorice de stare ale vaporilor saturați umezi:

$$u = u' + x(u'' - u') \quad [J/kg] \quad (6.28)$$

$$h = h' + x(h'' - h') = h' + xl_v \quad [J/kg] \quad (6.29)$$

$$s = s' + x(s'' - s') = s' + x \frac{l_v}{T_s} \quad [J/kg \cdot K] \quad (6.30)$$

În diagramele din fig 6.12 s-au obținut *curbele de titlu constant*. Curba limită inferioară reprezintă curba de titlu constant $x = 0$, iar curba limită superioară este curba de titlu $x = 1$. Curbele de titlu constant se întâlnesc în punctul critic K.

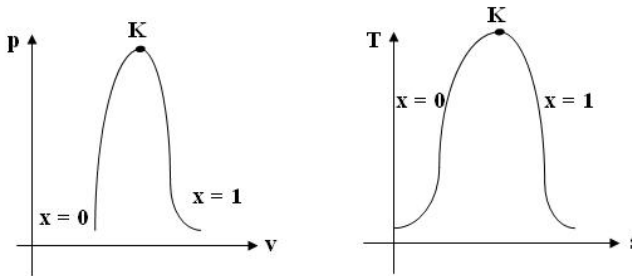


Figura 6.12
Reprezentarea curbelor de $x = \text{const}$.

6.7. DIAGrame TERMODINAMICE ALE VAPORILOR

În aceste diagrame sunt trasate curbele reprezentative ale principalelor procese. Cu ajutorul acestor diagrame se pot determina mărimile de stare necesare în calculele termodinamice, sau se pot urmări procesele termice ce se desfășoară în mașinile și instalațiile în care evoluează vapori.

Experiențele lui Andrews referitoare la procesele de vaporizare și condensare ale bioxidului de carbon, au condus la concluzia că temperatura și presiunea se mențin constante în aceste procese. Rezultatele acestor experiențe sunt redată în trei diagrame clasice: $p - v$ (Clapeyron), $T - s$ (Boulvin), $h - s$ (Mollier).

În aceste diagrame se disting clar cele trei domenii: zona de lichid, zona de vapori umezi, zona de vapori supraîncălziți. Stările de saturație sunt cele la care începe vaporizarea. Vom nota cu prim parametreei termofizici

aferenți. Stările de vapori saturați uscați sunt cele la care vaporizarea este finalizată, parametrii termodinamici corespunzători având indicii secund.

Transformarea izocoră

În figura 6.13, a, b și c este prezentat procesul izocor de încălzire și vaporizare, în diagramele $p-v$, $T-s$, $h-s$.

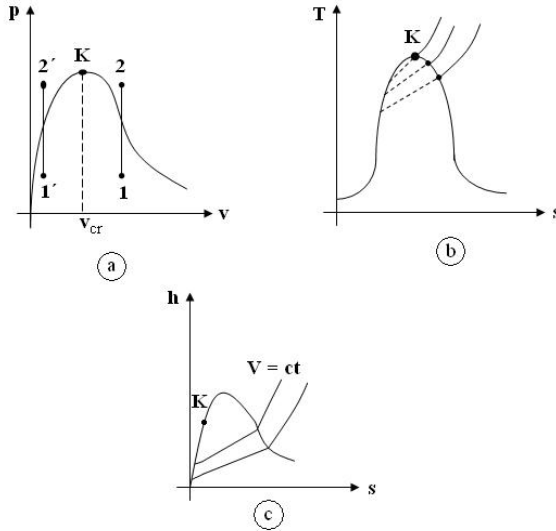


Figura 6.13
Reprezentări ale transformării izocore

Se observă din diagramă că prin încălzire la $v = const.$, aburul saturat umed își mărește titlul, devenind întâi saturat uscat și în continuare abur supraîncălzit ($v_1 > v_{cr}$). Când $v_1 < v_{cr}$, prin încălzire izocoră, prin creșterea presiunii se obține condensarea vaporilor prin amestec, iar în final (în punctul 2') se obține doar lichid, adică umiditatea aburului crește până când lichidul devine saturat (se atinge curba limită inferioară).

Pentru procesul de încălzire din domeniul vaporilor umezi, punând condiția $v_1 = v_2$, se obține:

$$v_1' + x_1(v_1'' - v_1') = v_2' + x_2(v_2'' - v_2') \quad (6.31)$$

deci titlul punctului 2:

$$x_2 = \frac{v_1' - v_2'}{v_2'' - v_2'} + x_1 \frac{v_1'' - v_1'}{v_2'' - v_2'} \quad (6.32)$$

Căldura primită se calculează conform $\delta q = du + pdv$, unde $v = const.$, deci:

$$q_{12} = u_2 - u_1 = u_2' + x_2(u_2'' - u_2') - [u_1' + x_1(u_1'' - u_1')] \quad [J/kg] \quad (6.33)$$

sau:

$$q_{12} = u_2' - u_1' + x_2\rho_2 - x_1\rho_1 \quad (6.34)$$

Lucrul mecanic în această transformare este nul.

Transformarea izobară

În cazanele și instalațiile termice, procesele de încălzire a apei, de vaporizare, de condensare, se consideră ca fiind transformări izobare.

În fig.6.14, de la stânga la dreapta este reprezentat procesul izobar de încălzire, vaporizare a apei și supraîncălzire a vaporilor.

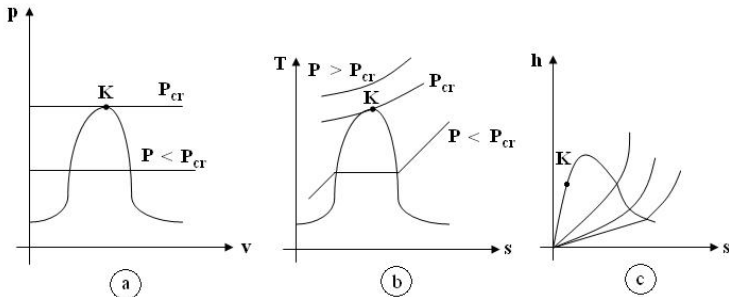


Figura 6.14
Reprezentări ale transformării cu izobară

În domeniul vaporilor umezi, izobara și izoterma *se suprapun* și au alura de linii drepte.

Căldura primită pe parcursul acestui proces, necesară trecerii de la x_1 la x_2 ($x_1 < x_2$) este:

$$q_{12} = h_{12} - vdp = h_{12} \quad [J/kg] \quad (6.35)$$

$$q_{12} = h_2 - h_1 = u_2 + p_2v_2 - u_1 - p_1v_1 = (u_2 - u_1) + p(v_2 - v_1) \quad (6.36)$$

Din $x = \frac{u - u'}{u'' - u'}$, deducem:

$$u_2 = x_2(u'' - u') + u' \quad (6.37)$$

$$u_1 = x_1(u'' - u') + u' \quad (6.38)$$

deci
$$u_2 - u_1 = (u'' - u')(x_2 - x_1) = \rho(x_2 - x_1) \quad (6.39)$$

iar
$$v_2 = x_2(v'' - v') + v' \quad (6.40)$$

$$v_1 = x_1(v'' - v') + v' \quad (6.41)$$

deci
$$v_2 - v_1 = (v'' - v')(x_2 - x_1) \quad (6.42)$$

Revenind în relația (6.36):

$$q_{12} = (x_2 - x_1)[(u'' - u') + p(v'' - v')] = l_v(x_2 - x_1) \quad (6.43)$$

Lucrul mecanic schimbat:

$$l_{12} = p(v_2 - v_1) \quad [J/kg] \quad (6.44)$$

Transformarea izotermă

În fig. 6.15 procesul izoterm este trasat în diagramele $p-v$, $T-s$, $h-s$.

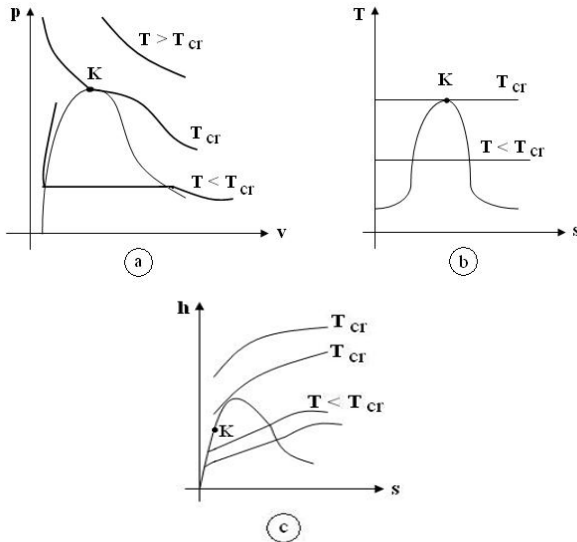


Figura 6.15 a, b, c
Reprezentări ale transformării izoterme

Căldura și lucrul mecanic schimbat de agentul termic (apă- abur) cu M.E. în acest proces:

$$\Delta q = T \Delta s \quad [J/kg] \quad (6.45)$$

Transformarea adiabată

În calculele termotehnice destinderea și compresia aburului în mașinile cu piston și turbine se consideră ca fiind adiabatice.

Transformările adiabatice pot fi izentropice sau neizentropice iar în figura 6.16 au fost trasate cu linie plină adiabatele izentropice și cu linie întreruptă cele neizentropice.

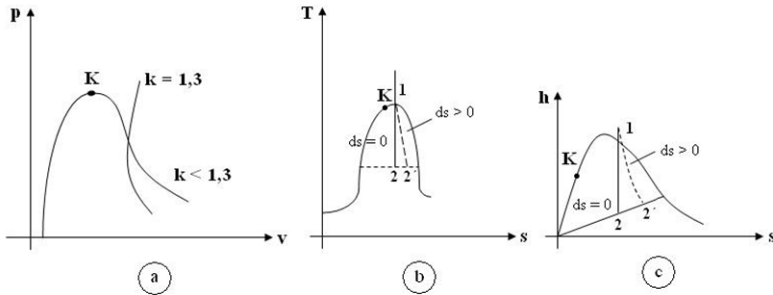


Figura 6.16
Reprezentări ale transformării izoterme

În diagramele entropice $T-s$ și $h-s$, transformarea adiabetică reversibilă se reprezintă printr-un segment vertical.

În diagrama $p-v$ adiabata (chiar izentropică) se frânge la intersecția cu linia de condensare. Acest lucru este posibil deoarece valoarea exponentului politropic „n” suferă o schimbare bruscă la trecerea de la vaporii umezi la cei supraîncălziți (n crește în acest sens); $n = k$ numai în domeniul vaporilor supraîncălziți pentru că numai aici există călduri specifice.

Destinderea adiabetică a vaporilor supraîncalziți se realizează după legea:

$$p \cdot v^{1,3} = const. \quad (6.46)$$

Destinderea adiabetică a vaporilor saturați umezi depinde de titlul acestora:

$$p \cdot v^{1,035+0,1x} = const. \quad (6.47)$$

Dacă destinderea adiabetică începe din domeniul vaporilor supraîncalziți și continuă în domeniul vaporilor saturați umezi, de la curba $x = 1$ adiabată experimentală este:

$$p \cdot v^{1,135} = \text{const.} \quad (6.48)$$

Indiferent de sensul de parcurgere, adiabatele neizentropice se soldează cu creștere de entropie.

Curba de titlu constant $x = 0,5$ împarte câmpul diagramelor în două domenii: în zona de $x < 0,5$ prin destinderea adiabatică a aburului saturat umed, acesta se usucă (își mărește titlul), iar în zona de $x > 0,5$ aburul se umezește în cursul destinderii adiabactice.

6.8. LAMINAREA VAPORILOR. EFECTUL JOULE - THOMSON

Laminarea (strangularea) fluidelor reprezintă reducerea secțiunii de curgere a fluidului.

În urma laminării *adiabactice* valorile entalpiei unui fluid motor sunt aceleași atât înainte, cât și după o rezistență locală. Acest proces se reprezintă în diagrama (h-s) printr-un segment orizontal $h = \text{const.}$

În fig.6.17 este reprezentată laminarea vaporilor de apă.

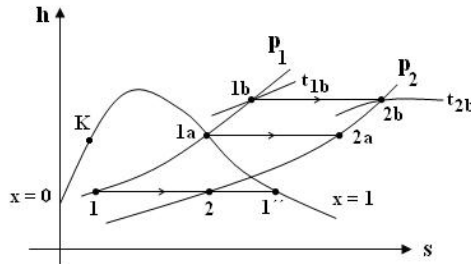


Figura 6.17
Laminarea vaporilor de apă

1-2-1''-laminarea vaporilor saturați umezi.

1b-2b-laminarea în domeniul vaporilor supraîncălziți.

1a-2a- laminarea vaporilor saturat uscat.

Laminarea este o transformare ireversibilă deoarece la reducerea secțiunii de curgere apare totdeauna o scădere locală a presiunii statice a fluidului. În aceste condiții, procesul este însoțit de creșterea entropiei.

$$s_2(h, p_2) - s_1(h, p_1) = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_h dp \quad (6.49)$$

cum
$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_h = -\frac{v}{T} \quad (6.50)$$

$$s_2(h, p_2) = s_1(h, p_1) = -\int_{p_1}^{p_2} \frac{v}{T} dp \quad (6.51)$$

$$s_2(h, p_2) - s_1(h, p_1) = \int_{p_2}^{p_1} \frac{v}{T} dp \quad (6.52)$$

deoarece
$$p_1 > p_2 \Rightarrow s_2 > s_1 \quad (6.53)$$

Pentru a cunoaște variația temperaturii în cursul laminării adiabateice trebuie cunoscută valoarea derivatei: $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h$.

Din relația evidentă:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_h \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial h}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p = -1 \quad (6.54)$$

și știind că :

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p = c_p \quad (6.55)$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad (6.55')$$

se obține:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = -\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial h}\right)_p = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p} \quad (6.56)$$

Numim: $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h$ - coeficient de laminare adiabatică sau *efect Joule - Thomson diferențial*.

Notam cu $\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h$, care în general este nenul.

Înțelegem prin *efect Joule - Thomson* variația temperaturii gazelor și a lichidelor ca urmare a laminării adiabateice.

Mai numim pe α_i - *coeficient Joule - Thomson*.

Cunoscând valoarea α_i se poate construi diagrama (h,T) a substanței studiate, se pot determina călduri specifice (c_p), funcții calorice, volume specifice.

Variația temperaturii gazelor și lichidelor în procesul de laminare adiabatică, în cazul scăderii însemnate a presiunii în gâtuitură (adică efectul Joule- Thomson), este dată de relația:

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_i dp \quad (6.57)$$

unde T_1, T_2 – temperaturile fluidului înainte și după gâtuitură.

La calculele efectului Joule - Thomson se utilizează diagrama (h-T) a fluidului laminat (fig.6.18).

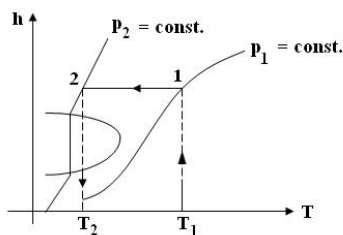


Figura 6.18
Laminarea adiabatică în diagrama (h - T)

Cunoscând starea fluidului înainte de gâtuitură (p_1, T_1) și presiunea p_2 după gâtuitură, se poate determina temperatura T_2 , ținând cont că procesul 1-2 este izoentalpic.

Pentru determinarea semnului efectului Joule - Thomson, se pornește analiza semnului expresiei:

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p}, \text{ care dă semnul efectului Joule - Thomson.}$$

Întotdeauna $c_p > 0$

- dacă $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p < \frac{v}{T} \Rightarrow \alpha_i < 0$, iar laminarea adiabată este însoțită de creșterea temperaturii fluidului;

- dacă $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > \frac{v}{T} \Rightarrow \alpha_i > 0$, iar laminarea este însoțită de scăderea temperaturii fluidului;

- dacă $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T} \Rightarrow \alpha_i = 0$, adică laminarea adiabată este caracterizată de constanta temperaturii fluidului.

Cazul $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}$ are loc la gaze perfecte, adică prin laminare gazele perfecte nu își modifică temperatura. De aici se desprinde concluzia ca efectul Joule - Thomson *se manifestă doar la gaze reale și lichide*.

Experimental a rezultat ca semnul lui α_i pentru aceeași substanța depinde de starea sa. Starea fluidului pentru care $\alpha_i = 0$ se numește *punct de inversie* al efectului Joule - Thomson (gazul real se comporta ca și gazul perfect).

Locul geometric al punctelor de inversie într-o diagramă de stare a unei substanțe se numește *curba de inversie a efectului Joule - Thomson* (fig.6.19).

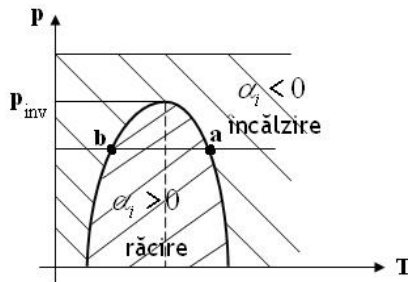


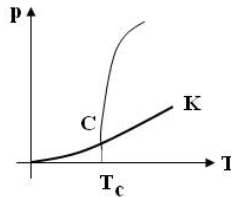
Figura 6.19

- sub curba $\alpha_i > 0 \Leftrightarrow$ laminarea determină o răcire a fluidului.
- în exteriorul curbei $\alpha_i < 0 \Leftrightarrow$ laminarea determină o încălzire a fluidului.
- dacă $p < p_{inv}$, izobarele intersectează curba de inversie în a,b.

Deplasându-ne în lungul izobarei se observă că la temperaturi scăzute $\alpha_i < 0$, sub clopot $\alpha_i > 0$ (pentru că are loc răcirea datorită laminării), iar pentru temperaturi foarte ridicate se ajunge din nou în regiunea $\alpha_i < 0$.

- la $p > p_{inv}$, se obține $\alpha_i < 0$ pentru orice temperatură.

- punctul de maxim al curbei de inversie se numește punct de inversie critic.



Ramura stânga de inversie a curbei nu ajunge la axa ordonatelor pentru că ea se intersectează cu curba de saturație.

6.9. CICLUL CLAUDIUS – RANKINE. INSTALAȚII DE ABUR

Transformarea energiei chimice a combustibililor în lucru mecanic și eventual, în continuare în energie electrică, se realizează în mașini și instalații termoelectrice: motoare cu ardere internă, motoare cu reacție, instalații cu turbine cu gaze, instalații cu mașini cu abur.

Este posibilă obținerea lucrului mecanic tehnic pe baza energiei termice a vaporilor în cadrul unor instalații de forță care funcționează după *ciclul Clausius-Rankine*. Agentul termic uzual este apa.

În continuare, este prezentată instalația care realizează ciclul Clausius-Rankine și care se numește *centrală termoelectrică cu condensare* (C.T.E) (fig.6.20).

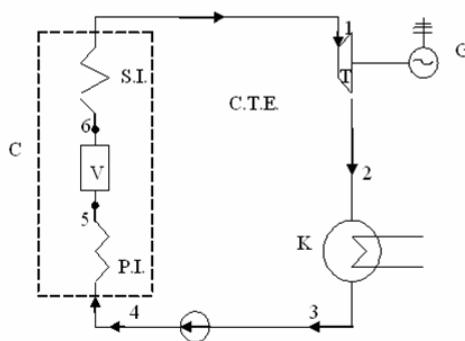


Figura 6.20
Schema unei centrale termoelectrice cu condensare

Instalația este compusă din: preîncălzitor (P.I); vaporizator (V); condensator (K); pompa (P). „C” reprezintă generator de abur.

Apa (în faza lichidă) se încălzește izobar în P.I. până la saturație. În V are loc procesul de vaporizare al apei (proces la $p = \text{const}$ și $T = \text{const}$), iar aburul saturat uscat obținut este introdus în S.I. și încălzit până la T_1 . Aburul supraîncălzit este introdus în T unde este destins adiabatic. În timpul acestui proces energia internă a vaporilor se transformă în lucru mecanic și mai departe în energie electrică prin intermediul generatorului electric G. La ieșirea din turbină, aburul are presiune și temperaturi scăzute, apoi este introdus în K, unde are loc condensarea aburului cu ajutorul unui agent termic de temperatură mai scăzută decât a aburului. Căldura latentă de condensare q_k este egală cu suprafața 2-3-a-b-2 și se pierde în M.A. În continuare lichidul este comprimat adiabatic cu ajutorul pompei, cu specificația că diferența de temperatură ΔT_{43} este neglijabilă.

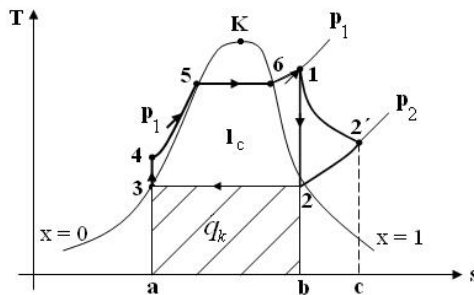


Figura 6.21
Ciclul instalației termoenergetice cu abur supraîncălzit

Inițial, ciclul Clausius-Rankine a apărut fără S.I. între agregate, ceea ce înseamnă că va rezulta un abur cu $x \cong 0,8 \div 0,85$ în urma destinderii în turbină. În această situație există pericolul apariției picăturilor de apă care distrug paletelile turbinei.

Destinderea reală a aburului în turbină este politropică. Datorită frecării aburului cu paletelile turbinei, aburul își mărește entropia, starea sa finală fiind 2'.

Definim *randamentul relativ intern* sau *politropic* raportul:

$$\eta_p = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} \quad (6.58)$$

$\eta_p \cong 0,65 \div 0,80$; valoarea lui η_p depinzând de gradul de prelucrare a paletelor turbinei.

Puterea C.T.E. :

$$P = \frac{D}{d} [W] \quad (6.59)$$

unde

D [kg/s] – debitul de abur;
 d – consumul specific de abur.

$$d = \frac{1}{(h_1 - h_2) \eta_p \cdot \eta_m \cdot \eta_g} \quad [kg/(Ws)] \quad (6.60)$$

η_m - randament mecanic;

η_g - randamentul generatorului electric.

Consumul specific de căldura necesar producerii unei Ws :

$$q = d (h_1 - h_4) \quad [J/(Ws)] \quad (6.61)$$

Consumul specific de combustibil:

$$b = \frac{h_1 - h_4}{(h_1 - h_2) \cdot P_i \cdot \eta_c \cdot \eta_p \cdot \eta_m \cdot \eta_g} \quad [kg/(Ws)] \quad (6.62)$$

unde

P_i – puterea calorifică inferioară a combustibilului [J/kg]

η_c – randamentul instalației de cazane.

Dacă există pierderi de abur (D_a) în T.E. va trebui adăugată apă de entalpie h_a . În această situație relațiile (6.61) și 6.62) se modifică prin introducerea entalpiei h_0 în locul entalpiei h_4 , unde:

$$h_0 = \left(1 - \frac{D_a}{D}\right) h_4 + \frac{D_a}{D} h_a \quad (6.63)$$

fiind posibilă aproximația $h_3 \cong h_4$.

Randamentul C.T.E. rezultă:

$$\eta = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_4} \cdot \eta_c \cdot \eta_m \cdot \eta_p \cdot \eta_g \quad (6.64)$$

Metode de creștere a randamentului ciclului Clausius- Rankine.

Este posibilă creșterea randamentului Clausius-Rankine fie prin mărirea lucrului mecanic dezvoltat pe ciclu (l_c), fie prin micșorarea căldurii evacuate la condensator (q_k).

- *Ridicarea presiunii p_1* – metodă aplicabilă pentru presiuni $p \cong 150bar$.
Aplicând această metodă, ciclul devine $1'2'3'4'5'6'1'$ (fig.6.22)

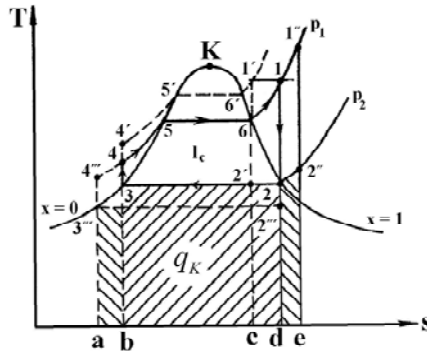


Figura 6.22

- *Mărirea temperaturii T_1* – metodă des utilizată. Valorile maxime sunt limitate de rezistența mecanică slabă a materialelor la temperaturi ridicate.

$$T_1 \cong 800K$$

Ciclul nou obținut este $1'2'3'4'5'6'1'$.

- *Micșorarea presiunii p_2* - se obține ciclul $12''3''4''561''$. Din Figura 6.22 se observă că se mărește l_c și se micșorează q_k . Pentru buna funcționare a condensatorului, destinderea se face până la $p_2 \cong 0,04bar$.
- *Metoda supraîncălzirilor intermediare* - Se utilizează turbine cu mai multe trepte de destindere, astfel că aburul se destinde de la p_1 la p_{s1} (presiune intermediară), după care este retrimis în S.I. Încălzit până la T_1 , aburul este introdus în a doua treaptă a turbinei. (fig.6.23).

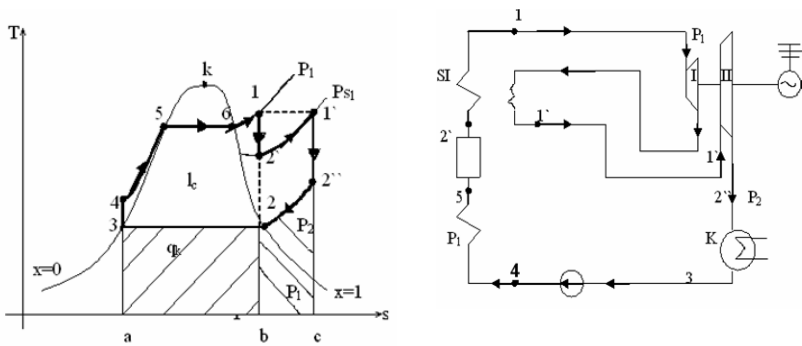


Figura 6.23
Ciclul și schema instalației termoenergetice cu abur
cu supraîncălzire repetată a aburului

Se observă din figură că suprafața ciclului crește cu $2'1'2''2''$, dar și căldura evacuată la condensator crește cu $22''cb2$.

- *Metoda preîncălzirii regenerative* – se preia debitul de abur \dot{m}_p de la priza "a" a turbinei, folosit la preîncălzirea apei în P.I. Restul de abur ($\dot{m} - \dot{m}_p$) se destinde în continuare până la p_2 . Condensul este colectat în degazonul D și pompat la cazane (fig.6.24).

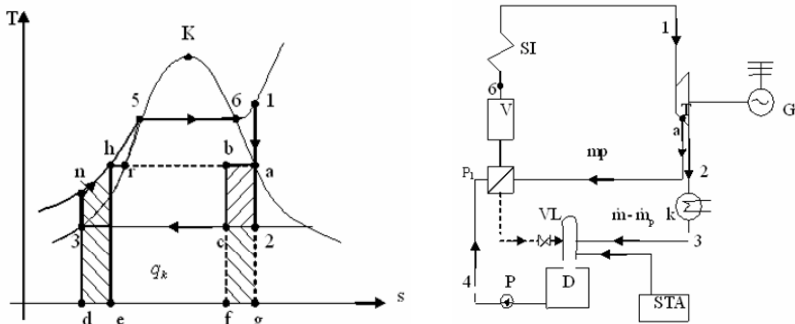


Figura 6.24
Ciclul și schema instalației termoenergetice cu abur, cu preîncălzire a apei de
alimentare

Convențional, se consideră că segmentele nb și ab sunt proporționale cu debitele ($nb \cong rb$).

$$\frac{ab}{an} = \frac{ab}{bn + ab} = \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}} \quad (6.65)$$

adică debitul de abur " \dot{m} " se destinde de la starea 1 la starea a , iar debitul $\dot{m} - \dot{m}_p$ se destinde de la starea a la starea c .

Ciclul s-a micșorat cu suprafața $abc2$, iar căldura evacuată la condensator se micșorează cu o cantitate egală cu suprafața $cfg2$.

Din bilanțul termic al P.I.:

$$\dot{m}(h_n - h_a) = \dot{m}_p(h_a - h_r) \quad (6.66)$$

cu $h_n \cong h_r$, rezultă că suprafețele $abfga$ și $34ned3$ sunt egale.

Cazul ideal este acela în care se utilizează un număr infinit de P.I. care transformă linia $1abc$ într-o linie curbă paralelă la curba $4n5$, obținându-se astfel un paralelogram curbiliniu a cărui linie corespunde cu aria ciclului Carnot reversibil/direct. Procedul este cunoscut sub denumirea de *regenerare* sau *carnotizare a ciclului Clausius-Rankine*, și reprezintă metoda generată de ridicare a randamentului termic a ciclului instalațiilor termoenergetice cu abur.

- *Metoda termoficării.* Constă în producerea combinată a energiei electrice și a căldurii în C.E.T. Schimbătorul de căldură (S) aparține centralei. În el, aburul provenit de la priza turbinei servește la încălzirea agentului termic care circulă prin rețeaua de termoficare, și care alimentează cu căldură consumatorii. (fig.6.25.)

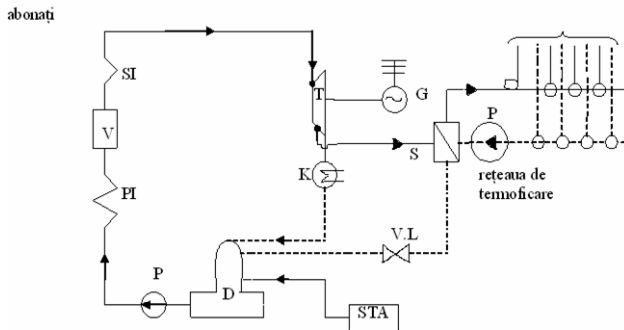


Figura 6.25
Schema centralei de termoficare

Randamentul C.E.T.- ului este:

$$\eta = \frac{P + Q}{BP_i} \quad (6.67)$$

unde

Q - sarcina termică a rețelei (J/s);
P - puterea generatorului electric;

B - consum de combustibil;

P_i - puterea calorifică inferioară a combustibilului (J/kg).

• *Metoda ciclurilor binare:* se utilizează doi agenți termici: mercur (sau Al_2Br_6 ; $C_{12}H_{10}O$) și apă. Cum mercurul are curbele limita ($x=0$ și $x=1$) apropiate de verticală se poate construi un ciclu apropiat de ciclul Carnot reversibil direct.

La aceste instalații, condensatorul instalației de mercur este cazan pentru instalația cu apă (fig. 6.26).

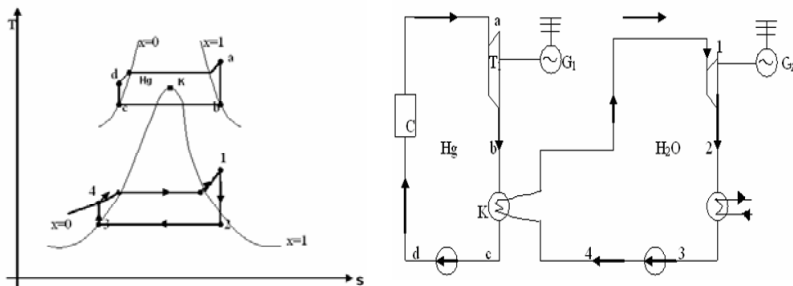


Figura 6.26

Ciclul și instalația termoenergetică binară mercur – abur

Dacă randamentul celor două cicluri sunt η_1 și η_2 , ele consumând din exterior căldurile Q'_1 și Q'_2 pentru producerea lucrurilor mecanice L_1 și L_2 , randamentul global al instalației este:

$$\eta = \frac{\eta_1 + \eta_2 - \eta_1 \cdot \eta_2 + k\eta_2}{1 + k} \quad (6.68)$$

unde $k = \frac{Q'_2}{Q_1}$.

În cazul limită $k = 0$,

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 - \eta_1 \cdot \eta_2 \quad (6.69)$$

adică randamentul termic al ciclului combinat este superior valorilor parțiale ale randamentelor ciclurilor componente.

CAPITOLUL VII

AERUL UMED. MĂSURAREA PARAMETRIILOR AERULUI UMED

7.1. CARACTERIZAREA AERULUI UMED CA PARAMETRU TERMODINAMIC

Aerul atmosferic este format din aer umed și substanțe impurificatoare formate din praf și diferite substanțe chimice sub formă de gaze.

Aerul umed este un amestec de aer uscat și vapori de apă care, în general, se găsesc în stare supraîncălzită.

Pentru prima oară compoziția aerului a fost determinată în anul 1774 de chimistul francez Lavoisier, fizicianul Georges Claude făcând ulterior măsurători precise prin distilarea aerului uscat lichid în $100dm^3$ și găsind:

$20,99dm^3O_2$; $78,03dm^3N_2$; $0,03dm^3CO_2$; $0,94dm^3Ar$; $0,01dm^3H_2$.

În prezent se lucrează cu o compoziție a aerului uscat prezentat în tabelul 7.1.

Tabelul 7.1

Component	Participații volumice %	Participații masice %
Azot N₂	78,087	75,52
Oxigen O₂	20,95	23,15
Argon Ar	0,93	1,282
Dioxid de carbon CO₂	0,03	0,046
Neon Ne	18×10^{-4}	$12,5 \times 10^{-4}$
Heliu He	$5,24 \times 10^{-4}$	$0,72 \times 10^{-4}$
Hidrocarbonati	$2,03 \times 10^{-4}$	$1,28 \times 10^{-4}$
Metan CH₄	$1,5 \times 10^{-4}$	$0,8 \times 10^{-4}$
Kripton Kr	$1,14 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^{-4}$
Hidrogen H₂	$0,5 \times 10^{-4}$	$0,035 \times 10^{-4}$
Oxid nitros N₂O	$0,5 \times 10^{-4}$	$0,8 \times 10^{-4}$
Xenon Xe	$0,08 \times 10^{-4}$	$0,36 \times 10^{-4}$
Ozon O₃	$0,01 \times 10^{-4}$	$0,015 \times 10^{-4}$
Radon Rn	6×10^{-18}	7×10^{-17}
	99,999 9	99,999 9

Deoarece substanțele străine care impurifică aerul atmosferic se găsesc în cantități reduse, se consideră că aerul uscat este compus numai din azot și oxigen:

79% N₂; 21% O₂ în participații volumice;
76,7% N₂; 23,3% O₂ în participațiile masice .

Făcând această aproximare, este ușurată analiza parametrilor de stare a aerului umed și a diverselor produse industriale în care aerul umed este utilizat ca agent de lucru.

7.2. MĂRIMI DE STARE. DIAGRAMA (h_{1+x} - x)

Starea aerului umed este caracterizată de mărimile de stare:

- presiune,
- temperatură,
- umiditate,
- densitate,
- căldură specifică,
- entalpie.

În continuare, se folosesc indicii:

- a.um. - aer umed,
- v. - vapori de apă,
- a.usc. - aer uscat.

a) presiunea aerului umed:

$$p_B = p_V + p_{a.usc.} \quad [N / m^2] \quad (7.1)$$

unde:

p_B - presiunea barometrică,

p_V - presiunea parțială a vaporilor de apă în aer și reprezintă presiunea pe care o au numai vaporii de apă dacă ocupă același volum pe care îl ocupă aerul umed.

$p_{a.usc.}$ - presiunea parțială a aerului uscat.

Presiunea aerului umed se determină pe baza legii lui Dalton, aerul umed fiind, conform definiției, un amestec de aer uscat și vapori de apă:

$$p = p_{a.um.} + p_V \quad (7.2)$$

Presiunea parțială a vaporilor de apă crește odată cu creșterea cantității de vapori conținuți în aerul umed, până atinge valoarea maximă, când aerul este saturat.

b) temperatura aerului umed:

Aerul umed este caracterizat de trei temperaturi:

- *temperatura termometrului uscat* (t) – este temperatura aerului umed măsurată cu un termometru obișnuit, protejat împotriva radiațiilor termice;

- *temperatura termometrului umed* (t_{um}) – este temperatura măsurată cu termometrul obișnuit, având rezervorul înfășurat cu o husă din tifon îmbibată în apă.

Temperatura termometrului umed este mai mică decât cea indicată de termometrul uscat, deoarece, până la saturație, aerul preia vapori de la husa îmbibată în apă, și implicit de la rezervorul termometrului umed. Această temperatură se mai numește și temperatura de saturație adiabatică.

Temperatura termometrului umed va fi cu atât mai coborâtă cu cât aerul este mai sărac în vapori de apă și va indica aceeași temperatură cu cea a termometrului uscat când aerul este saturat cu vapori de apă.

- *temperatura punctului de rouă* (t_r) - este temperatura la care vaporii de apă din aerul umed, răcit izobar, devine temperatura de saturație.

Cu cât temperatura aerului este mai ridicată, cu atât capacitatea lui de a prelua vapori este mai mare. Cu cât temperatura este mai scăzută, cu atât capacitatea de a reține vapori de apă este mai redusă. Astfel, răcind aerul umed fără să se adauge vapori de apă, la o anumită temperatură aerul devine saturat. Răcind în continuare aerul sub această temperatură, o parte din vapori devine exedentară și se depune sub formă de picături. Astfel se găsește temperatura punctului de rouă.

Mărimile de stare specifice care caracterizează aerul umed sunt raportate la 1 kg de aer uscat deoarece 1 kg poate avea o compoziție diferită deoarece cantitatea de umiditate din atmosferă se modifică.

c) **umiditatea aerului umed:**

- *umiditatea absolută* (p_V) - este masa de vapori de apă conținută într-un m^3 de aer umed.

$$p_V = \rho_{V,N} \cdot \frac{p_V}{p_N} \cdot \frac{T_N}{T} = 0,804 \cdot \frac{p_V}{760} \cdot \frac{273}{T} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \cdot \text{a.um.}} \right] \quad (7.3)$$

unde:

$\rho_{V,N}$ - densitatea vaporilor în condiții normale;

p_N - presiunea normală.

- *umiditatea absolută maximă* (ρ_S) - densitatea la saturație în vapori de apă a unui m^3 de aer umed.

$$\rho_S = 0,804 \cdot \frac{p_S}{760} \cdot \frac{273}{T} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \cdot \text{a.um.}} \right] \quad (7.4)$$

- *umiditatea relativă* (φ) - este raportul dintre cantitatea de vapori conținută de o unitate de volum de aer umed raportată la cantitatea

de vapori de apă conținuți de aceeași unitate de volum de aer saturat.

$$\varphi = \frac{p_V}{p_S} = \frac{\rho_V}{\rho_S} \quad [\%] \quad (7.5)$$

sau reprezintă raportul dintre presiunile parțiale p_V și p_S ale vaporilor de apă.

d) densitatea aerului umed.

Masa aerului umed se scrie sub forma:

$$m_{a.um.} = m_{a.usc.} + m_V \quad [kg]$$

Aplicând legile gazelor perfecte pentru:

$$\text{aerul uscat} \Rightarrow p_{a.usc.} = \frac{P_{a.usc.}}{R_{a.usc.} \cdot T} \quad [kg / m^3]$$

$$\text{vapori} \Rightarrow p_V = \frac{P_V}{R_V \cdot T} \quad [kg / m^3]$$

Se poate scrie că:

$$\begin{aligned} p_{a.um.} &= \frac{m_{a.um.}}{V} = \frac{m_{a.usc.}}{V} + \frac{m_V}{V} = p_{a.usc.} + p_V = \\ &= \frac{P_{a.usc.}}{R_{a.usc.} \cdot T} + \frac{P_V}{R_V \cdot T} \quad [kg \text{ aer umed} / kg \text{ aer uscat}] \end{aligned}$$

Prin prelucrarea relațiilor se obține:

$$p_{a.um.} = 0,463 \cdot \frac{P_a}{T} - 0,175 \frac{P_V}{T} \quad \left[\frac{kg \text{ a.um.}}{kg \text{ a.usc.} \cdot K} \right] \quad (7.6)$$

e) căldura specifică a aerului umed

$$c_{pa.um.} = \frac{1 \cdot c_{pa.usc.} + x \cdot c_{pv}}{1 + x} \quad \left[\frac{kJ}{kg \text{ a.um.} \cdot K} \right]$$

unde:

$$c_{pa.usc.} \text{ - căldura specifică a aerului uscat} \quad \left[\frac{kJ}{kg \text{ a.usc.} \cdot K} \right];$$

$$c_{pv} \text{ - căldura specifică a vaporilor de apă} \quad \left[\frac{kJ}{kg_V \cdot K} \right];$$

x - conținutul de umiditate, reprezintă masa de vapori de apă raportată la masa de aer uscat.

$$x = \frac{m_v}{m_{a.usc.}} = 0,622 \frac{P_v}{P_B - P_v} \left[\frac{\text{kg vapori de apă}}{\text{kg aer uscat}} \right]$$

Mai există conținutul maxim de umiditate:

x_s - masa maximă de apă (la saturație) raportată la masa de aer uscat.

$$x_s = \frac{m_s}{m_{a.usc.}} = 0,622 \frac{P_s}{P_B - P_s} \left[\frac{\text{kg vapori de apă}}{\text{kg aer uscat}} \right]$$

Presupunem că procesele pe care le suferă aerul în instalațiile de climatizare, se desfășoară la presiune constantă (presiunile sunt apropiate de cea atmosferică). În calculele ingineresti se va calcula deci cu căldura specifică la $p = \text{const}$. Deoarece căldura specifică variază cu temperatura, se lucrează în general cu valori medii. La temperaturi cuprinse între $(-20 \div 80)^\circ\text{C}$ și presiuni între $(720 \div 760)$ mm Hg se pot considera următoarele valori medii:

$$c_{pa.usc.} = 1,006 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg a.usc.} \cdot \text{K}} \right] - \text{căldura specifică medie a aerului uscat.}$$

$$c_v = 1,86 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kgv} \cdot \text{K}} \right] - \text{căldura specifică medie a vaporilor de apă.}$$

Deoarece $x \ll 1$, lucrăm cu căldura specifică raportată la 1 kg aer uscat

$$c_{pa.um.} = 1 \cdot c_{pa.usc.} + x \cdot c_{pv} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg a.usc.} \cdot \text{K}} \right] \quad (7.7)$$

f) entalpia aerului umed - sau conținutul de căldură, este cantitatea de căldură existentă în amestecul de aer uscat și vapori de apă.

Prin convenție, entalpia aerului nesaturat este:

$$h = (1-x)c_{pa} \cdot t_a + x(l_v + c_{pv} \cdot t_a) \quad (7.8)$$

Unde:

c_{pa} = $c_{pa.usc.}$ - căldura specifică a aerului uscat la temperatura t_a ;

c_{pv} - căldura specifică a vaporilor de apă la temperatura t_a ;

l_v (sau „ r ”) - căldura latentă de vaporizare la temperatura t_a .

În diagramele aerului umed se trasează entalpia a $(1+x)$ kilograme, care se exprimă prin relația:

$$h_{1+x} = c_{pa} \cdot t_a + x(l_v + c_{pv} \cdot t_a) = h_{a.usc.} + x \cdot h_v \left[\frac{kJ}{kg \text{ a.usc.} \cdot K} \right] \quad (7.9)$$

unde:

$$h_{a.usc.} = c_{pa.usc.} \cdot t_a = 1,006 \cdot t_a \left[\frac{kJ}{kg \text{ a.usc.}} \right] - \text{entalpia aerului uscat}$$

$$h_v = l_v + c_{pv} \cdot t_a = 2500 + 1,86 \cdot t_a - \text{entalpia vaporilor de apă}$$

Deci:

$$h_{1+x} = 1,006 \cdot t_a + (2500 + 1,86 \cdot t_a) \cdot x \quad (7.10)$$

După ce principalele mărimi de stare ale aerului umed au fost introduse, se impune reprezentarea stărilor și proceselor termodinamice care caracterizează aerul umed în diagrame.

Diagramele cele mai des folosite sunt:

- diagrama $(h_{1+x} - x)$ (Mollier) $h_{1+x} \left[\frac{hJ}{kg \text{ a.usc.}} \right], x \left[\frac{kg_v}{kg \text{ a.usc.}} \right];$
- diagrama $(h_{1+x} - t)$ (Mueller-Hohn);
- diagrama $(x - t)$ (Carrier),

toate acestea construite pentru un kg de aer uscat. Dintre aceste diagrame se detașează $(h_{1+x} - x)$, sau diagrama Mollier, cea mai frecvent utilizată. În această diagramă se trasează în ordonată entalpia h_{1+x} a aerului umed, iar pe abscisă conținutul x de vapori de apă. Diagrama se trasează pentru o anumită valoare a presiunii barometrice B, deci în ea se pot urmări toate transformările izobare ale aerului umed. Izotermele aerului umed sunt drepte cu înclinarea:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_t = 2500 + 1,86 \cdot t_a \quad (7.11)$$

Datorită valorii mari a lui l_v (2500 kJ/kg) ele sunt înclinate față de axa absciselor, deoarece primul termen este mult mai mare decât cel dependent de t_a , așa cum se vede în figura 7.1. Pentru a evita acest lucru, care face inutilă cea mai mare parte din câmpul diagramei, Mollier a rotit axa entalpiilor astfel încât izoterma $t_a = 0$ să fie paralelă cu axa absciselor. Izotermele $t_a > 0^\circ C$ vor avea o mică înclinare divergentă în sus (datorită

termenului $\neq 1,86 t_a$), iar cele pentru $t_a < 0^\circ C$ vor avea o mică înclinare în jos, tot divergentă.

Acum, dreptele de entalpie constantă vor fi înclinate față de cele două axe rectangulare. În figura 7.2 este prezentată diagrama $(h_{1+x} - x)$ în regiunea punctului de $0^\circ C$.

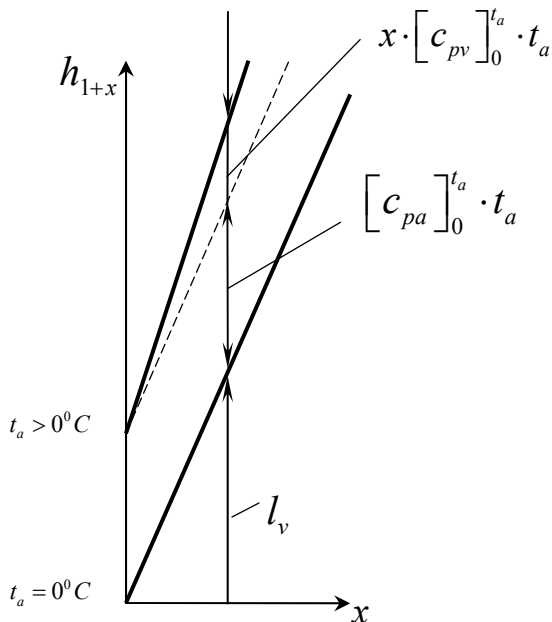


Figura 7.1

Diagrama $(h - x)$ a aerului umed nerotit

Se observă din figură că direcția lui h_{1+x} coincide cu izoterma pentru $t = 0^\circ C$ (apă) din domeniul suprasaturat. În unghiul hașurat se află domeniul de înghețare al apei, deoarece entalpia h_{1+x} $0^\circ C$ pentru gheață diferă de cea a apei, prin entalpia de topire.

În figura 7.3 este trasată diagrama (h, x) completă, în care curba pentru $\varphi = 1$ se numește *curba limită de saturație*, deoarece ea separă domeniul ceții (suprasaturat) de domeniul aerului umed nesaturat. Ea leagă între ele punctele " x_S " pentru fiecare valoare a temperaturii.

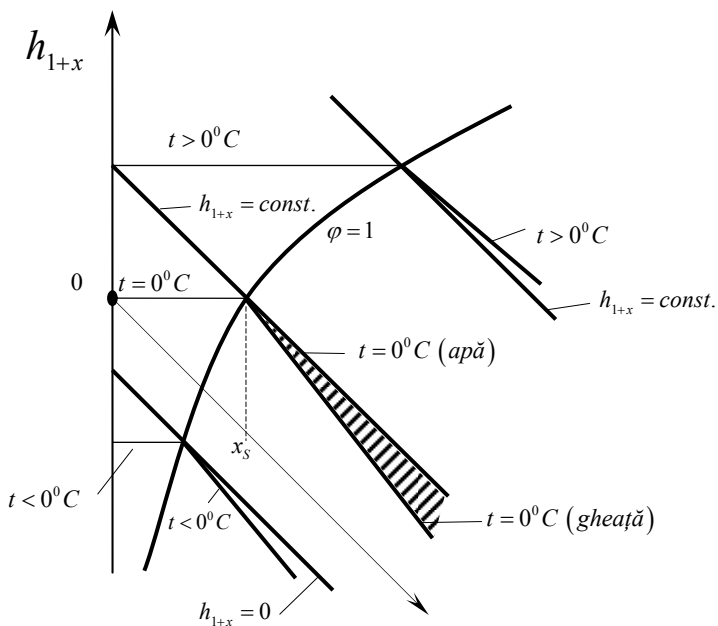


Figura 7.2
Diagrama ($h-x$) în regiunea gheții

Izotermele se frâng în jos când intersecțează curba limită de vaporizare, deoarece în domeniul ceții entalpia este numai aproximativ proporțională cu temperatura. De aceea, în acest domeniu, izotermele merg aproape paralel cu dreptele de entalpie constantă.

OBSERVAȚIE: Aerul se consideră saturat cu vapori de apă dacă $p_v = p_s$ temperatura amestecului este $t > 0,01^\circ\text{C}$, această temperatură corespunzând punctului triplu al apei. Dacă $t < 0,01^\circ\text{C}$, condensul produs de suprasaturate are formă de zăpadă sau de ceață de gheață. Dacă $p_v < p_s$, vaporii de apă sunt în stare supraîncălzită la temperatura t a amestecului și sunt incolori.

Cantitatea de vapori de apă care trebuie adăugată aerului pentru a deveni saturat, se numește uneori saturată. Dacă aerul conține mai multă umiditate decât cea corespunzătoare saturației, el se numește suprasaturat, dar surplusul apare aproape întotdeauna sub formă de ceață (excluzând cazurile de echilibru metastabil).

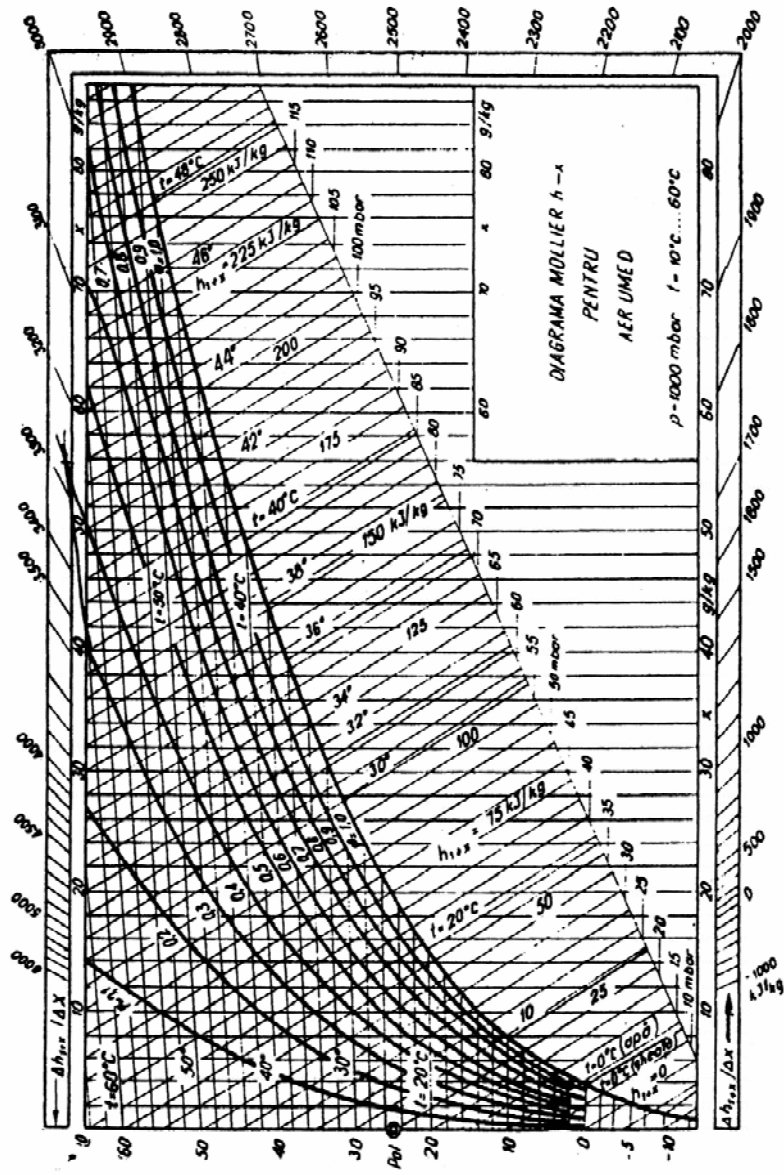


Figura 7.3
 Diagrama Mollier (h, x) pentru aer umed

La trasarea acestei diagrame se utilizează coordonatele oblice $h_{1+x} = f_{(x)}$, de un unghi de aproximativ 135° pentru a apare clar curbele de umiditate relativă.

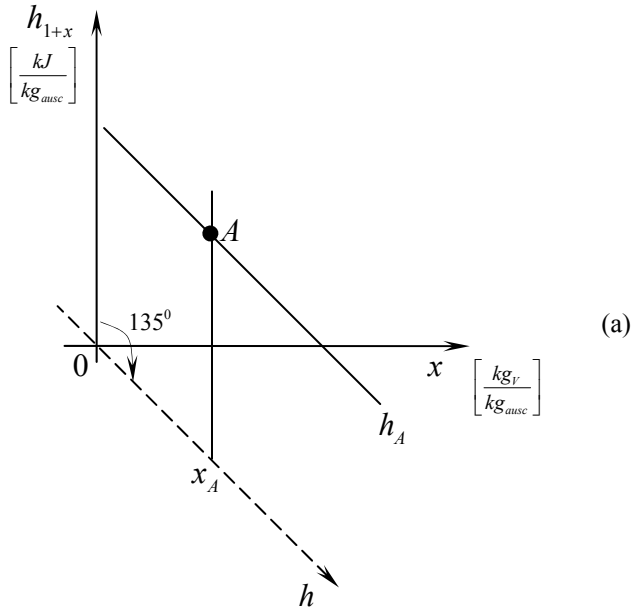


Figura 7.4 – a)

Diagrama $(h_{1+x} - x)$

Utilizând o diagramă neortogonală apar dificultăți, de aceea abscisa ON este înlocuită cu ON' astfel încât liniile de entalpie constantă sunt înclinate cu 135° față de verticală în sensul pozitiv al axei ON' (fig.7.4a). În figura 7.4b sunt prezentate toate curbele și dreptele care caracterizează diagrama $(h_{1+x} - x)$. Starea aerului umed în diagrama $(h_{1+x} - x)$ este precizată prin patru familii de parametri (izoterma, conținutul de umiditate, umiditatea relativă, entalpia). Precizăm pe figură:

- punctul de rouă A_r , caracterizat de temperatura de rouă (nivelul de temperatură la care condensează vaporii de apă din aer - aerul devine saturat în umiditate), se obține la intersecția dreptei $x_A = const.$ cu $\varphi = 1$. Izoterma care trece prin acest punct reprezintă temperatura de rouă;

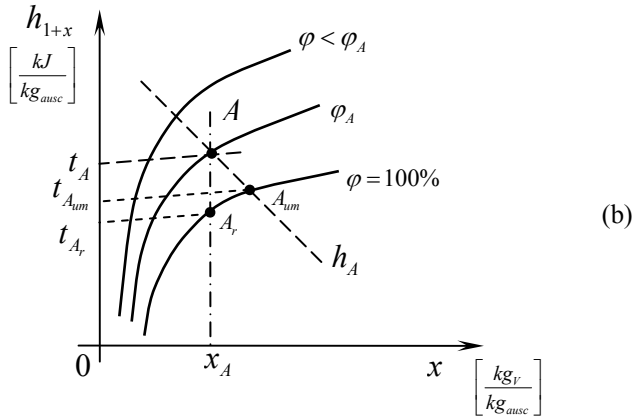


Figura 7.4 - b)
 Diagrama ($h_{1+x} - x$)

- temperatura termometrului umed (sau de saturație adiabatică a vaporilor de apă din aer) se obține prin izoterma care trece prin punctul A_{um} , aflat la intersecția $h_A = const$ cu $\varphi = 1$. În cazul aerului umed, având în vedere că toate procesele au loc la presiune constantă, evaporarea adiabată se face la $h = const$.

Pe marginea diagramei sunt indicate valorile *raportului de termoumiditate*, numit și raza procesului sau scara unghiulară a diagramei, această mărime caracterizând schimbarea de stare a aerului umed:

$$\varepsilon = \frac{\dot{Q}}{m_w} \quad (7.12)$$

unde \dot{Q} - schimbul de căldură realizat de agentul termic

$$\dot{Q} = \dot{m}_{a.usc} \cdot \Delta h$$

m_w - cantitatea vaporizată sau condensată

$$m_w = \dot{m}_{a.usc} \cdot \Delta x$$

$$\dot{m}_{a.usc} \text{ - debitul de aer uscat } \left[\frac{\text{kg a.usc}}{\text{s}} \right];$$

Deci:

$$\varepsilon = \frac{\Delta h}{\Delta x} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg a.usc.}} \right] \quad (7.13)$$

Semnul variației de temperatură arată dacă procesul este de încălzire ($\Delta t > 0$) sau răcire ($\Delta t < 0$) iar semnul variației în conținut de umiditate indică dacă procesul este de umidificare ($\Delta x > 0$) sau de uscare ($\Delta x < 0$). În situația în care $\Delta h = 0$, procesul este adiabatic, iar pentru $\Delta x = 0$ procesul este uscat.

Diagrama se poate împărți în patru zone limitate de dreptele $h = \text{const.}$ și $x = \text{const.}$, conform figurii 7.5.

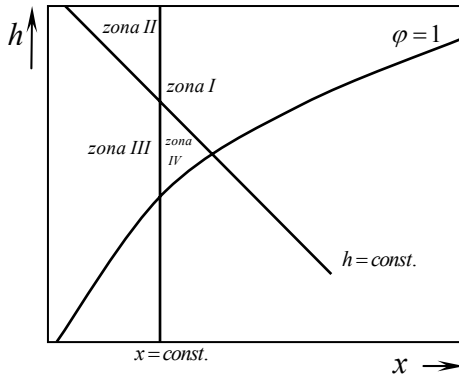


Figura 7.5
Zone în diagrama ($h-x$)

- zona I : $\varepsilon > 0$ ($\Delta h > 0; \Delta x > 0$), procese de preluare și umiditate (ex: injecție de abur în aer umed);
- zona II: $\varepsilon < 0$ ($\Delta h > 0; \Delta x < 0$), procese cu preluare de căldură și cedare de umiditate;
- zona III: $\varepsilon > 0$ ($\Delta h < 0; \Delta x < 0$), procese cu cedare de căldură și de umiditate;
- zona IV: $\varepsilon < 0$ ($\Delta h < 0; \Delta x > 0$), procese cu cedare de căldură și preluare de umiditate.

7.3 TRANSFORMĂRI ALE AERULUI UMED. DOMENII DE UTILIZARE

Se prezintă în continuare posibilitățile de tratare a aerului în instalațiile de climatizare de la bordul navelor.

a) Procesele de răcire a aerului

Aerul care urmează a fi răcit are parametrii punctului A: t_A, φ_A, h_A .

Răcirea se poate face pâna în punctul B caracterizat de parametrii: t_B, φ_B, h_B și x (vezi fig.7.6).

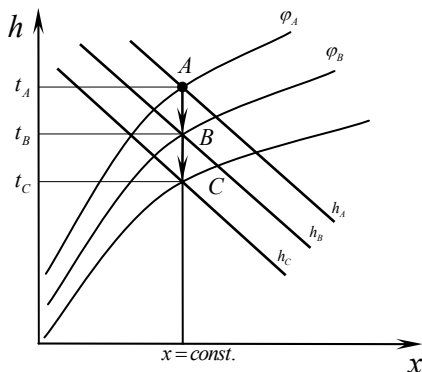


Figura 7.6
Procesul de răcire al aerului

Aerul umed s-a răcit deoarece acesta a cedat cantitatea de căldură:

$$q_{rs} = h_A - h_B \quad [kJ / kg] \quad (7.14)$$

$$h_A = c_{pa} \cdot t_A + (l_V + c_{pv} \cdot t_A) \cdot x_A \quad [kJ / kg] \quad (7.15)$$

$$h_B = c_{pa} \cdot t_B + (l_V + c_{pv} \cdot t_B) \cdot x_B \quad [kJ / kg] \quad (7.16)$$

$$x_A = x_B = x$$

$$\Rightarrow q_{rs} = c_{pa} \cdot (t_A - t_B) + x \cdot c_{pv} \cdot (t_A - t_B) \quad [kJ / kg] \quad (7.17)$$

Valoarea $x \cdot c_{pv}$ este foarte mică și se neglijează, deci

$$q_{rs} = c_{pa} \cdot (t_A - t_B) \quad [kJ / kg] \quad (7.18)$$

sau cantitatea de căldură cedată de aerul umed este proporțională cu diferența de temperatură a punctelor de la începutul și sfârșitul procesului. De asemenea, procesul este caracterizat de creșterea umidității relative a aerului ($\varphi_B > \varphi_A$).

Procesul se realizează la $x = \text{const.}$ până în punctul C, când aerul devine saturat ($\varphi_C = 100\%$).

Climatizarea în sezonul călduros trebuie să reducă simultan și temperatura și umiditatea relativă a aerului, de aceea, răcirea aerului va continua și sub punctul C. Răcirea aerului sub punctul de rouă (C) se realizează pe curba de $\varphi = 100\%$, procesul fiind caracterizat de cedare de umiditate ($x_C > x_D$) (vezi fig.7.7).

Aceasta este singura posibilitate de uscare a aerului în instalațiile de climatizare navale. Cu cât temperatura t_D este mai joasă, cu atât cantitatea de umiditate separată este mai mare. Condensul (apa separată prin condensarea vaporilor) se depune pe aripioarele ventilatorului. Acesta se colectează în tava de termotanc urmând a fi eliminat prin drenaj.

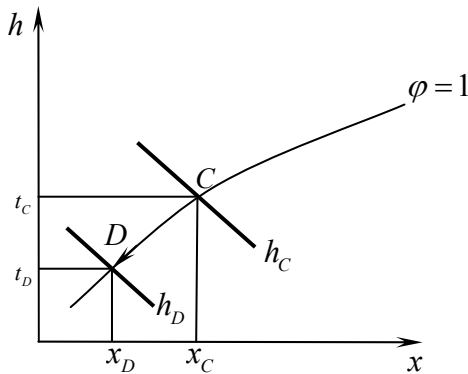


Figura 7.7
Procese de răcire și uscare ale aerului

Pentru procesul de răcire și uscare al aerului, cantitatea de căldură cedată de aer umed se scrie sub forma:

$$\begin{aligned}
 q_{rl} &= h_C - h_D \\
 h_C &= c_{pa} \cdot t_C + (l_V + c_{pv} \cdot t_C) \cdot x_C; \\
 h_D &= c_{pa} \cdot t_D + (l_V + c_{pv} \cdot t_D) \cdot x_D; \\
 \Rightarrow q_{rl} &= c_{pa} \cdot (t_C - t_D) + l_V \cdot (x_C - x_D) + c_{pv} \cdot (x_C \cdot t_C - x_D \cdot t_D); \quad (7.19)
 \end{aligned}$$

Ultimul termen se neglijează deoarece $x \ll 1$ rezultă:

$$q_{rl} = c_{pa} \cdot (t_C - t_D) + l_V \cdot (x_C - x_D) \quad [kJ / kg] \quad (7.20)$$

b) Procesul de reîncălzire parțială

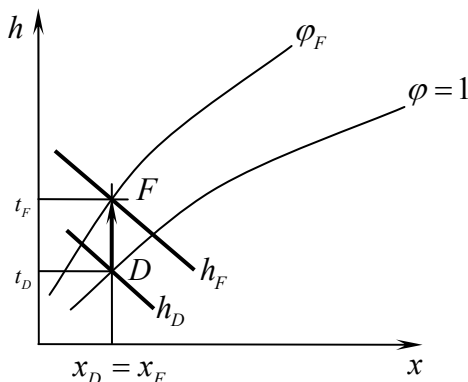


Figura 7.8
Procesul de reîncălzire parțială a aerului

În punctul D s-a obținut un aer caracterizat de o temperatură prea coborâtă și o umiditate relativă $\varphi_D = 100\%$. Aerul cu acești parametrii, introdus în încăperi, creează o senzație de inconfort datorită temperaturii coborâte și a umidității relative foarte ridicate.

În aceste condiții, se impune preîncălzirea parțială a aerului, pentru a obține aer de stare F caracterizat de parametri acceptabili. Aerul de stare F se obține prin încălzire la $x = \text{const.}$ într-o baterie de reîncălzire a aerului, funcționând cu abur (încălzitor final).

În această situație, cantitatea de căldură preluată de aerul umed este:

$$\begin{aligned} q_{IS} &= h_F - h_D = c_{pa} \cdot (t_F - t_D) + x \cdot c_{pV} \cdot (t_F - t_D) = \\ &= (c_{pa} + x \cdot c_{pV}) (t_F - t_D) \quad [kJ / kg] \end{aligned} \quad (7.21)$$

x având valori fixate mici (între 0,006 și 0,012 kJ/kg), produs $x \cdot c_{pV}$ se poate neglija, deci:

$$q_{IS} = c_{pa} \cdot (t_F - t_D) \quad (7.22)$$

OBSERVAȚIE: La răcirea aerului la $x = \text{const.}$ (cu cedare de căldură sensibilă q_{rs} de către aerul umed) $\Delta h_{BA} < 0$ ($h_B < h_A$), deci $\varepsilon = -\infty$, iar cazul reîncălzirii finale la $x = \text{const.}$ (cu preluare de căldură sensibilă q_{is} de către aerul umed), $\Delta h_{FD} > 0$ ($h_F > h_D$), deci $\varepsilon = +\infty$. În cazul răcirii aerului cu cedare de căldură latentă și umiditate $\Delta x = x_C - x_D$, raza procesului este:

$$\varepsilon = \frac{\Delta h_{CD}}{\Delta x} = l_v + c_{pa} \cdot (t_C - t_D) \quad (7.23)$$

c) Amestecul

În instalațiile de climatizare navale, aerul climatizat nu este proaspăt în totalitate, conform STAS 10693 – 76 admitându-se recircularea a 30% din volum, cu o purificare de praf și gaze toxice până la 50%. În timpul exploataării, în instalație se va trata un amestec de aer brut cu aer recirculat, deci se amestecă adiabatic două cantități de aer umed cu umidități și temperaturi diferite.

În figura 7.9 facem următoarele notații: P – proaspăt; R – recirculat; A – amestec; L_p – proporția de aer proaspăt; L_R – proporția de aer recirculat.

Starea aerului amestecat (punctul A) se află conform regulii pârgghiilor. Punctul A se află pe dreapta care unește stările inițiale R și P. Starea finală A împarte segmentul de dreaptă R – P în două părți astfel încât:

$$\frac{\overline{RA}}{\overline{AP}} = \frac{L_p}{L_R}$$

Conform acestei reguli, punctul A se află mai aproape de punctul cu participare mai mare.

Parametrii amestecului se pot determina și analitic cu ajutorul relațiilor de bilanț:

- pentru entalpie:

$$L_p h_p + L_R h_R = (L_p + L_R) \cdot h_A \Rightarrow$$
$$h_A = \frac{L_p h_p + L_R h_R}{(L_p + L_R)} \quad (7.24)$$

- pentru umiditatea absolută (conținutul final de vapori al amestecului):

$$L_p x_p + L_R x_R = (L_p + L_R) \cdot x_A \Rightarrow$$
$$x_A = \frac{L_p x_p + L_R x_R}{(L_p + L_R)} \quad (7.25)$$

Temperatura amestecului (t_A) se citește direct pe diagramă, deoarece acest punct se află în domeniul nesaturat sau suprasaturat, chiar atunci când punctele P și R se află în domeniul de nesaturat.

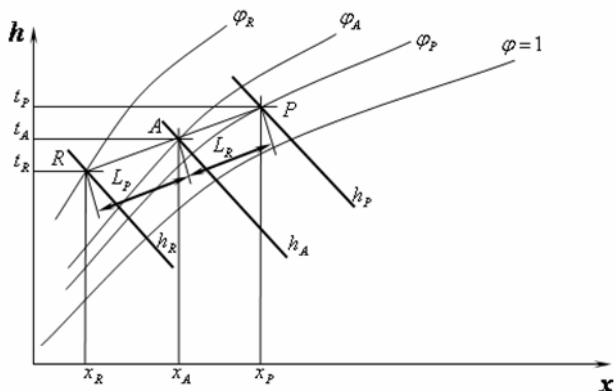


Figura 7.9
Procesul de amestec al aerului

OBSERVAȚIE: Dacă nu s-ar proceda la reîncălzirea aerului după răcire și uscare, și acesta s-ar trimite cu starea D în cabine, s-ar produce un amestec în zona de ceață a diagramei, producându-se depunere de umiditate pe obiectele din cabină (mai ales pe cele din lână care sunt foarte higroscopice), pe pereți, pe tavan, pe pardoseală (deoarece melamina, melacartul, și pardoselile încăperilor au călduri specifice mici și se răcesc rapid).

d) Umiditatea aerului.

Dacă se navigă în zone reci, climatizarea aerului se face prin încălzire și umidificare. Aerul brut este preîncălzit conform schemei din figura 7.8, numai că punctul D (aerul brut) nu se află pe curba $\varphi = 100\%$, ci are o umiditate relativă de 70 – 80%. În urma încălzirii acestui aer la $x = \text{const.}$, în preîncălzitorul de aer (o baterie cu aripioare funcționând cu abur), se obține un aer cu umiditate foarte scăzută, $\varphi < 10\%$ care dă o senzație de inconfort, producând uscarea mucoaselor și epidermei.

Este necesar ca umiditatea relativă a aerului să fie în jur de $\varphi = 40 - 60\%$ pentru aerul introdus, pentru aceasta, între preîncălzitor și încălzitorul final se realizează umidificarea aerului cu ajutorul injecției de abur în aer – singura metoda acceptabilă în condițiile instalațiilor navale.

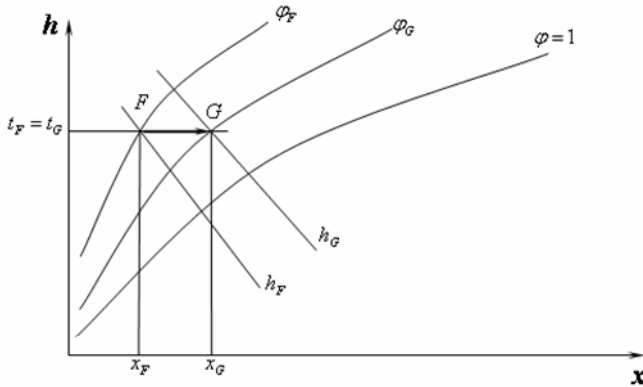


Figura 7.10
Procesul de umidificare a aerului în timpul încălzirii

Procesul de umidificare prin introducerea de abur se realizează la temperatură constantă. În figura 7.10 punctele F și G indică începutul, respectiv sfârșitul procesului de umidificare.

Cantitatea de căldură preluată de aerul umed (căldura latentă de condensare a aburului și căldura sensibilă de răcire a condensului) până la temperatura t este:

$$q_{umidif.} = h_G - h_F = c_{pa}t_G + x_G(l_V + c_{pV}t_G) - c_{pa}t_F - x_F(l_V + c_{pV}t_F) \quad [kJ / kg] \quad (7.26)$$

Cum $t_G = t_F = t = const. \Rightarrow$

$$q_{umidif.} = (x_G - x_F)l_V + (x_G - x_F)c_{pV}t = (x_G - x_F)(l_V + c_{pV}t) \quad [kJ / kg] \quad (7.27)$$

Umiditatea absolută a aerului crește cu cantitatea de abur introdusă conform relației:

$$\Delta x = x_G - x_F$$

Pentru procesul de umidificare a aerului, raza procesului este:

$$\varepsilon = l_V + c_{pV} \cdot t \quad (7.28)$$

Pentru G trebuie astfel ales încât după încălzirea finală să se atingă un $\varphi = 0,4 \dots 0,6$.

Cantitatea de abur introdusă este reglată automat de către instalația dotată cu aparate de reglare și control automat al umidității finale, însă reglarea aparatelor și controlul parametrilor aerului introdus trebuie realizate cunoscându-se procesul.

În cazul navigării în sezonul cald, când aerul este foarte uscat, este necesară umectarea aerului. Umectarea mai este necesară în sezonul cald, când aerul este răcit prea mult și pierde în conținutul de umiditate, devenind uscat. Determinarea parametrilor stării finale se face din ecuațiile de bilanț de umiditate și energii:

- aerului umed i se adaugă vapori de apă:

$$m_a (1 + x_1) + \Delta m_v = m_a (1 + x_2) \quad (7.29)$$

unde

m_a - debitul de aer umed;

Δm_v - adaos de vapori de apă.

$$\Rightarrow x_2 = x_1 + \frac{\Delta m_v}{m_a} \quad (7.30)$$

- bilanțul de energii pentru procesul adiabatic:

$$m_a h_1 + \Delta m_v h_v = m_a h_2 \quad (7.31)$$

$$\Rightarrow h_2 - h_1 = \frac{\Delta m_v}{m_a} \cdot h_v \quad (7.32)$$

$$\Rightarrow \Delta h = \Delta x \cdot h_v \quad (7.33)$$

Direcția de proces:

$$\varepsilon = h_v \quad (7.34)$$

adică entalpia vaporilor introduși (h_v) reprezintă tocmai coeficientul unghiular al razelor de pe marginea diagramei ($h-x$).

În figura 7.11 este reprezentat modul de trasare al acestei transformări. Dreapta de deasupra izotermei t_1 reprezintă un adaos de vapori cu entalpia h_v în aerul umed (ε_1), iar cea de sub izotermă, adaosul de apă cu entalpia h (ε_2). Direcția celor două drepte duse prin punctul 1 este paralelă la dreptele punctate dusă prin polul O, a căror înclinare este tocmai h_v respectiv h .

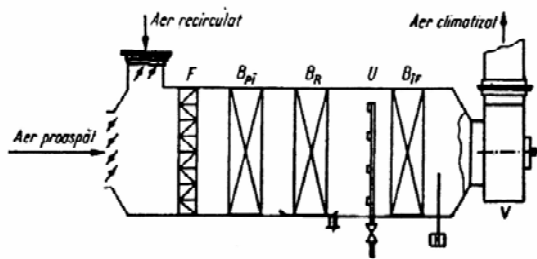


Figura 7.12

F - filtru; B_{PI} - bateria de preîncălzire; B_R - bateria de răcire; U - umidificator cu abur; B_{IF} - bateria de încălzire finală; H - higrometru; V - ventilator

a) Procesul de răcire

Aerul proaspăt, împreună cu aerul reciclat, este trecut prin filtru, după care este răcit, fiind trecut printr-o baterie de răcire. La ieșirea din B.R., aerul este răcit și uscat, apoi este trecut prin încălzitorul final, unde are loc încălzirea și reducerea umidității relative la valorile optime de confort.

Aerul cu acești parametri este aspirat de ventilator și refulat în canalele de climatizare, de unde este distribuit la fiecare spațiu climatizat (vezi fig.7.13).

Procesul 1-2-3-4 este valabil pentru condiționarea aerului cu caracteristicile aerului proaspăt, deci la pornirea instalației de climatizare.

Există posibilitatea reciclării la 30 - 50% din aerul climatizat, refulat din încăperi. Acesta este caracterizat de un conținut de căldură, umiditate și particulele de praf, starea acestui aer fiind reprezentată de punctul 5 din figura 7.14. Acest aer urmează a fi filtrat, apoi se amestecă cu aerul proaspăt 1, obținându-se un amestec reprezentat de punctul 6 în regim de exploatare, procesul de climatizare este 6-7-3-4.

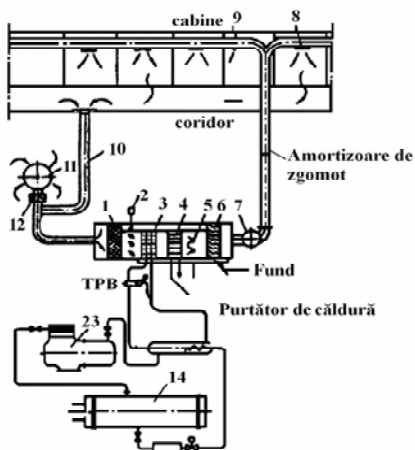


Figura 7.13

Componența:

- | | |
|----------------------------|----------------------|
| 1. – filtru | 7. – ventilator |
| 2. – registre de aer | 8. – ajutaje de flux |
| 3. – răcitor de aer | 9. – tubulatură |
| 4. – calorifer | 10. – nișe de aer |
| 5. – umidificator cu abur | 11. – ventilator |
| 6. – separator de picături | 12. – calorifer |
| | 13. – compresor |
| | 14. – condensator |

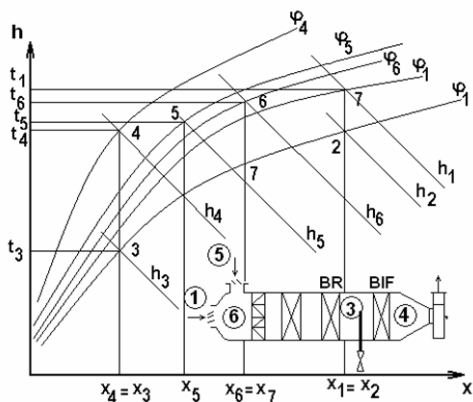


Figura 7.14

Reprezentarea procesului în diagrama ($h-x$)

b) Procesul de încălzire necesar în anotimpul frigos, se realizează în termotanc cu ajutorul preîncălzitorului și a încălzitorului final. Conform STAS 10693-76, pe timpul de încălzire nu se admite recircularea aerului (vezi fig.7.15).

Stabilirea parametrilor aerului (stabilirea punctului 1) se realizează măsurând la bordul navei temperatura și umiditatea relativă, care apoi se înscrie în diagrama $(h - x)$. Determinarea temperaturii se realizează cu ajutorul termometrului expus la umbră, afară (termometru uscat). Determinarea umidității se realizează cu ajutorul hidrometrului sau psihrometrului.

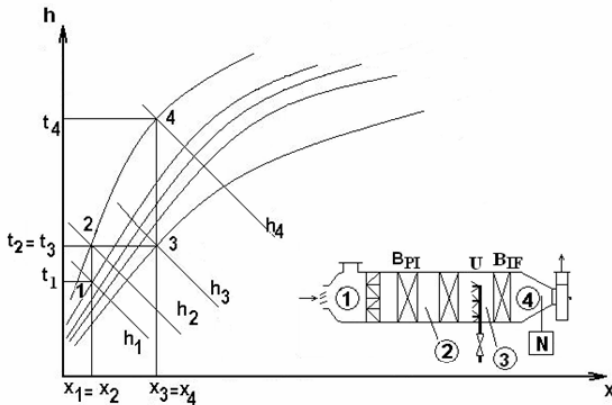


Figura 7.15

Bateriile de preîncălzire și de încălzire finală sunt dimensionate să facă față climatului rece ($t_1 = -25^{\circ}C$ și $\varphi_1 = 80\%$). În situațiile în care temperatura $t_1 < 25^{\circ}C$, pentru a se asigura temperatura interioară de confort este necesară recircularea unei cantități de aer provenită de la sistemul de recirculare folosit la funcționarea în regim de răcire (fig.7.16.), proporția de aer recirculat fiind stabilită de capacitatea de încălzire a bateriilor PI și IF (punctul 2).

La navele care au posibilitatea de reglare a temperaturii de confort în fiecare încăpere (prin asigurarea încălzirii finale a aerului în cabine cu ajutorul unei rezistențe electrice reglabile) încălzitorul final nu există și bateria de răcire este montată imediat după filtru, înaintea preîncălzitorului, care devine preîncălzitor pe timpul funcționării în regim de răcire.

Umiditatea cu abur a aerului tratat este asigurată de un higrostat montat în conducta de refulare care reglează debitul de vapori injectat în aer, după preîncălzire.

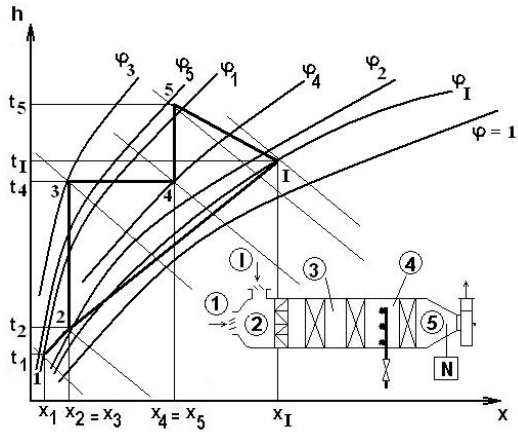


Figura 7.16.

CAPITOLUL VIII

INSTALAȚII FRIGORIFICE

8.1. PROCEDEE DE PRODUCERE A FRIGULUI ARTIFICIAL

A produce frig pe cale artificială înseamnă a realiza scăderea și menținerea temperaturii unui corp, sau sistem de corpuri sub temperatura mediului înconjurător.

Modalitățile de producere a frigului sunt diferite, atât ca procedeu, cât și ca instalații utilizate, și se califică în:

a) Procedee termodinamice, care sunt de două feluri:

1) Procedee termodinamice deschise:

- răcirea prin evaporarea apei;
- răcirea prin amestecuri frigorifice;

2) Procedee termodinamice închise:

- Comprimarea de vapori în compresoare mecanice (instalații frigorifice cu compresie mecanică);
- comprimare de vapori în ejectoare (instalații frigorifice cu ejecție de vapori reci);
- Comprimare de vapori cu compresor termochimic (instalație frigorifică cu absorție);
- comprimarea de gaze și destinderea lor izentropică (producere de lucru mecanic în exterior);
- Comprimarea de gaze și destinderea lor izentalpică (laminarea gazelor);
- Comprimarea de gaze și destinderea lor în câmp centrifugal (efect Ranque).

b) Procedee electrice și magnetice:

- Procedee bazate pe efectul electrotermic de răcire (efectul Peltier, efectul Ettinghansen)
- Procedee bazate pe efectul magneto-caloric (demagnetizarea adiabatică);
- Efectul termomecanic în He II și efectul magnetocaloric în superconductori.

OBSERVAȚIE: datorită condițiilor specifice de exploatare, la bordul navelor se utilizează numai instalații frigorifice cu comprimare de vapori în compresoare mecanice.

8.2. TERMODINAMICA PRODUCERII FRIGULUI ARTIFICIAL PRIN COMPRIMARE DE VAPORI. MAȘINA FRIGORIFICĂ

Al doilea principiu al termodinamicii în formularea lui Clausius (1850) stipulează "căldura nu poate trece de la sine de la un corp cu temperatură mai scăzută la altul cu o temperatură mai ridicată", ceea ce înseamnă că micșorarea și menținerea temperaturii unui corp la valori mai scăzute decât cea a mediului ambiant nu este posibilă decât prin consum de energie.

Instalația electrică are menirea de a realiza temperaturi mai scăzute decât cea a mediului ambiant, într-un mediu închis, izolat termic față de exterior.

Scăderea temperaturii se realizează prin preluarea căldurii din acest spațiu și cedarea ei către mediul ambiant aflat la un nivel superior de temperatură. Acest lucru este posibil utilizând o mașină termică ce va consuma energie și care funcționează pe baza unui ciclu de lucru închis.

Teoretic, această mașină frigorifică lucrează după ciclul Carnot inversat (ciclul frigorific), vezi fig.8.1.

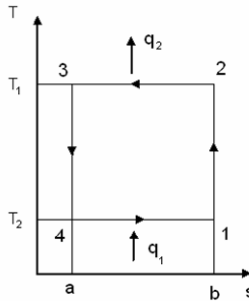


Figura 8.1

Ciclul Carnot inversat în diagrama ($T - s$); 1 - 2 comprimare adiabatică; 2 - 3 comprimare izotermă ($T_1 = constant$), cu cedarea căldurii q_2 (aria 2 - 3 - a - b); 3 - 4 destindere adiabatică; 4 - 1 destindere izotermă cu preluare de căldură q_1 (aria 4-1-b-a).

Deoarece comprimarea și destinderea izotermă sunt însoțite de schimbarea stării de agregare a corpului care parcurge ciclul, și anume la comprimare/condensare și destindere/vaporizare, iar comprimarea adiabatică este realizată într-un compresor care trebuie să aibă asigurată funcționarea în zona vaporilor, ciclul Carnot nu poate fi realizat în această formă.

În fig. 8.2 este prezentată abaterea ciclului teoretic de la ciclul Carnot ideal.

În I.F.C.M.V. s-a optat pentru laminarea izentalpică ($h = const.$) în locul destinderii adiabatice în detentor. În urma laminării se obține un amestec de lichid vapori, cu observația că titlul vaporilor din amestec este

ceva mai mare decât în cazul detentei adiabaticice. Obținerea efectului frigorific în cazul I.F.C.M.V. presupune parcurgerea de către agentul de lucru a unei succesiuni de procese sub forma unui ciclu termodinamic în care agentul termic își schimbă starea de agregare (condensează și vaporizează) și este laminat într-un dispozitiv special denumit ventil de laminare.

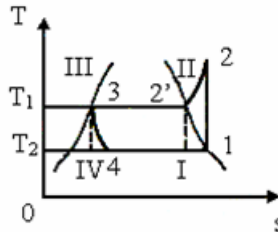


Figura 8.2

Ciclu teoretic al mașinii frigorifice. 1 - 2 comprimare; 2-2'-3 condensarea; 3 - 4 laminarea; 4 - 1 vaporizarea; I-II-III-IV ciclul Carnot inversat.

Procesele termodinamice pe care le suferă agentul frigorific din instalație pot fi urmărite simultan în diagrama ($T - s$) și ($lg p - h$). Conform acestor procese, frigul artificial prin comprimare de vapori se poate realiza cu patru aparate (fig.8.3): compresor (C), condensator (K), ventil de laminare (V.L.), vaporizator (V).

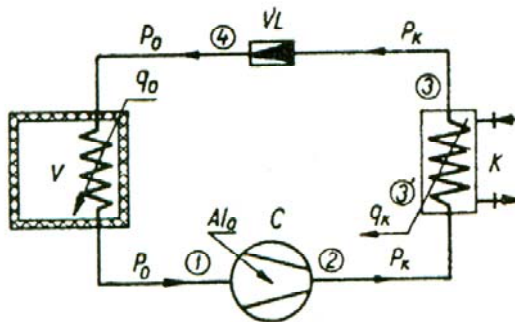


Figura 8.3 - a).

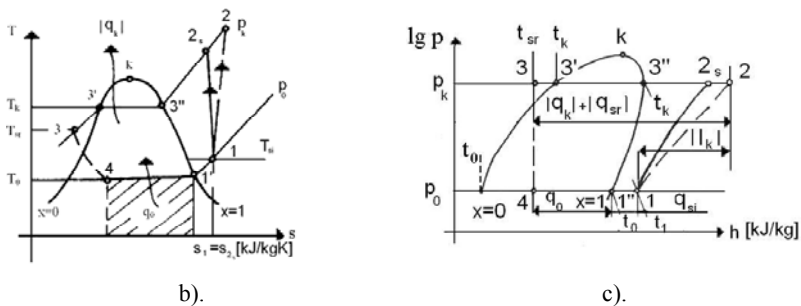


Figura 8.3

- a) Schema mașinii frigorifice: C - compresor; K - condensator; VL - ventil de laminare; q_0 - căldura preluată din vaporizare; q_k - căldura cedată din condensare; Al_0 - lucru mecanic; p_0 - presiunea de vaporizare (joasa); p_k - presiunea de condensare (înalță); b) Reprezentarea proceselor în diagrama ($lg p-h$); c) Reprezentarea proceselor în diagrama ($T-s$);

Funcționarea instalației este următoarea: vaporii de agent frigorific proveniți din V sunt aspirați în C cu starea (1) și comprimați de la presiunea p_0 până la p_k , proces teoretic considerat izentropic ($S_1 = S_{2s}$). În realitate, procesul de comprimare este ireversibil, fiind însoțit de o creștere a entropiei, starea reală a agentului în cilindru la sfârșitul procesului de comprimare fiind (2). Vaporii supraîncălziți de agent frigorific intră în K unde cedează mediului de răcire (apă sau aer) un flux de căldură. Între stările 2 și 3'' are loc răcirea izobară a vaporilor de agent până când aceștia ating starea de lichid saturat 3'. Între stările 3' - 3 are loc un proces de subrăcire izobară a lichidului în K. Agentul frigorific, în stare lichidă, intră în V.L. unde suferă un proces de laminare izentalpică 3 - 4 de la presiunea p_k de condensare, la p_0 de vaporizare. În urma laminării scade atât presiunea, cât și temperatura (de la t_3 la t_0), când $h_3 = h_4$. Având temperatura de vaporizare mai mică decât temperatura sursei reci, agentul frigorific preia un flux de căldură din spațiul răcit și fierbe la $p = ct.$ și $t = ct.$ până atinge starea de saturație I''.

În procesul I'' - I, vaporii saturați uscați se supraîncălzesc la $p = ct.$ în conducta de aspirație a C, preluând căldură de la mediul ambiant.

8.3. TIPURI DE INSTALAȚII FRIGORIFICE

8.3.1. Instalația frigorifică cu o treaptă de comprimare

La bordul navelor, instalațiile frigorifice cu o treaptă de comprimare sunt folosite pentru instalațiile de cambuză, de climatizare, de prerăcire și

de răcire a magaziiilor de făină de pește. Schema de principiu a unei astfel de instalații este prezentată în fig.8.4.

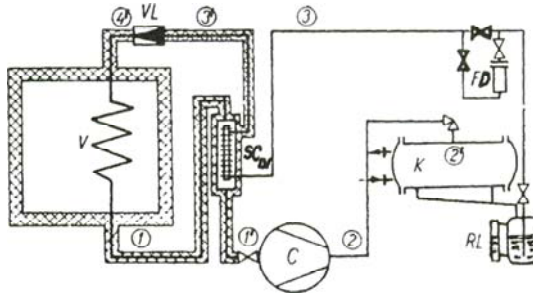


Figura 8.4

Schema instalației frigorifice de comprimare de vapori într-o treaptă

Unde: C - compresor; K - condensator; RL - rezervor de lichid; FD - filtru deshidrator; SCLV - schimbător de căldura lichid /vapori; VL - ventil de laminare; V - vaporizator.

În schemă au fost introduse aparate auxiliare care îmbunătățesc funcționarea instalației frigorifice, acestea asigurând funcționarea în condiții de exploatare specific navale.

Odată cu introducerea aparatelor și realizarea instalației frigorifice într-o treaptă de comprimare, perfecțiunea termodinamică scade față de mașina frigorifică teoretică, dar este posibilă automatizarea și funcționarea în condiții reale de exploatare.

8.3.2. Instalația frigorifică în două trepte de comprimare

În condițiile navigației în zone tropicale sau ecuatoriale, temperatura apei de mare, " t_w " ajunge frecvent la

$$t_w = 30 \div 32^\circ C$$

Temperatura de condensare se stabilește cu relația:

$$t_k = t_w + \Delta t = t_w + 10^\circ C \quad (8.1)$$

deci temperatura de condensare este $t_k = +40^\circ C$. În aceste condiții, pentru a depozita produse congelate la temperatura din spațiul frigorific " t_s ", $t_s = -18^\circ C$, este necesară o temperatură de vaporizare stabilită cu relația:

$$t_0 = t_s - \Delta t = t_s - 10^\circ C \quad (8.2)$$

deci temperatura de vaporizare este $t_0 = -28^\circ C$.

Cum freonul R12 este agentul frigorific cel mai răspândit în instalațiile frigorifice navale, obținem $p_k = 9,784 \text{ kg f/cm}^2$ și $p_0 = 1,115 \text{ kg f/cm}^2$. În aceste condiții, compresorul lucrează cu un raport de comprimare:

$$H = \frac{p_k}{p_0} = 8.77 \quad (8.3)$$

Funcționarea eficientă a compresoarelor cu piston corespunde unui grad de livrare $\lambda > 0,7$, care limitează rapoartele de comprimare la $H < 6,5$.

În cazul particular prezentat mai sus, capacitatea frigorifică a compresorului nu mai poate asigura eliminarea întregii cantități de căldură pătrunsă în spațiul cambuzei, temperatura crescând în cambuză.

O alta situație întâlnită la bordul navelor este necesitatea congelării rapide, cum este cazul navelor de pescuit oceanic, unde sunt necesare temperaturi de vaporizare de până la $t_0 = -40^\circ\text{C}$, care, în condițiile $t_k|t_0$ de $+40/-40^0$, dau pentru R22, respectiv pentru amoniac, rapoartele de comprimare:

$$H_{R22} = \frac{15,79}{1,076} = 14,8 \quad \text{și} \quad H_{NH_3} = \frac{15,850}{0,732} = 21,7 \quad (8.4)$$

Aceste valori ale lui H sunt foarte mari pentru o funcționare normală, capacitatea frigorifică a compresorului reducându-se substanțial.

Singura posibilitate rămâne fracționarea comprimării în două comprimări succesive cu răcirea intermediară a agentului frigorific, asigurându-se astfel o funcționare cu rapoarte de comprimare mai scăzute (gradul de livrare este considerabil îmbunătățit, implicit capacitatea frigorifică a compresorului).

În această situație, raportul total de comprimare este dat de relația:

$$H_T = \frac{p_k}{p_0} = \frac{p_k}{p_i} \cdot \frac{p_i}{p_0} = H_1 \cdot H_2 \quad (8.5)$$

unde cele două rapoarte de comprimare sunt de forma:

$$H_1 = H_2 = \sqrt{H} \quad (8.6)$$

acestea asigurând funcționarea compresoarelor cu randamente mult mai bune, oferind un grad de livrare mult îmbunătățit.

O astfel de schemă este întâlnită pe navele tip Atlantic II (agent frigorific: NH_3), la care BRI (bateria de răcire intermediară) este tip serpentină de răcire.

Reprezentarea procesului și schema de principiu a instalației frigorifice de congelare de pe aceste nave se poate urmări în figura 8.5. și 8.6.

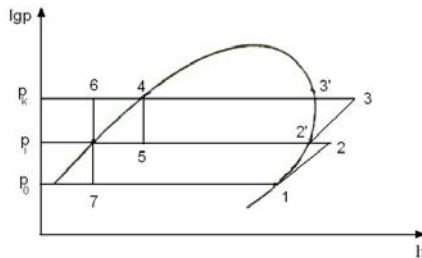


Figura 8.5
Ciclul de funcționare al instalației cu două trepte de comprimare și BRI cu serpentină

Din fig. 8.6 se observă că în BRI nu se mai laminează tot agentul, debitul G împărțindu-se în G_1 , (care rămâne la p_k și se subrăcește de la starea 5 la starea 6 în serpentina BRI) și G_2 (care laminează în VL_2 de la p_k - starea 4 - la p_i - starea 5).

Dacă instalația frigorifică funcționează cu agent frigorific R22 ca în cazul instalației frigorifice de congelare - depozitare de pe navele de pescuit oceanic tip B22, schema instalației va arăta ca în figura 8.8. Particularitățile acestei scheme constau în faptul că ventilul de laminare VL_2 este de tip termostatic, cantitatea de R22 injectată în refularea treptei I-a stabilindu-se prin elementul montat pe refularea treptei a II-a. Subrăcirea agentului aflat la p_k , de la starea 4 la starea 6, se realizează în separatorul de ulei SU al separatorului acumulator SA, pe seama vaporizării agentului pătruns împreună cu uleiul în SU.

OBSERVAȚIE: schemele instalațiilor frigorifice de pe navele de pescuit oceanic sunt mult mai complexe. Instalațiile sunt realizate interconectat, adică instalațiile cu două trepte și cu o treaptă de comprimare (instalațiile de congelare a peștelui, de prerăcire, de depozitare, cambuza, climatizarea, fabrica de gheață solzi).

Instalațiile frigorifice de pe supertraulere și transportoare frigorifice (Polar III) lucrează într-o treaptă de comprimare și pentru congelare deoarece sunt dotate cu compresoare cu șnek (arbori elicoidali), asigurând $t_0 = -40^\circ\text{C}$.

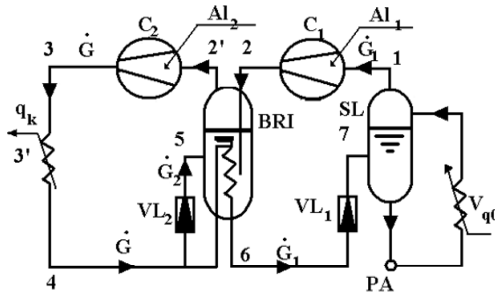


Figura 8.6
 Schema instalației frigorifice în două trepte
 de comprimare cu BRI cu serpentină.

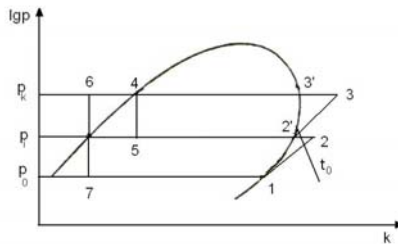


Figura 8.7
 Ciclul de funcționare a instalației
 cu R22 în două trepte fără BRI

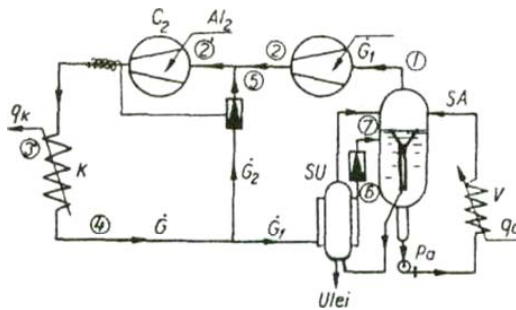


Figura 8.8
 Schema instalației cu frigorifice
 cu R22 în două trepte fără BRI.

Următoarele tipuri de instalații frigorifice sunt prezentate succint, ele nefiind folosite în prezent în flota de pescuit și transport a țării noastre,

cerințele acestora de exploatare fiind incompatibile cu condițiile de exploatare existente la nave.

8.3.3. Instalația frigorifică în cascadă

La instalațiile în mai multe trepte, raportul presiunilor p_k / p_0 nu poate fi mărit oricât, de asemeni p_0 nu poate scădea sub limita de $0,1 \text{ bar}$.

Limita de variație a raportului presiunilor $p_k / p_0 = 100 \div 110$, ceea ce corespunde unei diferențe de temperatură $t_k - t_0 = 100 \div 120^\circ\text{C}$. La o temperatură de condensare $+ 30^\circ \div + 40^\circ\text{C}$, se obține cea mai scăzută temperatura de vaporizare $-70 \div -80^\circ\text{C}$. Aceasta este limita utilizării instalațiilor cu compresie mecanică în trei trepte.

Pentru obținerea unor temperaturi t_0 mai scăzute se utilizează instalațiile în cascadă (fig. 8.9), care constau în cuplarea a două instalații frigorifice cu o treaptă sau două de comprimare, care funcționează cu agenți frigoriferici diferiți, cuplarea făcându-se printr-un schimbător de căldură cu dublu rol: vaporizator pentru instalația de înaltă presiune și condensator pentru instalația de joasa presiune.

Pentru treapta de înaltă presiune se folosesc drept agenți frigoriferici: NH_3 , R12, R22, iar pentru treapta de joasă presiune: R13, R23, etan, etilenă, propan, metan, azot.

Drept agenți intermediari se folosesc R12, etilena, etc.

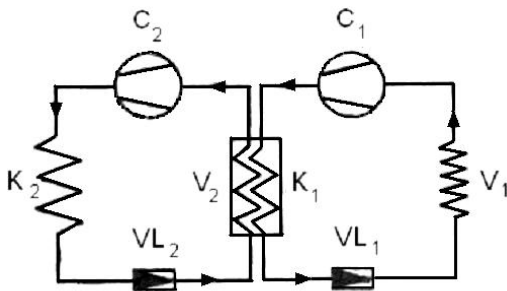


Figura 8.9
Instalația frigorifică în cascadă.

Cu ajutorul acestor instalații se pot obține temperaturi de vaporizare de până la -200°C .

8.3.4. Instalația frigorifică cu ejector (I.F.E.)

Deși acest tip de instalație nu este folosit în prezent pe navele flotei noastre maritime și fluviale, unii autori o recomandă pentru utilizare la

nave, cu precădere la climatizare. Explicația constă în faptul ca I.F.E. utilizează cel mai des vaporii de apă drept agent frigorific, deci instalația necesită o sursă de abur și consumă cantități importante de apă de răcire.

La acest tip de instalație compresorul este înlocuit de ejector care are avantajul că nu utilizează piese în mișcare, deci nici ulei, asigurându-se astfel menținerea curată a suprafețelor de schimb de căldură.

În vaporizatorul V (din fig. 8.10 a), care este un vaporizator de amestec în care agentul vaporizează parțial răcindu-se, este realizată vaporizarea apei pe seama preluării căldurii de la apa ce urmează a fi răcită. Vaporii rezultați intră în camera de amestec a ajutorului datorită diferenței care există între vaporizator și ejector.

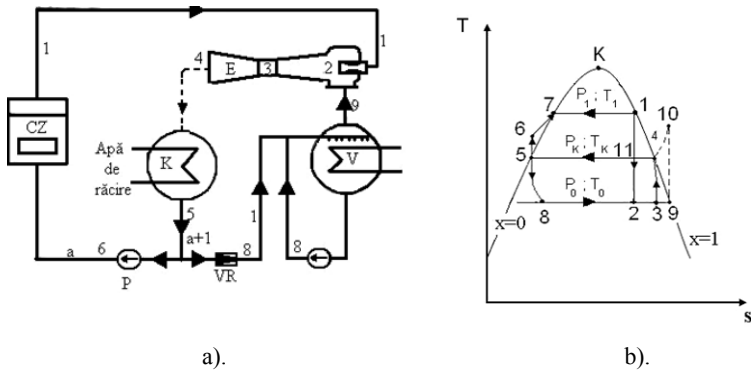


Figura 8.10
Instalația frigorifică cu ejector : a - schema; b - ciclul termodinamic teoretic.

Aburul de lucru se destinde în ajutorul montat la intrarea în ejector, el căpătând astfel o viteză foarte mare (supersonică). În aceste condiții el va reuși să antreneze vaporii reci, rezultând un amestec care se comprimă în difuzorul ejectorului până la presiunea de condensare, fenomen posibil datorită transformării energiei cinetice în energie potențială de presiune.

Amestecul de vaporii va condensa în condensatorul K, lichidul de stare (5) divizându-se în două părți. O parte este pompată către generatorul de vaporii (cazanul CZ) pentru fierbere, cealaltă parte laminează în VR, apoi pătrunde în vaporizator.

Transformările din fig.8.10 b sunt următoarele:

- 1 - 2 destinderea adiabatică a aburului de lucru cu ajutorul duzei până la presiunea de vaporizare;
- 8 - 9 vaporizarea apei în V;
- 3 amestecul dintre aburul de lucru de stare (2) și aburul rece de stare (9);
- 3 - 4 comprimarea adiabatică a amestecului în difuzorul ejectorului;
- 4 - 5 condensarea amestecului de abur;

- 5 - 6 pomparea apei în cazan;
- 6 - 7 preîncălzire izobară a apei în cazan până la starea de saturație;
- 7 - 1 vaporizarea în cazan.

8.3.5. Instalația frigorifică cu absorbție (I.F.A.)

Ca o noutate față de celelalte tipuri de instalații analizate, I.F.A. utilizează pentru realizarea procesului de lucru un amestec binar de substanțe: un agent frigorific și un corp absorbant. Caracteristic acestor substanțe este că au temperaturi de fierbere diferite la aceeași presiune, și că dizolvarea lor se face nelimitat.

Cele mai utilizate substanțe sunt clorura sau bromura de litiu - apă (pentru instalațiile de climatizare) și amoniacul - apă (pentru instalațiile industriale).

Aceste instalații sunt utilizate acolo unde sunt disponibile abur de contrapresiune, apă supraîncălzită, gaze fierbinți, apă încălzită de la soare, surse energetice secundare. Pot fi cuplate cu instalații cu compresie mecanică, fiind utilizate mai ales în sezonul cald când aburul este disponibil, sau în sezonul rece pentru acoperirea vârfurilor de consum.

Avantaj: se obțin, concomitent, atât frig cât și apă caldă.

Dezavantaj: consum ridicat de căldură și materiale.

Destinație: industria chimică și în climatizare.

Instalația fiind complexă, cu aparate mari și voluminoase, ea va avea o sensibilitate deosebită în ceea ce privește asigurarea nivelurilor în aparate și constanța temperaturii surselor de apă și abur. Nu există în exploatare la bordul navelor.

Fenomenul principal care stă la baza funcționării instalației este fenomenul de absorbție a agentului frigorific de către un mediu absorbant.

Instalațiile prin absorbție cu funcționare continuă folosesc apa (drept absorbant) și amoniacul (drept agent frigorific) sau bromura de litiu (drept absorbant) și apa (drept agent frigorific).

Indiferent de varianta constructivă toate I.F.A. au la bază aceeași schemă de principiu, schema prezentată în fig. 8.11, I.F.A. în soluție de apă - amoniac, părțile componente ale instalației fiind:

- Fierbătorul F, unde are loc vaporizarea soluției concentrate (bogate) de apă - amoniac;
- Coloana de rectificare CR, în care vaporii de apă prin condensări parțiale sunt separați de cei de amoniac;
- Deflegmatorul D, cu același rol ca și CR;
- Condensatorul K, în care vaporii de NH₃, purificați în CR și D condensează;
- Subrăcitorul SR, care asigură subrăcirea NH₃ lichid pe seama supraîncălzirii vaporilor reci care ies din vaporizator;

- Vaporizatorul V, în care NH_3 lichid vaporizează și asigură răcirea agentului intermediar;
- Absorbantul A în care vaporii reci din V se dizolvă în soluția diluată sau săracă, provenită din F, formând o soluție concentrată sau bogată;
- Pompa de soluție PS, care aspiră soluția bogată formată în A și o refulează continuu în F;
- Economizorul E, în care soluția bogată care iese din F, pentru a ajunge în A, se răcește prin încălzirea soluției sărace pompată de PS; cu cât temperatura soluției bogate la intrarea în F este mai apropiată de temperatura de fierbere, cu atât fluxul de căldură necesar soluției bogate va fi mai mic;
- Ventilul de reglaj VRA (pentru NH_3 lichid) și VRS (pentru soluția săracă).

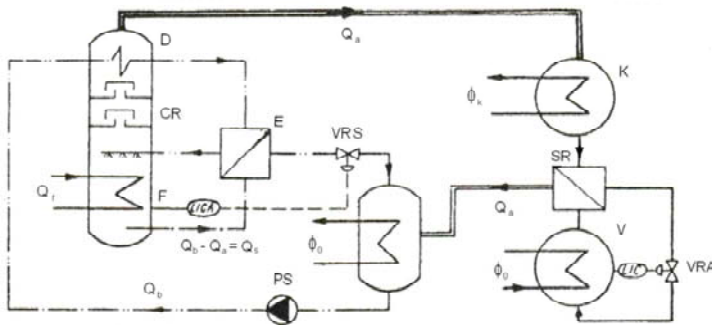


Figura 8.11
Instalația frigorifică cu absorbție în soluție de apă - amoniac
cu funcționare continuă.

În urma alimentării continue a fierbătorului F cu un debit de soluție bogată " Q_b " pompat de pompa PS, rezultă, datorită încălzirii lui F, un debit de vapori " Q_a " și unul de soluție săracă " Q_s ":

$$Q_s + Q_a = Q_b \quad (8.7)$$

Din fig. 8.11 se constată că I.F.A. funcționează (ca și I.F.C.M.V.) la două nivele de presiune: p_k și p_0 . Fierberea soluției și condensarea vaporilor au loc la presiunea p_k , în timp ce vaporizarea lichidului și absorbția vaporilor în soluția săracă au loc la presiunea p_0 .

În absorbtorul A este realizată absorbția vaporilor reci de către soluția săracă de debit Q_s , rezultând soluția bogată. Această soluție este preluată de pompa PS și refulată în fierbător unde este preîncălzită până la temperatura

de saturație corespunzătoare presiunii p_k , după care începe să fiarbă. Pe măsură ce soluția vaporizează, ea devine săracă în amoniac. Soluția săracă în amoniac părăsește fierbătorul, este laminată și trimisă în absorbitorul A prin economizorul E. Vaporii rezultați din F sunt dirijați spre condensatorul C unde condensează, datorită răcirii cu apă, rezultând lichid care este laminat în ventilul V.R.A. Acest lichid ajunge apoi în vaporizatorul V unde preia căldură din agentul intermediar și vaporizează. Debitul de vapori reci Q_a este dirijat spre absorbitorul A unde sunt absorbite de soluția săracă de debit Q_s .

Această instalație poate realiza temperaturi de vaporizare între $+5 \div -50^\circ\text{C}$, iar dacă funcționează în două trepte, între $-50^\circ \div -45^\circ\text{C}$.

8.4. CALCULUL TERMIC AL IFCMV ÎNTR-O TREAPTĂ

Date de calcul:

- Φ_0 puterea frigorifică, în W;
- t_0 temperatura de vaporizare, în $^\circ\text{C}$;
- t_k temperatura de condensare, în $^\circ\text{C}$.

Mărimi de detminat:

- Q_{vt} debitul volumic de vapori, în m^3/s ;
- Φ_k putrea termică a condensatorului, în W;
- Φ_{sr} puterea termică a subrăcitorului, în W;
- P_i puterea consumată pentru comprimarea vaporilor, în W.

Cu ajutorul datelor de calcul, al diagramelor și tabelor de vapori se stabilesc parametrii de stare ai agentului frigorific în punctele caracteristice ale instalației, apoi se trece la calcul.

Puterea frigorifică masică:

$$q_{0m} = h_1 - h_4 \quad [\text{J}/\text{kg}] \quad (8.8)$$

unde:

h_1 este entalpia masică a vaporilor la ieșirea din vaporizator, în J/kg ;

h_4 este entalpia amestecului lichid - vapori după ventilul de reglaj, în J/kg .

Puterea frigorifică volumică:

$$q_{0v} = \frac{q_{0m}}{v_1} \quad [\text{J}/\text{m}^3] \quad (8.9)$$

unde v_1 este volumul masic al vaporilor la aspirația în compresor, în m^3/kg .

Debitul masic de vapori:

$$G = \Phi_0 / q_{0m} \quad [\text{kg/s}] \quad (8.10)$$

Puterea termică a condensatorului:

$$\Phi_c = G(h_2 - h_{3'}) \quad [\text{W}] \quad (8.11)$$

Puterea termică a subrăcitorului:

$$\Phi_{sr} = G(h_{3'} - h_3) \quad [\text{W}] \quad (8.12)$$

Lucrul tehnic masic de comprimare:

$$al = (h_2 - h_1) \quad [\text{J/kg}] \quad (8.13)$$

Puterea teoretică consumată de compresor pentru comprimarea vaporilor:

$$P_t = \frac{G \cdot al}{1000} \quad [\text{kW}] \quad (8.14)$$

8.5. CALCULUL TERMIC IFCMV ÎN DOUĂ TREPTE

Date de calcul:

- Φ_0 puterea frigorifică, în W;
- t_0 temperatura de vaporizare, în °C;
- t_k temperatura de condensare, în °C.

Mărimi de determinat:

- Q_{v1} debitul volumic de vapori aspirați de K_1 , în m^3/s ;
- Q_{v2} debitul volumic de vapori aspirați de K_2 , în m^3/s ;
- P_{t1} puterea consumată de K_1 , în W;
- P_{t2} puterea consumată de K_2 , în W;
- Φ_k puterea termică a condensatorului, în W;
- ε_t eficiența frigorifică a instalației.

Cu ajutorul datelor de calcul, al diagramelor și tabelor termodinamice de vapori se stabilesc parametrii de stare ai agentului frigorific în punctele caracteristice ale instalației. Cu acestea se trece la calcul.

Puterea frigorifică masică:

$$q_{0m} = h_1 - h_7 \quad [\text{J/kg}] \quad (8.15)$$

Puterea frigorifică volumică:

$$q_{0v} = \frac{q_{0m}}{v_1} \quad [J/m^3] \quad (8.16)$$

Debitul masic de vapori aspirați de C_1 :

$$\dot{G}_1 = \frac{\dot{\phi}_0}{q_{0m}} \quad [kg/s] \quad (8.17)$$

Debitul volumic de vapori aspirați de C_1 :

$$Q_{v1} = \frac{\dot{\phi}_0}{q_{0v}} \quad [m^3/s] \quad (8.18)$$

Lucrul masic de comprimare în C_1 :

$$al_1 = h_2 - h_1 \quad [J/kg] \quad (8.19)$$

Puterea consumată de compresorul C_1 :

$$P_{t1} = \dot{G}_1 \cdot al_1 \quad [W] \quad (8.20)$$

Pentru calculul celorlalte mărimi trebuie să se determine debitul de vapori aspirați de compresorul C_2 . În acest scop se va scrie un bilanț de masă și căldură pentru butelia de răcire intermediară.

Relațiile de bilanț:

$$\dot{G}_1 h_2 + \dot{G}_2 h_5 + \dot{G}_1 h_4 = \dot{G} h_2 + \dot{G}_1 h_6 \quad (8.21)$$

De aici rezultă debitul masic de vapori aspirați de K_2 .

Debitul volumic de vapori aspirați de C_2 :

$$Q_{v2} = \frac{\dot{G}}{v_{2'}} \quad [m^3/s] \quad (8.22)$$

Lucrul masic consumat de compresorul C_2 :

$$al_2 = h_3 - h_2 \quad [J/kg] \quad (8.23)$$

Puterea consumată de compresorul K_2 :

$$P_{t2} = \dot{G} al_2 \quad [W] \quad (8.24)$$

Puterea termică a condensatorului:

$$\phi_c = G_2 (h_3 - h_4) \quad [\text{W}] \quad (8.25)$$

Eficiența frigorifică a instalației:

$$\epsilon_t = \frac{\phi_0}{P_{t1} + P_{t2}} \quad (8.26)$$

CAPITOLUL IX

DINAMICA GAZELOR

9.1. GENERALITĂȚI

Lucrul mecanic tehnic poate fi obținut continuu utilizând energia cinetică a unui gaz în mișcare. Transformarea energiei cinetice a gazului în lucru mecanic util se face în instalațiile de turbine cu gaze. Avantajele acestei transformări sunt: producerea în continuu a lucrului mecanic, construcția simplă a turbinei, obținerea unor viteze mari de rotație a rotorului turbinei și la mașinile cu reacție etc.

Dezavantajele ar fi: necesitatea folosirii unor materiale rezistente la temperaturile ridicate ale gazului, parcurgerea unui lanț complex de transformări energetice (încălzirea gazului, accelerația etc.), pierderi de energie la evacuarea gazelor calde în mediul exterior.

Analiza mișcării gazului se face introducând o serie de ipoteze simplificatoare. Presupunem mișcarea unidirecțională, iar într-o secțiune dată a jetului de gaze acceptăm valori medii ale parametrilor termofizici (mediile se referă atât la secțiune, cât și la timp).

Mai admitem și faptul că mișcarea gazului este staționară în timp, iar gazul se comportă ca un gaz perfect.

Clasificarea mișcărilor în funcție de viteză se realizează utilizând criteriul de similitudine *Mach*.

$$M = \frac{w}{w_s} \quad (9.1)$$

unde:

w_s fiind viteza sunetului. Astfel:

- mișcare subsonică: $M < 1$; ($w < w_s$);
 - mișcare sonică: $M = 1$; ($w = w_s$);
 - mișcare supersonică: $M > 1$; ($w > w_s$);
- (9.2)

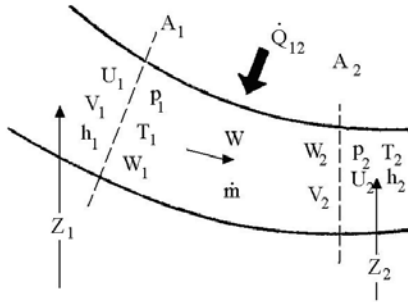


Figura 9.1
Curgerea unui gaz printr-o conductă de secțiune variabilă.

O altă clasificare, pe baza criteriului de similitudine

$$Re = \frac{wl_c}{\nu} \quad (9.3)$$

unde l_c – lungimea caracteristică și ν – viscozitatea cinematică, obținem deci:

- mișcări în regim laminar: $Re < Re_{cr1}$;
- mișcări în regim tranzitoriu:

$$Re_{cr1} < Re < Re_{cr2} ; \quad (9.4)$$

- mișcări în regim turbulent: $Re > Re_{cr2}$.

Valorile critice ale criteriului Reynolds sunt în funcție de fluid și de spațiul în care are loc mișcarea ($Re_{cr1} = 2300$ și $Re_{cr2} = 10000$).

Regimul laminar de mișcare se caracterizează prin faptul că traiectoriile particulelor nu se intersectează, în timp ce la mișcarea turbulentă apar vârtejuri, traiectoriile moleculelor în mișcare intersectându-se.

9.2. ECUAȚIA FUNDAMENTALĂ A MIȘCĂRII GAZELOR

Considerăm un jet de gaz de secțiunea variabilă, care se deplasează între niște pereți rigizi. Stabilim două secțiuni de control A_1 și A_2 între care gazul primește fluxul termic \dot{Q}_{12} . Vom presupune că frecarea gazului de pereții conductei este neglijabilă (fig. 9.1). Bilanțul de energie între secțiunile A_1 și A_2 este de forma:

$$\begin{aligned} \dot{m}u_1 + \dot{m}p_1v_1 + \dot{m}\frac{w_1^2}{2} + \dot{m}gz_1 + \dot{Q}_{12} &= \\ &= \dot{m}u_2 + \dot{m}p_2v_2 + \dot{m}\frac{w_2^2}{2} + \dot{m}gz_2 \end{aligned} \quad (9.5)$$

în care au intervenit: energia internă, lucru mecanic de dislocație, energia cinetică potențială și transferul de energie prin efect termic. Dacă în relația (9.5) neglijăm energia de potențială, obținem:

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = h_1 - h_2 + q_{12} \quad (9.6)$$

Această euație reprezintă ecuația fundamentală a mișcării scrise pentru un gaz perfect aflat în regim staționar, la care am neglijat frecările. Studiul mișcării gazului au drept scop calculul vitezei și a debitului, cât și condițiile în care aceste mărimi capătă valori maxime.

9.3. MIȘCAREA GAZULUI PERFECT ÎNTR-UN AJUTAJ CONVERGENT

Ajutajele au scopul de a accelera un gaz. Ele pot avea secțiunea constantă sau variabilă. Cele convergente se folosesc în vederea accelerării gazului datorită micșorării continue a secțiunii. Secțiunea minimă corespunde secțiunii de ieșire din ajutoraj (fig. 9.2). Pentru mișcarea adiabatică a gazului:

$$q_{12} = 0 \quad (9.7)$$

și considerând nulă viteza gazului în secțiunea de intrare A_1 din (9.6) rezultă:

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)} \quad (9.8)$$

Între secțiunile A_1 și A_2 putem scrie:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (9.9)$$

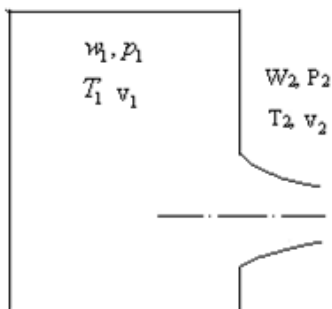


Figura 9.2
Ajutaj convergent

astfel că:

$$w_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (9.10)$$

Viteza de mișcare a gazului este funcție în mod expres de natura lui. Cu cât gazul are o densitate mai mică cu atât viteza sa este mai mare, în baza ecuației:

$$p_1 v_1 = \frac{\mathfrak{R}}{M} T_1; p \frac{1}{\rho_1} = \frac{\mathfrak{R}}{M} T_1 \quad (9.11)$$

Viteza gazului este direct proporțională și cu temperatura inițială a acestuia. Tot din relația (9.10) observăm ca viteza sa crește pe măsură ce raportul presiunilor scade. Valoarea maximă se atinge la destinderea în vid ($p_2 = 0$).

$$w_{\max} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \mathfrak{R} T_1} \quad (9.12)$$

Debitul de gaz care trece prin secțiunea de ieșire A_2 se determină utilizând ecuația continuității:

$$\dot{m} = \frac{w_2 A_2}{v_2} = A_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (9.13)$$

Pentru determinarea debitului maxim punem condiția:

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial \left(\frac{p_2}{p_1} \right)} = 0 \quad (9.14)$$

iar valoarea critică a presiunii rezultă din

$$\frac{p_{cr}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k+1}} \quad (9.15)$$

astfel că debitul maxim de gaz este de forma:

$$\dot{m}_{max} = A_{cr} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{2kp_1\rho_1}{k+1}} \quad (9.16)$$

iar viteza în secțiunea critică este de forma:

$$w_{cr} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_1} \cdot w_{max} \quad (9.17)$$

În expresia lui \dot{m} separăm factorul de debit Ψ :

$$\Psi = \sqrt{\frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (9.18)$$

prin urmare:

$$\dot{m} = \Psi A_2 \sqrt{2p_1\rho_1} \quad (9.19)$$

valoarea maximă a factorului Ψ atingându-se în secțiunea critică:

$$\Psi_{cr} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{k}{k+1}} \quad (9.20)$$

Valoarea temperaturii corespunzătoare presiunii p_{cr} rezultă din ecuația transformării adiabatică:

$$T_{cr} = \frac{2}{k+1} T_1 \quad (9.21)$$

iar din ecuația lui Clapeyron obținem:

$$\frac{v_1}{v_{cr}} = \frac{\rho_{cr}}{\rho_1} = \frac{p_{cr}}{p_1} \cdot \frac{T_1}{T_{cr}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (9.22)$$

Revenind în ecuația (9.19) obținem:

$$\psi A_2 = \frac{\dot{m}}{\sqrt{2p_1\rho_1}} = \text{constant} \quad (9.23)$$

Astfel, pentru a accelera un gaz trebuie ca ψ să crească în timp ce secțiunea scade. Presiunea scade în lungul ajutorului de la valoarea p_1 la valoarea p_2 , în timp ce factorul de debit ψ crește. La valoarea presiunii $p_2 = p_{cr}$, debitul devine maxim, factorul de debit ajungând la valoarea ψ_{cr} , iar în secțiunea de ieșire (secțiunea minimă a ajutorului) viteza, temperatura și densitatea au valori critice. Secțiunea în care ψ este maxim se numește secțiune critică, deci:

$$\psi_{\max} \cdot A_{cr} = \frac{\dot{m}_{\max}}{\sqrt{2p_1\rho_1}} \quad (9.24)$$

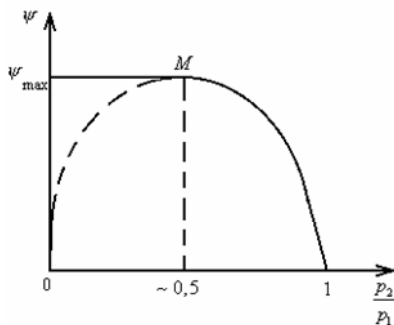


Figura 9.3
Variația funcției ψ la curgerea unui fluid printr-un ajutor convergent-divergent.

Dacă un gaz este evacuat printr-un orificiu, el își delimitează secțiunea de curgere, ajutorul trebuind să urmărească forma jetului. La ajutorajele convergente s-a găsit experimental că:

$$p_2 < p_{cr} \approx 0,5p_1 \quad (9.25)$$

iar factorul de debit $\psi = \psi_{\max}$, (vezi ramura OM din Figura 9.3 ramură de natură teoretică). Într-un ajutor convergent, viteza gazului crește pe măsură ce presiunea scade.

$$w_{cr} = \sqrt{kTR_{cr}} = w_s \quad (9.26)$$

În ajutorul convergent, vitezele sunt mai mici decât viteza sunetului (w_s) iar debitul are valoare maximă (viteza sunetului atingându-se în secțiunea minimă ajutorului).

În ajutorul convergent, regimul de mișcare depinde de valoarea presiunii mediului în care ajunge jetul de gaz. Astfel:

- Regimul subcritic de mișcare a gazului are loc la

$$p_2 > p_{cr} \quad (9.27)$$

și are ca trăsătură funcționarea liniștită a ajutorului (viteza și debitul gazului se calculează cu (9.10) și (9.13));

- Regimul critic de funcționare are loc la:

$$p_2 = p_{cr} \quad (9.28)$$

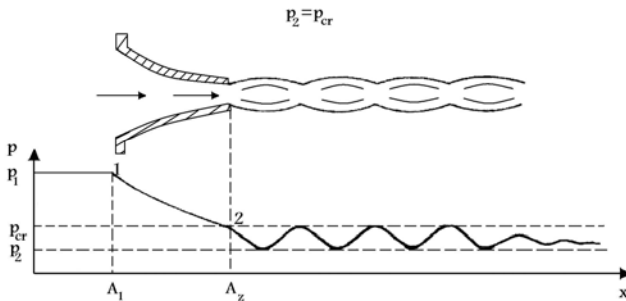


Figura 9.4
Influența contrapresiunii exterioare asupra jetului.

Viteza și debitul gazului capătă valori maxime ce se determină cu relațiile (9.17) și (9.16); în secțiunea minimă viteza gazului atinge viteza locală a sunetului.

- Regimul supracritic de funcționare are loc la:

$$p_2 < p_{cr} \quad (9.29)$$

presiunea gazului la ieșirea din ajutoraj fiind mai mare decât cea a mediului ambiant.

9.4. MIȘCAREA GAZULUI PERFECT ÎNTR-UN AJUTAJ COVERGENT - DIVERGENT

Ajutajul convergent-divergent, reprezentat în Figura 9.5, are rolul de a destinde gazul până la presiuni mai mici decât presiunea critică. Din:

$$\dot{m} = \frac{A w}{v} = \text{constant} \quad (9.30)$$

deducem că dacă valoarea lui v crește mai repede decât cea a lui A atunci viteza gazului depășește viteza sunetului. În consecință, dacă la un ajutoraj convergent se atașează unul divergent, gazul se va destinde în acesta atingând viteze supersonice, funcție de parametrii mișcării. În porțiunea divergentă a ajutorajului, $\frac{p}{p_1} < \frac{p_{cr}}{p_1}$, coeficientul de debit se găsește pe ramura

OM din Figura 9.3. Viteza maximă la ieșirea din ajutoraj se determină cu (9.12), în care $p_2 = 0$. Deci:

$$\frac{w_{\max}}{w_s} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \quad (9.31)$$

Debitul maxim se determină cu (9.16). Ajutajul convergent-divergent (sau ajutorajul de Laval) poate fi utilizat și la accelerarea gazelor, precum și la frânarea lor. Relația debitului (9.30) poate fi scrisă de forma:

$$\frac{dA}{A} + \frac{dw}{w} - \frac{dv}{v} = 0 \quad (9.32)$$

și utilizând ecuația transformării adiabatică rezultă:

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{p} \quad (9.33)$$

Utilizându-se ecuația lui *Bernoulli*

$$\frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} = \text{constant} \quad (9.34)$$

găsim:

$$\frac{dw}{w} = -\frac{dp}{\rho w^2} \quad (9.35)$$

Din relațiile (9.26) și (9.32), obținem:

$$\frac{dA}{A} = \frac{w_s^2 - w^2}{k w^2} \cdot \frac{dp}{p} \quad (9.36)$$

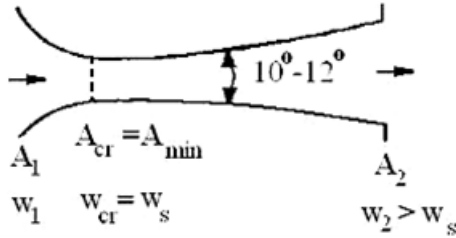
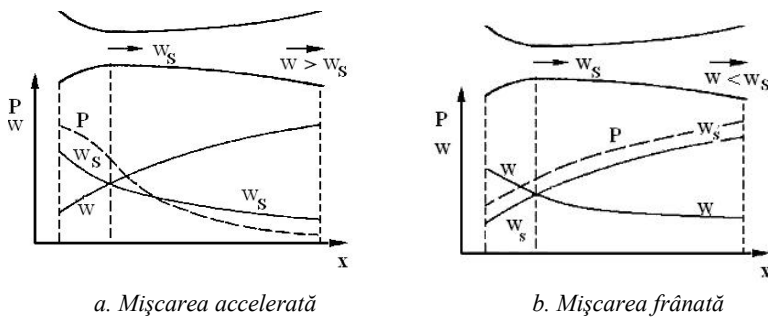


Figura 9.5
Ajutaj convergent-divergent

din care rezultă situațiile:

- Mișcarea accelerată (când $dp < 0$) a gazului are loc într-un ajutaj la care secțiunea poate varia ca mai jos (fig. 9.6 a):
 $w < w_s$; $dA < 0$ - ajutajul este convergent;
 $w = w_s$; $dA = 0$ - conductă cilindrică;
 $w > w_s$; $dA > 0$ - ajutajul este divergent.

Ajutajul convergent-divergent este utilizat la accelerarea gazului. În lungul său presiunea scade, viteza locală a sunetului scade și ea datorită mișcării temperaturii în timpul destinderii adiabactice. Există trei regime: subsonic ($M < 1$), sonic ($M = 1$) sau supersonic ($M > 1$).



a. Mișcarea accelerată

b. Mișcarea frânată

Figura 9.6

Variația presiunii și vitezei într-un ajutaj convergent-divergent

- Mișcarea frânată (când $dp > 0$) a gazului are loc într-un ajutaj la care secțiunea poate varia ca mai jos (fig. 9.6 b);

$w > w_s$;	$dA < 0$ - ajutorajul este convergent;
$w = w_s$;	$dA = 0$ - ajutorajul este cilindric;
$w < w_s$.	$dA > 0$ - ajutorajul este divergent.

În această situație un gaz intră într-un ajutoraj Laval cu viteză mai mare decât cea a sunetului și își micșorează viteza până la viteza sunetului în secțiunea minimă, pentru ca la ieșirea din ajutoraj gazul să aibă o viteză subsonică. Presiunea acestuia crește pe seama energiei cinetice având loc o compresie adiabatică în care crește temperatura, fapt soldat cu creșterea vitezei locale a sunetului (fig. 9.6 b).

În regimul sonic și supersonic de funcționare a ajutorajelor de Laval au loc fenomene care ridică probleme deosebite în tehnica aerospațială, cum ar fi: unde de șoc, zgomote puternice, etc.

9.5. MĂRIMI DE FRÂNARE

La gazul ce se deplasează adiabatic și cu frecare neglijabilă, ecuația fundamentală (9.6) se poate scrie de forma:

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2} = h^* \quad (9.37)$$

unde h^* este *entalpia masică de frânare*. Aceasta reprezintă entalpia unui gaz a cărui viteză scăzut de la w la zero. Ea fiind deci mai mare decât entalpia masică clasică cu factorul cinetic. Cu ajutorul ei introducem *temperatura de frânare* astfel:

$$c_p T^* = c_p T + \frac{w^2}{2} \quad (9.38)$$

din care:

$$T^* = T + \frac{w^2}{2c_p} = T + \frac{k-1}{kR} \cdot \frac{w^2}{2} \quad (9.39)$$

Din relația (9.39) deducem că amplasând un termometru într-un jet de gaz, acesta va indica o temperatură mai mare decât temperatura reală a gazului datorită frânării gazului de către termometrul respectiv. Termometrul va indica valoarea:

$$T_1 = T + r \frac{k-1}{kR} \cdot \frac{w^2}{2}, r < 1 \quad (9.40)$$

unde r este coeficientul de restabilire. Ceea ce înseamnă că o parte din energia cinetică se regăsește în entalpie.

Analog, energia internă masică de frânare o determinăm cu:

$$u^* = c_v T + \frac{w^2}{2k} = u + \frac{w^2}{2k} \quad (9.41)$$

Mărimile de frânare au importanță în cazul unor viteze relative mari.

9.6. MIȘCAREA CU FRECARE A GAZELOR

Practic mișcarea unui gaz se realizează cu viteze mai mici decât cele de la mișcarea teoretică, datorită frecărilor gazului de pereții ajutorajului prin care acesta se deplasează.

Astfel:

$$w_r = \varphi w_t, \varphi < 1 \quad (9.42)$$

Unde: φ -coeficient de frecare

Din relația (9.8) rezultă că:

$$\varphi = \sqrt{\frac{h_1 - h_{2'}}{h_1 - h_2}} \quad (9.45)$$

Frecarea este însoțită de o creștere a entropiei masice, așa încât punctul real final este 2' caracterizat de o entropie mai mare decât a punctului inițial (fig. 9.7).

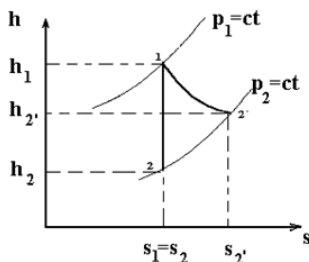


Figura 9.7

Procesul real de destindere adiabată a unui fluid între presiunile p_1 și p_2 .

Pentru turbinele de gaze sau de vapori definim randamentul relativ intern (randamentul politropic) cu relația:

$$\eta_p = \frac{h_1 - h_{2'}}{h_1 - h_2} = \varphi^2 \quad (9.46)$$

Pentru turbine de abur cu condensator

$$\eta_{ip} = 0,65 \dots 0,80$$

9.7. MĂSURAREA DEBITELOR CU AJUTORUL DIAFRAGMEI

Diafragma este o piesă în formă de disc în care este practicat un orificiu, și care se montează pe o conductă în vederea măsurării debitelor. Diafragma reduce secțiunea de scurgere a fluidului, viteza acestuia crește, iar debitul se poate determina datorită diferenței de presiune. Diafragmele pot fi (fig. 9.8): dreptunghiulară (se montează pe conductele de aer cu secțiunea dreptunghiulară), segment (se montează pe conductele în care se transportă medii cu suspensii solide) și circulară, care sunt cele recomandate, datorită solicitării hidraulice simetrice. La diafragma dreptunghiulară se impune proporționalitatea laturilor.

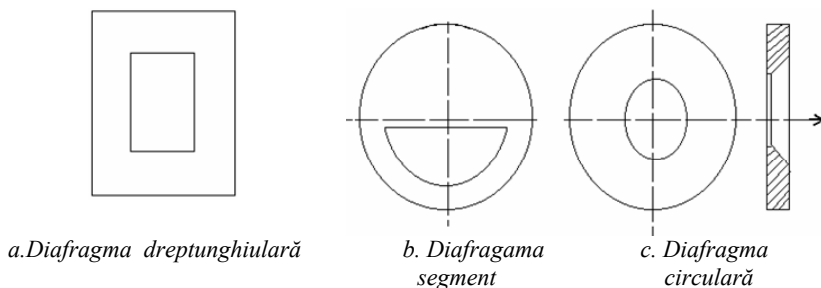


Figura 9.8
Tipuri de diafragme.

Diafragma se montează pe porțiunile drepte ale conductelor, avându-se în vedere ca în amonte și în aval, pe o distanță de minim $10 d$ să nu apară perturbări hidraulice. Conform figurii 9.9, pentru cele două secțiuni notate, se poate scrie ecuația lui Bernoulli:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{w_2^2}{2} + \lambda \frac{w_2^2}{2} \quad (9.47)$$

Termenul $\lambda \frac{w_2^2}{2}$ reprezintă pierderea de energie unitară datorită frecărilor în diafragmă.

Notând cu:

$$m = \frac{A_0}{A_1} \text{ - coeficientul de diafragmare} \quad (9.48)$$

și

$$\mu = \frac{A_2}{A_0} \text{ - coeficientul de stricționare} \quad (9.49)$$

și folosind ecuația de continuitate:

$$\dot{m} = \rho w_1 A_1 = \rho w_2 A_2 = \text{constant} \quad (9.50)$$

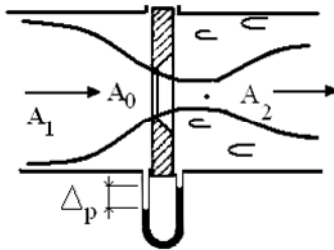


Figura 9.9
Diafragmă montată pe o conductă.

se obține:

$$w_1 = \frac{\mu m}{\sqrt{1 - \mu^2 m^2 + \lambda}} \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho}} \quad (9.51)$$

Debitul de fluid ce trece prin conductă este dat de relația:

$$\dot{m} = \alpha A_0 \sqrt{2\rho(p_1 - p_2)} \text{ kg/s} \quad (9.52)$$

în care notăm:

$$\alpha = \frac{\mu}{\sqrt{1 + \mu^2 m^2 + \lambda}} \quad (9.53)$$

Practic, coeficientul de debit se determină cu relația:

$$\alpha = \alpha_0 a_1 a_2 a_3 \quad (9.54)$$

în care intervin: influența viscozității - a_1 , rugozitatea conductei - a_2 , gradul de prelucrare a muchiei de atac a diagrafei - a_3 .

$$\alpha_0 \in (0,6 \div 0,8) \quad (9.55)$$

Pentru fluidele compresibile:

$$\alpha_c = \varepsilon \alpha \quad (9.56)$$

unde ε este coeficientul de compresibilitate și depinde de natura gazului și de valoarea lui Δp . În măsurători curente, $\varepsilon = 1$.

• **Aplicație:**

Să se dimensioneze supapa de siguranță a caldarinei principale la un pescador "Superatlantic" care produce 15t de abur pe oră, abur saturat la presiunea de 7 bar, $k = 1,135$.

Rezolvare:

Considerăm orificiul supapei un orificiu convergent pentru $D=4,17\text{kg/s}$ și aplicăm următoarea ecuație:

$$A_{\min} = \frac{D}{\psi_{\max} \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}}} = \frac{4,17}{0,536 \sqrt{2 \cdot 7 \cdot 10^5}} = 1,85 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 = 18,5 \text{cm}^2$$

Conform relației $\psi_{\max} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{k}{k+1}}$, avem:

$$\psi_{\max} = \left(\frac{2}{1,135+1}\right)^{\frac{1}{1,135-1}} \cdot \sqrt{\frac{1,135}{1,135+1}} = 0,536$$

$$p_0 = 7 \text{ bar}; \rho_0 = 0,273 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Diametrul orificiului supapei de siguranță va fi:

$$18,5 = \frac{\pi \cdot D^2}{4}; D = \sqrt{\frac{18,5}{0,785}} = 4,85 \text{cm} = 48,5 \text{mm}$$

CAPITOLUL X

ARDEREA

10.1. NOȚIUNI GENERALE

Arderea reprezintă o oxidare violentă a substanțelor combustibile. Acest proces este însoțit de degajare de căldură și emisie de lumină. Numim reactanți corpurile care intră în procesul arderii și produși cele care rezultă. În producția arderii constituienții principali sunt gazele de ardere.

Există trei tipuri clasice de procese de ardere, funcție de viteza de propagare a frontului de ardere, și anume:

- deflagrația: $w < 30$ m/s;
- detonația: $30 < w < 200$ m/s;
- explozia: $w > 200$ m/s.

În procesele industriale curente de ardere se utilizează deflagrația. Oxigenul necesar arderii provine din aer. În anumite cazuri acesta se află în legăturile chimice ale combustibilului.

Elementele chimice clasice care prin ardere dezvoltă căldură și emit lumină sunt carbonul, hidrogenul și sulful, care, pe lângă alți componenți alcătuiesc combustibilul. Fiecare din aceste componente participă cu o anumită proporție.

Combustibilii clasici se împart în trei grupe: solizi, lichizi și gazoși. Compoziția chimică a combustibililor solizi și lichizi se dă prin participația masică a elementelor componente g_i (carbonului, hidrogenului, sulfului, apei, oxigenului, azotului și sterilului), sub forma:

$$g_C + g_H + g_S + g_w + g_O + g_N + g_p = 1. \quad (10.1)$$

Compoziția chimică a combustibililor gazoși se dă prin participația volumică, γ_i .

$$\gamma_i = \frac{V_i}{\sum V_i} = \frac{V_i}{V_{am}}. \quad (10.2)$$

Ei pot să apară sub forma unei hidrocarburi sau a unui amestec de gaze combustibile ca: oxidul de carbon, hidrogenul, metanul, propanul etc. Amestecul poate să conțină și oxigen, azot, bioxid de carbon, hidrogen sulfurat. Un combustibil gazos se dă sub forma:

$$\gamma_{CO} + \gamma_H + \gamma_{C_mH_m} + \gamma_O + \gamma_N + \gamma_{CO_2} + \gamma_{H_2S} = 1. \quad (10.3)$$

Pentru ca arderea să se declanșeze, combustibilul va primi *energia minimă de aprindere* pe baza căreia se definește *temperatura de aprindere*. Cu cât concentrația de oxigen este mai mare, cu atât temperatura de aprindere este mai mică, concentrația în oxigen fiind cea care influențează viteza de aprindere.

Arderea depinde în principal de natura combustibilului. Se urmărește o omogenizare cât mai bună a combustibilului cu oxigenul necesar arderii. Concentrația oxigenului în atmosfera de ardere este și ea un factor determinant. Cu cât concentrația în oxigen crește și temperatura de ardere crește, temperatura de aprindere scade. Construcția focarului este un alt factor determinant în procesele de ardere. Astfel, o construcție optimă de focar trebuie să asigure: preîncălzirea combustibilului, dezvoltarea flăcării, evacuarea cenușii, evacuarea gazelor de ardere, siguranța în exploatare etc.

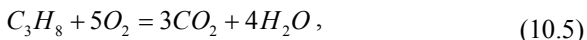
O ardere se numește completă atunci când oxidarea combustibilului este totală. O ardere este incompletă atunci când oxidarea reactanților este parțială. Astfel, oxidarea carbonului poate crea bioxid de carbon printr-o ardere completă, sau oxid de carbon printr-o ardere incompletă.

Arderea se poate desfășura cu contracție volumică atunci când producții ocupă un volum mai mic decât reactanții. Arderea completă a carbonului se face cu contracție volumică



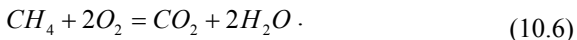
deoarece în reacție intră un volum de carbon și unul de oxigen, rezultând un volum de bioxid de carbon.

Arderea se poate produce însă și cu o dilatare volumică, ca în cazul arderii propanului, când producții ocupă un volum mai mare decât reactanții



Se observă că din șase volume de reactanți rezultă șapte volume de producții.

Există arderi în care volumul rămâne constant, cum ar fi arderea metanului.



10.2. ARDEREA COMBUSTIBILILOR SOLIZI ȘI LICHIZI

Scriind reacțiile chimice de oxidare, determinăm cantitatea de oxigen necesară arderii unui kg de combustibil și gazele de ardere rezultate. Considerăm că reacțiile de ardere se desfășoară la starea normală caracterizată de: $T_0 = 273,15 \text{ K}$; $p_0 = 101325 \text{ Pa}$. Scriem reacțiile de oxidare completă a carbonului, hidrogenului și sulfului:

$$C + O_2 = CO_2, \quad (10.7)$$

$$H_2 + \frac{1}{2}O_2 = H_2O, \quad (10.8)$$

$$S + O_2 = SO_2, \quad (10.9)$$

Din ecuațiile scrise pentru un kmol de substanță, obținem:

$$12 \text{ kg } C + 32 \text{ kg } O_2 = 44 \text{ kg } CO_2, \quad (10.10)$$

$$2 \text{ kg } H_2 + 16 \text{ kg } O_2 = 18 \text{ kg } H_2O, \quad (10.11)$$

$$32 \text{ kg } S + 32 \text{ kg } O_2 = 64 \text{ kg } SO_2. \quad (10.12)$$

Ținând seama de valorile numerelor de masă molară:

$$\begin{aligned} M_C &= 12 \text{ kg / kmol} \\ M_{H_2} &\approx 2 \text{ kg / kmol} \\ M_S &\approx 32 \text{ kg / kmol} \\ M_{O_2} &\approx 32 \text{ kg / kmol} . \end{aligned} \quad (10.13)$$

și înmulțind cu participațiile masice ale elementelor combustibile obținem:

$$g_C \text{ kg } C + \frac{8}{3} g_C \text{ kg } O_2 = \frac{11}{3} g_C \text{ kg } CO_2, \quad (10.14)$$

$$g_H \text{ kg } H_2 + 8 g_H \text{ kg } O_2 = 9 g_H \text{ kg } H_2O, \quad (10.15)$$

$$g_S \text{ kg } S + g_S \text{ kg } O_2 = 2 g_S \text{ kg } SO_2. \quad (10.16)$$

Cantitatea minimă de oxigen necesară arderii teoretice (stoichiometrice):

$$O_{\min} = \frac{8}{3} g_C + 8 g_H + g_S - g_O, \quad [\text{kg/kg combustibil}] \quad (10.17)$$

Cum participația masică a oxigenului în aer este de 23,2%, cantitatea minimă de oxigen necesar arderii este dată de relația:

$$L_{\min} = \frac{O_{\min}}{0,232}, \quad [\text{kg aer/kg combustibil}]. \quad (10.18)$$

Ca o ardere să fie completă trebuie să se introducă mai mult aer decât cantitatea minimă necesară determinată stechiometric, pentru ca fiecare moleculă de C , H și S să găsească oxigenul necesar reacției.

Indicele excesului de aer α reflectă cele de mai sus:

$$L_{real} = \alpha L_{min}, \quad \alpha > 1 \quad (10.19)$$

Valorile lui α depind de tipul focarului și de natura combustibilului, astfel că la combustibilii solizi $\alpha = 1,2\dots 2$, iar la combustibilii lichizi $\alpha = 1,2\dots 1,4$.

Cu cât α este mai mare, cu atât randamentul procesului de ardere este mai scăzut.

Cantitățile de oxigen și de aer necesare arderii se pot exprima și în unități de volum raportate la 1 kg de combustibil, știind că la starea normală gazul perfect clasic are volumul molar

$$\mathcal{O}_0 = 22,414 \quad Nm^3 / kmol \quad (10.20)$$

Oxigenul necesar arderii în unități volumice, este:

$$O_{min} = V_M \left(\frac{g_C}{12} + \frac{g_H}{4} + \frac{g_S}{32} - \frac{g_O}{32} \right), \quad [Nm^3 / kg \text{ combustibil}] \cdot \quad (10.21)$$

unde $V_M = 22,414 \quad Nm^3 / kmol$, volum molar la starea normală a gazului perfect.

Volumul minim de aer necesar arderii unui kg combustibil solid sau lichid se calculează cu relația:

$$V_{min} = \frac{O_{min}}{0,21}, \quad [Nm^3 \text{ aer} / kg \text{ combustibil}] \cdot \quad (10.22)$$

unde s-a ținut seama de faptul că participația volumică a oxigenului în aer este de 21%.

Gazele de ardere se calculează cu relația:

$$m_g = \frac{11}{3} g_C + 9g_H + 2g_S + g_w + g_N + (\alpha - 0,232)L_{min}, \quad [kg / kg] \quad (10.23)$$

sau în Nm^3

$$V_g = 22,414 \left(\frac{g_C}{12} + \frac{g_H}{2} + \frac{g_S}{32} + \frac{g_w}{18} + \frac{g_N}{28} \right) + (\alpha - 0,21)L_{min}, \quad (10.24)$$

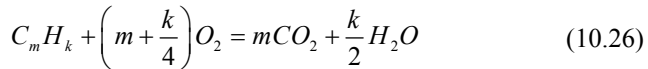
$[Nm^3 / kg]$

10.3. ARDEREA COMBUSTIBILILOR GAZOȘI

Combustibilii gazoși se prezintă sub forma participațiilor volumice pentru care scriem:

$$\sum \gamma_i = 1. \quad (10.25)$$

O hidrocarbură oarecare arde în modul următor:



sau

$$\begin{aligned} 22,414 Nm^3 C_m H_k + 22,414 \left(m + \frac{k}{4}\right) Nm^3 O_2 = \\ = 22,414 m Nm^3 CO_2 + 22,414 \frac{k}{2} Nm^3 H_2O \end{aligned}$$

$$1 Nm^3 C_m H_k + \left(m + \frac{k}{4}\right) Nm^3 O_2 = m Nm^3 CO_2 + \frac{k}{2} Nm^3 H_2O \quad (10.27)$$

Oxygenul minim necesar arderii se calculează cu relația:

$$O_{\min} = \left(m + \frac{k}{4}\right), \left[Nm^3 \text{oxigen} / Nm^3 C_m H_k \right], \quad (10.28)$$

Cantitatea minimă de aer necesară arderii este:

$$V_{\min} = \frac{O_{\min}}{0,21}, \left[Nm^3 \text{aer} / Nm^3 C_m H_k \right]. \quad (10.29)$$

Cantitatea reală de aer se determină cu ajutorul indicelui excesului de aer

$$V_{\text{real}} = \alpha V_{\min}. \quad (10.30)$$

Gazele de ardere rezultate în urma arderii unui $Nm^3 C_m H_k$:

$$V_g = m + \frac{k}{2} + (\alpha - 0,21) V_{\min}, \left[Nm^3 / Nm^3 C_m H_k \right]. \quad (10.31)$$

10.4. CĂLDURA DE REACȚIE

O reacție de ardere completă va ține seama atât de energiile reactanților cât și de cele ale produșilor arderii, dar și de transferurile de energie dintre aceștia și mediul ambiant.

Cât privește convenția de semne, reacțiile chimice exoterme au loc cu degajare de căldură, iar efectul lor termic se consideră pozitiv; reacțiile chimice endoterme au un efect termic negativ, deoarece compușii lor preiau căldura din exterior.

În timpul arderii se degajă o cantitate de căldură numită căldură de reacție. Aceasta depinde de modul în care s-a desfășurat reacția de oxidare: izocor, izobar, izoterm etc. Astfel:

$$C + O_2 = CO_2 + Q_r. \quad (10.32)$$

Definim căldura de reacție ca fiind cantitatea de căldură degajată prin arderea completă și izotermă a 1 kg dintr-un combustibil.

Notând cu U_1 energia internă totală a reactanților, și cu U_2 energia internă totală a produșilor arderii, din pricipiul întâi obținem:

$$U_1 - U_2 = Q_r + L_{12}, \quad (10.33)$$

sau

$$U_1 - U_2 = Q_r + \int_1^2 p dV. \quad (10.34)$$

Pentru arderea la $V=ct$:

$$Q_v = U_1 - U_2 \quad (10.35)$$

Pentru arderea la $p=ct$:

$$U_1 - U_2 = Q_p + p\Delta V \quad (10.36)$$

din care:

$$Q_p = I_1 - I_2. \quad (10.37)$$

Cum:

$$Q_p = Q_v - p \cdot \Delta V \quad (10.38)$$

și scriid ecuația lui Clapeyron:

$$\begin{aligned} p \cdot V &= n \Re T \\ p \cdot \Delta V &= \Delta n \Re T \end{aligned} \quad (10.39)$$

unde $n - nr.$ de *kmoli*

Obținem:

$$Q_p = Q_v - \Re T \Delta n \quad (10.40)$$

Pentru arderea cu variație de volum:

$$Q_p > Q_v, \text{ pentru } \Delta V < 0 \quad (10.41)$$

Și:

$$Q_p < Q_v, \text{ pentru } \Delta V > 0 \quad (10.42)$$

cele două călduri de reacție sunt egale

$$Q_p = Q_v, \text{ pentru } \Delta n = n_2 - n_1 = 0 \quad (10.43)$$

Căldura de reacție este diferită, în general, de energia chimică. Scriind energia internă totală ca sumă dintre energia chimică E_0 și energia internă sensibilă U_S (care exprimă variația temperaturii corpului):

$$U = E_0 + U_S, \quad (10.44)$$

unde:

$$U_S = \int_0^T mc_v dT, \quad (10.45)$$

energia chimică fiind egală cu energia internă a corpului aflat la temperatura 0 K.

Pentru o reacție de ardere la $T = \text{ct.}$ și $p = \text{ct.}$, în care reacțanții au energie internă sensibilă U_{sT1} , iar produșii de ardere U_{sT2} , ecuația de conservare a energiei este de forma:

$$U = E_0 + U_{sT1} = U_{sT2} + Q_{vT} = \text{constant}, \quad (10.46)$$

de unde obținem:

$$E_0 = Q_{vT} + U_{sT2} - U_{sT1}. \quad (10.47)$$

Cum natura reacțiilor diferă de cea a produșilor de ardere, energiile lor interne sensibile sunt în general diferite

$$U_{sT2} \neq U_{sT1} \quad (10.48)$$

însemnând că și energia chimică este diferită de căldura de reacție. Pentru $U_{sT2} > U_{sT1}$ se obține $E_0 > Q_{vT}$ și pentru $U_{sT2} < U_{sT1}$, găsim că $E_0 < Q_{vT}$. Energia chimică este egală cu căldura de reacție dacă $U_{sT2} = U_{sT1}$.

Pentru reacțiile de ardere care se desfășoară la $T = \text{ct.}$ și $p = \text{ct.}$, ecuația (10.47) se prezintă de forma:

$$E_0 = Q_{pT} + H_{sT2} - H_{sT1} \quad (10.49)$$

La variația temperaturii procesului de ardere variația căldurilor de reacție se calculează cu:

$$\delta Q_v = dU_{s1} - dU_{s2} \quad (10.50)$$

$$\delta Q_p = dH_{s1} - dH_{s2} \quad (10.51)$$

Din (10.50) și (10.51) (10.45) și

$$H_s = \int_0^T m c_p dT, \quad (10.52)$$

Se scriu relațiile lui *Gustav Kirchoff*

$$\left[\frac{d(\Delta U)}{dT} \right]_v = \sum n_2 C_{v2} - \sum n_1 C_{v1}; \quad (10.53)$$

$$\left[\frac{d(\Delta H)}{dT} \right]_p = \sum n_2 C_{p2} - \sum n_1 C_{p1}; \quad (10.54)$$

unde cu n_1 s-a notat numărul de kilomoli de reactanți cu căldurile molare C_{v1}, C_{p1} , și cu n_2 s-a notat numărul de kilomoli de produși de ardere cu căldurile molare C_{v2}, C_{p2} .

Cu ajutorul căldurii de reacție introducem puterea calorifică a unui combustibil.

Puterea calorifică a unui combustibil reprezintă căldura de reacție izoterm – izobară degajată prin arderea completă a unei cantități de combustibil egală cu unitatea. Starea de referință este cea normală, arderea având loc la parametrii

$$\begin{aligned} p_0 &= 101325 \text{ Pa} \\ T_0 &= 273,15 \text{ K} \end{aligned} \quad (10.55)$$

După starea de agregare în care apare apa în producția de ardere definim:

– puterea calorifică *superioară* P_s egală cu căldura de reacție izoterm – izobară, când apa se află în faza lichidă în producția de ardere;

– puterea calorifică inferioară P_i egală cu căldura de reacție izoterm – izobară, când apa se află în faza gazoasă (abur) în producții de ardere.

Diferența dintre puterea calorifică superioară P_s și puterea calorifică inferioară P_i este *căldura latentă de vaporizare* a m kg apă care se regăsește în producții de ardere

$$P_s - P_i = ml_v \quad [J / kg]. \quad (10.56)$$

Puterea calorifică se află experimental sau din reacțiile de ardere. În cazul arderii incomplete

$$C + \frac{1}{2} O_2 = CO + Q_{p1}; \quad (10.57)$$

$$CO + \frac{1}{2} O_2 = CO_2 + Q_{p2}, \quad (10.58)$$

Cu specificația că:

$$Q_p = Q_{p1} + Q_{p2}, \quad (10.59)$$

ecuație care reprezintă *legea lui G. Hess*. Utilizând puterea calorifică se gasește *legea lui Guy – Stodola*, cu care lucrul mecanic tehnic maxim se scrie ca fiind

$$L_m = B \cdot P_s + T_0 (S_2 - S_1), \quad (10.60)$$

Expresie analogă cu cea a exergiei, unde B este cantitatea totală de combustibil, T_0 – temperatura mediului ambiant, iar $(S_2 - S_1)$ – variația entropiei corpurilor în reacție.

Teoretic puterea calorifică a combustibililor se determină cu ajutorul ecuațiilor de ardere de forma:

$$g_C \text{ kg } C + \frac{8}{3} g_C \text{ kg } O_2 = \frac{11}{3} g_C \text{ kg } CO_2 + g_C Q_{pC}; \quad (10.61)$$

$$\gamma_{C_m H_k} Nm^3 C_m H_k + \left(m + \frac{k}{4}\right) \gamma_{C_m H_k} Nm^3 O_2 = m \gamma_{C_m H_k} Nm^3 CO_2 + \quad (10.62)$$

$$+ \frac{k}{2} \gamma_{C_m H_k} Nm^3 H_2O + \gamma_{C_m H_k} \cdot Q_{pC_m H_k}.$$

Datorită existenței apei în componența combustibilului, puterea calorifică a combustibililor solizi și lichizi se poate determina cu relația lui *P. L. Dulong*:

$$P_i = 33,9 g_C + 121,4 \left(g_H - \frac{g_O}{8} \right) + 10,47 g_S - 2,5 g_w, \quad [MJ / kg], \quad (10.63)$$

sau utilizând relațiile lui *D. I. Mendeleev*

$$P_i = 33,9 g_C + 142,36 \left(g_H - \frac{g_O}{8} \right) + 10,47 g_S - 2,5 (9g_H + g_w), \quad (10.64)$$

$[MJ / kg],$

$$P_i = 33,9 g_C + 142,36 \left(g_H - \frac{g_O}{8} \right) + 10,47 g_S + 22,602 g_H, \quad (10.65)$$

$[MJ / kg],$

Pentru combustibilii gazoși se folosește relația

$$P_i = 10,79 \gamma_H + 12,632 \gamma_{CO} + 22,895 \gamma_{H_2S} + 35,807 \gamma_{CH_4} +$$

$$+ 59,045 \gamma_{C_2H_4} + 63,728 \gamma_{C_2H_6} + 85,974 \gamma_{C_3H_6} +$$

$$+ 87,268 \gamma_{C_6H_6} + 99,625 \gamma_{C_3H_8} + \dots, \quad [MJ / Nm^3]. \quad (10.66)$$

10.5. TEMPERATURA DE ARDERE

Temperatura teoretică de ardere se definește ca fiind temperatura gazelor de ardere la sfârșitul arderii complete adiabatică. Scriind bilanțul termic cu ajutorul puterii calorifice inferioare a combustibilului:

$$h_c + h_a + P_i = h_g \quad (10.67)$$

în care s-a notat cu h entalpiile masice ale: combustibilului – h_c , aerului necesar arderii – h_a și gazelor de ardere – h_g .

Entalpia masică a combustibilului se calculează la modul:

$$h_c = \sum_{k=1}^m g_k \bar{c}_{pk} \Big|_{T_0}^{T_c} \cdot (T_c - T_0), \quad [J / kg \text{ comb.}], \quad (10.68)$$

unde $T_0 = 273,15 \text{ K}$, T_c – temperatura absolută a combustibilului și $\bar{c}_{pk} \Big|_{T_0}^{T_c}$ – căldura masică medie a componentei k a cărei participație masică este g_k . Analog, entalpia masică a aerului necesar arderii se calculează cu:

$$h_a = \alpha L_{\min} \bar{c}_{pa} \Big|_{T_0}^{T_a} \cdot (T_a - T_0), \quad [J / \text{kg comb.}], \quad (10.69)$$

unde T_a – temperatura absolută a aerului, iar $\bar{c}_{pa} \Big|_{T_0}^{T_a}$ – căldura masică medie a aerului între temperaturile T_0 și T_a .

Entalpia masică a gazelor de ardere la temperatura teoretică de ardere T este de forma:

$$h_g = \sum_{j=1}^s m_j \bar{c}_{pj} \Big|_{T_0}^T \cdot (T - T_0), \quad [J / \text{kg comb.}], \quad (10.70)$$

unde m_j – masa componentei j (la 1 kg combustibil) în gazele de ardere și

$\bar{c}_{pj} \Big|_{T_0}^T$ – căldura masică medie a acestei componente.

În consecință astfel temperatura teoretică de ardere a combustibilului rezultă ca fiind:

$$T = T_0 + \frac{P_i + \sum_{k=1}^m g_k \bar{c}_{pk} \Big|_{T_0}^{T_c} \cdot (T_c - T_0) + n L_{\min} \bar{c}_{pa} \Big|_{T_0}^{T_a} \cdot (T_a - T_0)}{\sum_{j=1}^s m_j \bar{c}_{pj} \Big|_{T_0}^T} \quad (10.71)$$

Temperatura teoretică de ardere este cu atât mai ridicată cu cât puterea calorifică inferioară este mai mare și cu cât aerul și combustibilul au temperaturile mai ridicate.

Temperatura reală de ardere este mai scăzută decât cea teoretică deoarece ea depinde de indicele excesului de aer, de tipul arzătorului și calitatea amestecului combustibil – aer, de geometria focarului etc.

- **Aplicație:**

Un motor diesel naval utilizează un amestec de combustibili lichizi păcură și motorină în proporție de 50% fiecare; motorina are compoziția C=86%, H=11%, O=1%, S=0,9%, N=1,1%, iar păcura are compoziția C=87%, H=9%, S=2,5%, O=0,5%, N=1%. Să se determine consumul specific de aer, știind că motorul are un consum specific de 120 g/CP h .

Rezolvare:

Utilizând relația $O_{\min} = 1,867 \left[C + 3 \left(H - \frac{O - S}{8} \right) \right]$ vom avea:

$$Q_{\min \text{ motorină}} = 1,867 \left[0,86 + 3 \left(0,11 + \frac{0,009}{8} \right) \right] = 2,23 \frac{m_N^3}{kg \text{ comb}}$$

$$O_{\min \text{ păcură}} = 1,867 \left[0,87 + 3 \left(0,09 - \frac{0,005 - 0,025}{8} \right) \right] = 2,14 \frac{m_N^3}{kg \text{ comb}}$$

$$O_{\text{total}} = \frac{2,23 + 2,14}{2} = 2,18 \frac{m_N^3}{kg \text{ comb}}$$

$$V_{\text{total}} = \frac{2,18}{0,21} = 10,38 \frac{m_N^3}{kg \text{ comb}}$$

Consumul specific de aer, având în vedere consumul specific de combustibil va fi:

$$V_{\text{specific}} = 0,12 \cdot 10,38 = 1,245 \frac{m_N^3 \text{ aer}}{CPH}$$

CAPITOLUL XI

COMPRESORUL CU PISTON

Compressorul cu piston este alcătuit dintr-un cilindru al cărui capac este dotat cu două orificii controlate de către supapele de aspirație și de refulare (S_a și S_r). În interiorul cilindrului, pe o lungime de cursă S , se deplasează un piston între punctul mort superior (P.M.S.) și cel inferior (P.M.I.) (vezi Fig.11.1).

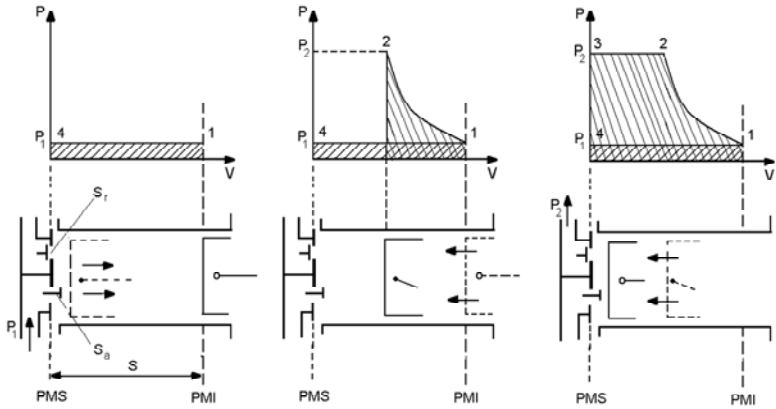


Figura 11.1

Fazele diagramei de funcționare ale compresorului teoretic cu piston.

11.1. COMPRESORUL TEORETIC CU PISTON

Vom considera un compresor pentru aer, care poate lucra fără spațiu mort și fără pierderi de masă și de energie, și care nu necesită diferență de presiune nici la aspirație nici, nici la refulare.

Ciclul de funcționare al compresorului teoretic cu piston se realizează în modul următor:

- La deplasarea pistonului de la P.M.S. la P.M.I., supapa de aspirație S_a , este deschisă, iar gazul pătrunde în cilindru la presiunea p_1 , din colectorul de admisie; aceasta reprezintă faza de aspirație (4 - 1) din fig.11.1. În acest timp, pistonul descrie cursa S .
- Pistonul se deplasează de la P.M.I. la P.M.S. cu ambele supape închise; gazul din cilindru va fi comprimat până la presiunea p_2 din colectorul de refulare; are loc faza de compresie 1 - 2 din fig. 11.1.

- Când presiunea atinge valoarea p_2 supapa de refulare S_r se deschide și are loc faza de evacuare 2 - 3 din fig. 11.1.
- În punctul P.M.S., prin deschiderea supapei de aspirație, simultan cu închiderea celei de refulare, are loc egalizarea presiunilor la volum teoretic nul 3 - 4, izocoră, din fig 11.1.

Lucrul mecanic L_t , consumat de compresorul teoretic pentru realizarea unui ciclu este alcătuit din suma lucrurilor mecanice schimbate pe fiecare transformare considerând compresia 1 - 2 politropică, scriem expresiile lucrurilor mecanice:

$$L_{41} = p_1 V_1; L_{12} = \frac{1}{1-n} (p_1 V_1 - p_2 V_2);$$

$$L_{23} = -p_2 V_2; L_{34} = 0$$

Astfel:

$$L_t = L_{41} + L_{12} + L_{23} + L_{34} = p_1 V_1 + \frac{1}{1-n} (p_1 V_1 - p_2 V_2) - p_2 V_2$$

sau:

$$L_t = \frac{n}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = L_{12} \quad (11.1)$$

Dacă în relația (11.1) se introduce expresia lucrului mecanic la compresia politropică:

$$L_{12} = \frac{p_1 V_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$$

Și dacă notăm raportul dintre presiunea de refulare p_2 și presiunea de aspirație p_1 , cu β (β – raport de compresie):

$$L_t = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \beta^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (11.2)$$

Transformarea după care are loc compresia, poate fi adiabatică, politropică sau izotermă (fig.11.2).

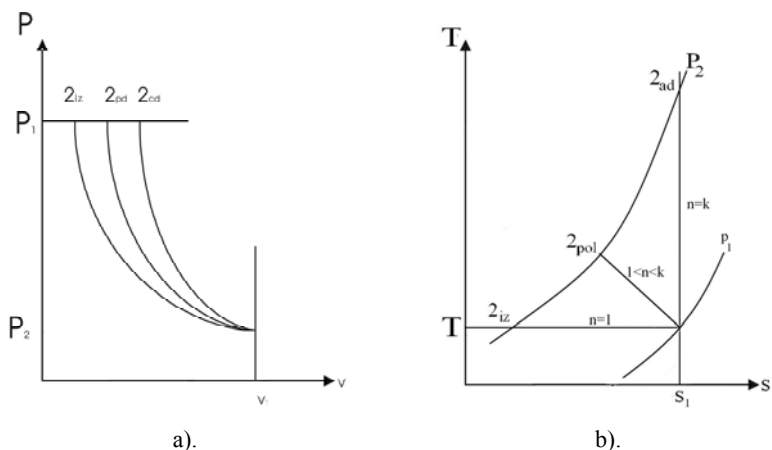


Figura 11.2
 Reprezentarea fazei de comprimare în diagramele $p - v$ și $T - s$.

Din figură rezultă că lucrul mecanic consumat este minim în cazul comprimării izoterme, compresorul funcționând economic. Funcționarea compresorului ar fi optimă, dacă s-ar putea realiza o asemenea răcire a cilindului, încât agentul de răcire să preia de la gazul evolutiv, în fiecare moment, o cantitate de caldură echivalentă lucrului mecanic consumat în procesul de comprimare.

O compresie apropiată de izotermă se poate obține printr-o răcire eficientă a cilindului (cu cămașă de apă) și care, de fapt, apropie compresia de o transformare politropă.

11.2. COMPRESORUL TEHNIC

Compresorul tehnic se construiește cu un spațiu între capacul cilindului și capul pistonului când acesta ajunge la extremitatea cursei. Existența acestui spațiu permite deschiderea supapelor de admisie și evacuare, situate în capacul cilindului.

Acest spațiu numit mort sau vătămător, V_c , (fig.11.3.) modifică ciclul de funcționare al compresorului tehnic și introduce două mărimi ce caracterizează de fapt un compresor cu piston.

Caracteristica constructivă ε_0 are uzual valori cuprinse între 0,05 și 0,1 și este dată de raportul:

$$\varepsilon_0 = \frac{V_c}{V_h} \quad (11.3)$$

unde V_h – cilindree

Când pistonul se deplasează de la P.M.S. la P.M.I., volumul de gaz rămas în spațiul vătămător se destinde de la presiunea p_2 până la p_1 , când supapa de aspirație se deschide. Prin urmare, supapa S_a nu se deschide în punctul 3, ci în punctul 4, astfel că în ciclul de funcționare al compresorului tehnic are loc și o fază de destindere, iar volumul de gaz real aspirat va fi V_a , $V_a < V_h$ (fig.11.3).

Astfel, la aceleași dimensiuni ale cilindrului debitul de gaz comprimat într-un ciclu este mai mic în cazul compresorului tehnic, decât în cazul celui teoretic.

Influența spațiului vătămător asupra debitului compresorului este dată de coeficientul (gradul de umplere), care este cea de a doua caracteristică a compresorului, fiind însă de natură funcțională.

$$\mu = \frac{V_a}{V_h} \quad (11.4)$$

Lucrul mecanic consumat de compresorul tehnic este dat de aria 1234 (fig. 11.3) care este diferența ariilor 12 ab și 34 ab (fig.11.3)

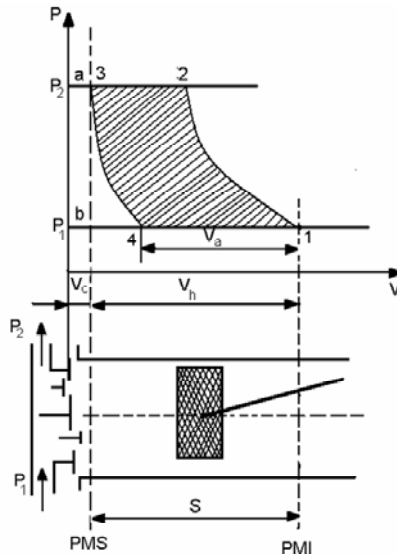


Figura 11.3
Ciclul teoretic de funcționare al compresorului tehnic

Considerând transformările 1 - 2 și 3 - 4 politrope cu același exponent n , din relația (11.2), stabilită pentru compresorul teoretic obținem:

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \beta^{\frac{n-1}{n}} \right] - \frac{n}{n-1} p_1 V_4 \left[1 - \beta^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{n}{n-1} p_1 (V_1 - V_4) \left[1 - \beta^{\frac{n-1}{n}} \right]$$

Introducând volumul real de gaz aspirat pe ciclu $V_a = V_1 - V_4$, obținem expresia lucrului mecanic pe ciclu:

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 V_a \left[1 - \beta^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{n}{n-1} p_1 V_a \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (11.5)$$

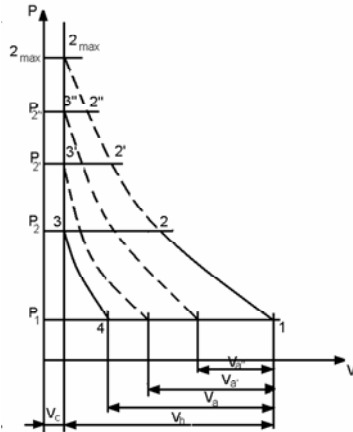


Figura 11.4
Ciclul teoretic al compresorului tehnic funcționând
cu diferite rapoarte de comprimare.

La creșterea presiunii de refulare, ciclul de funcționare al compresorului tehnic se modifică (fig. 11.4), volumul real de gaz aspirat va scădea, scăzând debitul compresorului.

Volumul generat de cursa pistonului V_h rămânând același, micșorarea lui V_a va cauza scăderea valorii gradului de umplere al compresorului.

Din fig. 11.4 se vede că raportul de comprimare β atinge o valoare maximă, atunci când curba de comprimare intersectează izocora spațiului vătămător (punctul 2 max). În acest caz, curba de comprimare se confundă cu cea de destindere, aria ciclului devine zero, iar compresorul nu mai debitează. Volumul de gaz aspirat fiind nul rezultă că $\mu = 0$, de unde determinăm presiunea maximă de refulare.

Dacă în relația (11.4) înlocuim:

$$V_a = V_1 - V_4 = (V_c + V_h) - V_4 = \varepsilon_0 V_h + V_h - V_4 \quad (11.6)$$

3 - 4 politropă, deci:

$$V_4 = V_c \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} = \varepsilon_0 V_h \beta^{\frac{1}{n}} \quad (11.7)$$

obținem:

$$\mu = \frac{V_h (1 + \varepsilon_0) - \varepsilon_0 V_h \beta^{\frac{1}{n}}}{V_h} \quad (11.8)$$

sau:

$$\mu = 1 - \varepsilon_0 \left(\beta^{\frac{1}{n}} - 1 \right) \quad (11.9)$$

Punând condiția $\mu = 0$, la valoarea β_{\max} :

$$1 - \varepsilon_0 \left(\beta_{\max}^{\frac{1}{n}} - 1 \right) = 0; \beta_{\max}^{\frac{1}{n}} = \frac{1}{\varepsilon_0} + 1 \quad (11.10)$$

deci:

$$\beta_{\max} = \left(\frac{1}{\varepsilon_0} + 1 \right)^n \quad (11.11)$$

$$p_{\max} = p_1 \left(\frac{1}{\varepsilon_0} + 1 \right)^n \quad (11.12)$$

(11.12) reprezintă relația matematică a presiunii maxime de refulare.

11.3. COMPRESORUL ÎN TREPTE

Așa cum s-a văzut, presiunea gazului comprimat nu poate crește peste o limită maximă cu o singură unitate funcțională. Mai mult, temperatura gazului crește foarte mult, depășind temperatura de autoaprindere a uleiului de ungere, iar gradul de umplere al compresorului scade odata cu creșterea raportului de comprimare. Astfel, pentru obținerea unor presiuni ridicate, se folosește compresorul în trepte, în care gazul este supus unor comprimări succesive, în două sau mai multe unități funcționale. Fiecare din acestea reprezintă o treaptă de comprimare. Între treptele de comprimare care se succed, gazul este răcit la presiune constantă, până la temperatura inițială.

Comprimarea în trepte permite depășirea raportului de comprimare maxim. De asemenea îmbunătățește economicitatea compresorului, deoarece răcirile intermediare dintre trepte apropie curba reală de comprimare de alura compresiei izoterme, care așa cum s-a văzut este compresia optimă.

Figura 11.6 reprezintă, ciclul teoretic de funcționare al compresorului în două trepte de comprimare, reprezentat la rândul său în fig. 11.5.

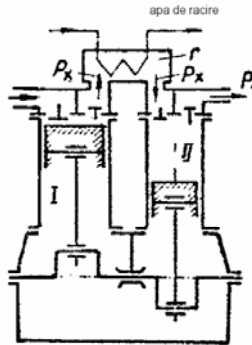


Figura 11.5

Schema de principiu a unui compresor în două trepte: I, II-cilindrii celor două trepte de comprimare; r-răcitor intermediar.

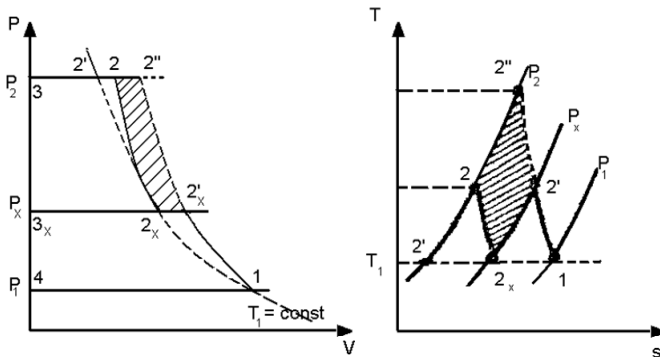


Figura 11.6

Ciclul de funcționare al compresorului teoretic în două trepte, reprezentat în diagramele $p - v$ și $T - s$

Gazul aspirat în cilindrul I de joasă presiune la presiunea p_1 , este comprimat până la o presiune intermediară $p_1 < p_x < p_2$, după ciclul teoretic $4 - 1 - 2'_x - 3_x$; după refularea din prima treaptă, gazul este răcit până la

presiunea p_x în răcitorul intermediar r . Răcirea se face izobar până la temperatura inițială T_1 .

Aspirat în cea de-a doua treaptă (de înaltă presiune), gazul este comprimat până la presiunea de refulare p_2 , după ciclul $3_x - 2_x - 2 - 3$.

Observăm din figura 11.6 că față de compresorul într-o treaptă de comprimare (ciclul $4 - 1 - 2'' - 3$), cel în două trepte și răcire intermediară realizează o economie de lucru mecanic, reprezentat de aria hașurată și o micșorarea a temperaturii finale a gazului ($T_2 < T_2''$).

Considerând că în ambele trepte compresiile sunt politrope, cu același exponent politropic n , lucrul mecanic consumat de compresorul în două trepte se stabilește cu relația (11.2) dedusă anterior pentru compresorul teoretic:

$$L = L_I + L_{II} = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \frac{n}{n-1} p_x V_{2x} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (11.13)$$

Cum starea 2_x , la ieșirea din compresor, se află pe izoterma T_1 , din ecuația izotermei $p_x V_{2x} = p_1 V_1$ obținem:

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[2 - \left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (11.14)$$

Valoarea presiunii intermediare p_x , pentru care economia de lucru mecanic este maximă, se obține punând condiția ca lucrul mecanic consumat să fie minim ($dL/dp_x = 0$). Pentru a ușura calculul facem substituția $(n-1)/n = z$ în relația (11.14):

$$-\frac{z p_x^{z-1}}{p_1^z} + \frac{y p_x^{z-1} p_2^z}{p_x^{2z}} = 0$$

de unde:

$$p_x = \sqrt{p_1 p_2} \quad (11.15)$$

sau:

$$\frac{p_x}{p_1} = \frac{p_2}{p_x} = \beta_i \quad (11.16)$$

Lucrul mecanic consumat de compresorul compresorul în trepte este minim când presiunea intermediară ia valoarea dată de relația (11.15) și când raportul de comprimare β_i , este același pe fiecare treaptă și egal ca valoare cu radical din gradul de compresie $\beta = p_2/p_1$; $\beta_i = \sqrt{\beta}$.

Cu cele de mai sus relația (11.14), a lucrului mecanic capătă forma:

$$L = 2 \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \beta_i^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ sau } L = 2 \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \beta^{\frac{n-1}{2n}} \right] \quad (11.17)$$

11.4. FUNCȚIONAREA REALĂ A COMPRESORULUI TEHNIC

Diagrama indicată (diagrama reală de funcționare a compresorului tehnic) reprezentată în fig. 11.7, prezintă niște abateri față de diagrama teoretică (fig. 11.4). Acestea apar datorită ipotezelor simplificatoare făcute la studiul teoretic al funcționării compresorului.

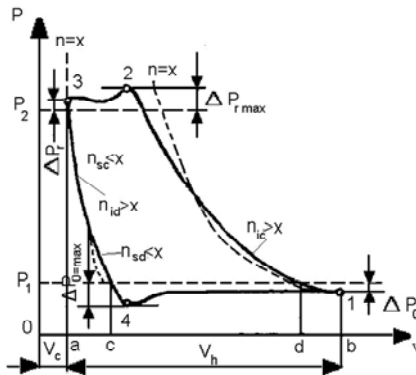


Figura 11.7

Diagrama reală, indicată a compresorului tehnic.

Curgerea cu frecarea gazului de pereții conductelor, schimbarea direcției de curgere, procesul de laminare care are loc la trecerea gazului prin secțiunile îngustate ale supapelor, cât și faptul că supapele nu se deschid sau închid instantaneu determină la aspirație și la refulare o scădere de presiune Δp_a , respectiv Δp_r . Valorile mari ale căderilor de presiune $\Delta p_{a,max}$ și $\Delta p_{r,max}$ rezultă din deschiderea treptată a supapelor, astfel că la începutul fazelor de admisie și refulare orificiile supapelor au secțiunile de trecere mici.

La începutul comprimării și la sfârșitul destinderii, gazul fiind mai rece decât pereții cilindrului, va primi căldură de la aceștia, iar la sfârșitul compresiei și începutul destinderii, gazele (fiind mai calde) vor ceda căldură pereților cilindrului. Rezultă că exponentul politropic n este variabil.

Datorită complexității indusă de această variabilitate, în calculele tehnice vom lucra cu valoarea medie a exponentului politropic.

Neetanșeitățile dintre piston și cilindru, cât și cele datorate ventilelor, prin micșorarea cantității de aer comprimat, provoacă o scădere a gazului de umplere și debitare, așa încât gradul de umplere real nu este cel dat de

$$\text{relația } \mu = \frac{V_a}{V_h}, \text{ ci, } \mu = \frac{\overline{cd}}{ab} \text{ (vezi fig. 11.7).}$$

Acestea duc la mărirea suprafeții delimitată de ciclul real, comparativ cu cel teoretic, astfel încât lucrul mecanic indicat $L_{i,r}$, necesar efectuării unei digrame reale, este mai mare decât cel aferent efectuării ciclului teoretic și se poate determina prin planimetrarea diagramei indicate a compresorului tehnic.

Gazele de temperatură T_l din conducta de aspirație se încălzesc în urma contactului cu pereții calzi ai cilindrilor, astfel că la sfârșitul cursei de aspirație temperatura gazului din cilindru $T'_l > T_l$. Gradul de debitare (sau randamentul de debit) care ține cont de această încălzire este:

$$\lambda = \mu \frac{T_l}{T'_l} \quad (11.18)$$

în raport subunitar:

$$\lambda_t = \frac{T_l}{T'_l} = \frac{\lambda}{\mu} \quad (11.19)$$

reprezintă gradul de umplere termometric. Practic, o răcire puternică a cilindrilor tinde să realizeze în practică un grad de umplere termometric unitar, adică $T_l = T'_l$ sau $\lambda = \mu$.

11.5. DEBITUL, PUTEREA ȘI RANDAMENTELE COMPRESOARELOR CU PISTON

Debitul real refulat de gaz, determinat la presiunea și temperatura stării de aspirație, pentru un compresor cu i cilindrii în paralel, de diametru d , și cu o cursă a pistonului s , funcționând cu n_r rotații pe minut, este dat de relația:

$$V_r = \lambda V_h n_r i = \lambda \frac{\pi d^2}{4} s n_r i \quad \left[\text{m}^3/\text{min} \right] \quad (11.20)$$

Randamentul izotermic, dat de raportul dintre lucrul mecanic izotermic L_{iz} (lucrul mecanic consumat la compresia izotermă, când funcționarea compresorului ar fi optimă) și lucrul mecanic indicat:

$$\eta_{iz} = \frac{L_{iz}}{L_i} \quad (11.21)$$

ține seama de consumul suplimentar de energie necesar în cilindrul compresorului pentru efectuarea unui ciclu real. Deoarece depinde de gardul de compresie, valoarea randamentului izotermic scade de la 18% la 65%, când acesta crește de la 3 la 7.

Puterea teoretică care asigură lucrul mecanic izotermic într-un ciclu, care se realizează la o rotație completă a arborelui este:

$$P_{iz} = \frac{L_{iz} n_r}{60} \quad [\text{kW}] \quad (11.22)$$

iar puterea indicată necesară antrenării pistonului:

$$P_i = \frac{L_i n_r}{60} = \frac{L_{iz} n_r}{60 \eta_{iz}} \quad [\text{kW}] \quad (11.23)$$

Lucrul mecanic efectiv necesar funcționării compresorului cuprinde atât lucrul mecanic indicat, cât și consumul de energie mecanică necesar antrenării instalațiilor auxiliare ale compresorului precum și pentru învingerea frecărilor din lagăre, sistemul bielă-manivelă, etc.

Randamentul mecanic este dat de raportul dintre puterea indicată și puterea efectivă cerută de antrenarea la cuplă a arborelui compresorului:

$$\eta_m = \frac{P_i}{P_e} \quad (11.24)$$

Acest randament are valori cuprinse între 85% și 95% pentru compresoare de joasă presiune, sub 10 bari și debite mai mici de 50 m³/min.

Randamentul economic (total) al compresorului:

$$\eta_e \eta_{iz} \eta_m = \frac{P_{iz}}{P_e} \quad (11.25)$$

Din relațiile (11.21), (11.23), (11.25) obținem expresia puterii efective necesară pentru antrenarea compresorului:

$$P_e = \frac{P_i}{\eta_m} = \frac{P_{iz}}{\eta_m \eta_{iz}} = L_{iz} \frac{n_r}{60} \frac{1}{\eta_m \eta_{iz}} \quad (11.26)$$

• **Aplicație:**

Pentru răcirea alimentelor din cambuza unui cargou de 7800 tdw se utilizează o instalație frigorifică cu compresie de vapori. Agentul frigorific utilizat este freonul R12. Compresorul asigură un debit de 1,5 m³/min la următorii parametri de aspirație: $p_1 = 1.54 \text{ daN/cm}^2$ și temperatura de -20°C.

Presiunea de compresie este de 5 daN/cm². Coeficientul politropic de compresie este 1,15, coeficientul spațiului vătămător este $\varepsilon=0.05$, iar turația de 300 rot/min.

Să se determine:

- temperatura de iesire a freonului;
- puterea necesară antrenării compresorului dacă randamentul mecanic este $\eta_m=0,9$;
- dimensiunile principale ale compresorului știind că raportul $S/d=1,2$.

Rezolvare:

$$\text{a)} \quad T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 253 \cdot 5^{\frac{0,15}{1,15}} = 321,1\text{K}$$

$$\text{b)} \quad \text{Utilizând relația } L_{c_{pol}} = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ avem:}$$

$$L_{c_{pol}} = \frac{1,15}{0,15} 1,54 \cdot 10^5 \cdot 1,5 \left[1 - 5^{\frac{0,15}{1,15}} \right] = 0,41 \cdot 10^6 \text{ J/min}$$

$$L_{iz} = -1,54 \cdot 10^5 \cdot 1,5 \cdot \ln 5 = -0,372 \cdot 10^6 \text{ J/min}$$

$$\eta_{iz} = \frac{-0,372 \cdot 10^6}{0,14 \cdot 10^6} = 0,9$$

$$\eta_e = \eta_m \cdot \eta_{iz} = 0,9 \cdot 0,9 = 0,81$$

Puterea necesară antrenării va fi:

$$P = \frac{L_{iz}}{60 \cdot \eta_e \cdot 1000} = \frac{0,372 \cdot 10^6}{60 \cdot 0,81 \cdot 1000} = 7,6 \text{ kW}$$

c) Gradul de umplere:

$$\mu = 1 - \varepsilon \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] = 1 - 0,05 \left[5^{\frac{1}{1,15}} - 1 \right] = 0,847$$

Volumul aspirat de compresor:

$$V_a = \frac{V}{N} = \frac{1,5}{300} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

Cilindreea compresorului:

$$V_c = \frac{V_a}{\mu} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{0,847} = 5,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

Diametrul pistonului:

$$d = \sqrt{\frac{4V_c}{1,2\pi}} = 0,187 \text{ m} = 187 \text{ mm}$$

Cursa:

$$s = 1,2 \cdot d = 1,2 \cdot 187 = 224 \text{ mm}$$

CAPITOLUL XII

CICLURILE TEORETICE ALE MOTOARELOR CU ARDERE INTERNĂ

12.1. GENERALITĂȚI

Un motor cu ardere internă este o mașină de forță, în care energia termică obținută prin arderea combustibilului în interiorul cilindrului, se transformă parțial în energie mecanică.

În cilindrul motorului, nu se realizează un ciclu închis, cilindrul fiind periodic umplut cu aer și golit de produsele rezultate în urma arderii.

Fenomenele reale care au loc într-un ciclu motor sunt complexe dacă se ține seama de schimbul variabil de energie termică dintre fluid și cilindru, chiulasă, piston și de procesele termogazodinamice care caracterizează procesul de schimb de gaze.

Complexitatea proceselor termodinamice ce se produc în cilindru motor impune introducerea unor ipoteze simplificatoare care permit studierea evoluției fluidului motor astfel încât cilindrul să devină o schemă termodinamică simplă care permite compararea diferitelor cicluri din punct de vedere al randamentelor respective, la perfecționarea ciclurilor și al motoarelor cu ardere internă.

Ipotezele simplificatoare sunt:

- masa fluidului motor care strabate ciclul este constantă (masa poate fi unitară);
- căldura specifică fluidului motor este constantă;
- compoziția fluidului motor este omogenă și constantă;
- procesul de ardere al combustibilului este considerat drept un proces simplu cu cedare de energie termică, către fluidul motor;
- procesul de evacuare liberă este un proces de cedare a căldurii către mediul ambiant;
- presiunea fluidului în timpul procesului de admisie este egală cu presiunea fluidului în timpul procesului de evacuare forțată;
- frecările mecanice din cilindrul motor ca și rezistențele gazodinamice în curgerea fluidelor pe traseul de admisie, respectiv de evacuare, se neglijează;

Studiul ciclurilor teoretice se desfășoară în următoarele etape:

- reprezentarea ciclului în diagrama $p - v$;
- determinarea parametrilor fluidului motor în punctele caracteristice ale ciclului de funcționare;
- determinarea cantităților de căldură schimbate de fluidul motor pe parcursul ciclului;

- determinarea randamentului termic;
- specificarea valorilor parametrilor care intervin în relația randamentului termic;
- evaluarea comparativă a ciclurilor motoare considerate, cu precizarea modalităților de îmbunătățire a randamentului termic.

12.2. CICLUL TEORETIC AL MOTORULUI CU ARDERE MIXTĂ

Procesul de ardere constă în cedarea energiei termice către fluidul motor în transformări simple (la volum constant și la presiune constantă), iar evacuarea liberă constă în cedare de căldură către mediul ambiant într-o transformare la volum constant.

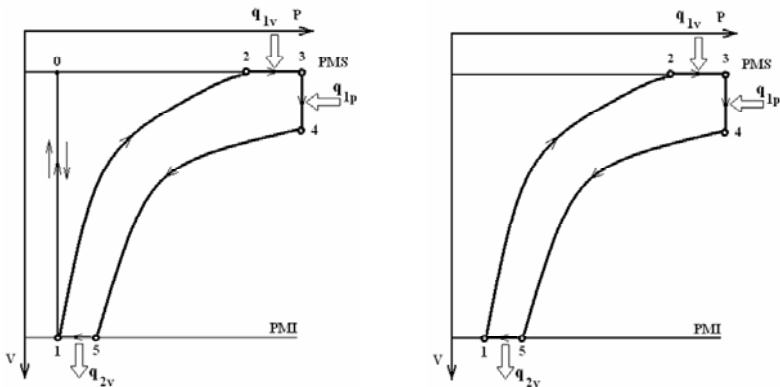


Figura 12.1

Ciclul teoretic al motorului cu ardere mixtă

a) motor în patru timpi;

b) motor în doi timpi

- 0 – 1 admisie la presiune constantă;
- 1 – 2 compresie adiabată;
- 2 – 3 ardere la volum constant;
- 3 – 4 ardere la presiune constantă;
- 4 – 5 destindere adiabată a gazelor de ardere;
- 5 – 1 evacuare liberă a gazelor la volum constant;
- 1 – 0 evacuare forțată a gazelor la presiune constantă.

12.2.1. Determinarea parametrilor fluidului motor în punctele caracteristice ale ciclului

Se consideră cunoscute valorile parametrilor în starea 1

$$p_1; V_1; T_1.$$

Transformarea (1 – 2) fiind o adiabată reversibilă cu exponentul adiabatic de comprimare k , avem:

$$p_1 V_1^k = p_2 V_2^k, \text{ sau} \quad (12.1)$$

$$T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1} \quad (12.2)$$

de unde rezultă:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k, \text{ și} \quad (12.3)$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k \quad (12.4)$$

sau

$$p_2 = p_1 \varepsilon^k \quad (12.5)$$

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} \quad (12.6)$$

unde $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$, raport (grad) de comprimare și este un parametru constructiv caracteristic.

Pentru transformarea izocoră 2 – 3 se consideră cunoscut parametrul

$$\lambda_p = \frac{p_3}{p_2} \text{ raportul de creștere al presiunii.}$$

Deci

$$p_3 = p_2 \lambda_p \quad (12.7)$$

$$T_3 = T_2 \lambda_p \quad (12.8)$$

sau

$$p_3 = p_1 \lambda_p \varepsilon^k \quad (12.9)$$

$$T_3 = T_1 \lambda_p \varepsilon^{k-1} \quad (12.10)$$

Transformarea izobară 3 – 4 este caracterizată prin raportul de destindere $\rho_V = \frac{V_4}{V_3}$ care se consideră cunoscut și el.

deci

$$V_4 = V_3 \rho_V \quad (12.11)$$

$$V_4 = \frac{V_1}{\varepsilon} \rho_V \quad (12.12)$$

$$T_4 = T_3 \rho_V \quad (12.13)$$

$$T_4 = T_1 \lambda_p \varepsilon^{k-1} \rho_V \quad (12.14)$$

$$p_4 = p_3 = p_1 \lambda_p \varepsilon^k \quad (12.15)$$

Transformarea 4 – 5 este o destindere adiabată reversibilă cu exponentul k , scriem deci:

$$p_5 V_5^k = p_4 V_4^k \quad (12.16)$$

$$T_5 V_5^{k-1} = T_4 V_4^{k-1} \quad (12.17)$$

Obținem:

$$p_5 = p_4 \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^k, \quad \text{și} \quad (12.18)$$

$$T_5 = T_4 \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^{k-1} \quad (12.19)$$

sau

$$p_5 = p_1 \lambda_p \varepsilon^k \left(\frac{V_1}{\varepsilon} \rho_V \frac{1}{V_1} \right)^k, \quad \text{și} \quad (12.20)$$

$$T_5 = T_1 \lambda_p \rho_V \varepsilon^{k-1} \left(\frac{V_1}{\varepsilon} \rho_V \frac{1}{V_1} \right)^{k-1}, \quad (12.21)$$

prin urmare

$$p_5 = p_1 \lambda_p \rho_V^k \quad (12.22)$$

$$T_5 = T_1 \lambda_p \rho_V^k \quad (12.23)$$

Centralizând, obținem tabelul 12.1.

Tabel 12.1.
Valorile parametrilor

	p	V	T
0	p_1	V_1 / ε	T_1
1	p_1	V_1	T_1
2	$p_1 \cdot \varepsilon^k$	V_1 / ε	$T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}$
3	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^k$	V_1 / ε	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^{k-1}$
4	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^k$	$V_1 \cdot \rho_V / \varepsilon$	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V \cdot \varepsilon^{k-1}$
5	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V^k$	V_1	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V^k$

12.2.2. Calculul cantităților de căldură schimbate pe ciclu

Acestea sunt:

$$q_{1V} = c_V (T_3 - T_2) \quad (12.24)$$

$$q_{1p} = c_p (T_4 - T_3) \quad (12.25)$$

$$q_{2V} = c_V (T_5 - T_1) \quad (12.26)$$

Rezultă prin înlocuiri:

$$q_{1V} = c_V T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda_p - 1) \quad (12.27)$$

$$q_{1p} = k c_V T_1 \lambda_p \varepsilon^{k-1} (\rho_V - 1) \quad (12.28)$$

$$q_{2V} = c_V T_1 (\lambda_p \rho_V^k - 1) \quad (12.29)$$

12.2.3. Calculul randamentului termic

Îl calculăm cu ajutorul căldurilor introduse pe ciclu și cedate pe ciclu.

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{2V}}{q_{1V} + q_{1p}} \quad (12.30)$$

Deci

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda_p \rho_V^k - 1}{(\lambda_p - 1) + k \lambda_p (\rho_V - 1)} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (12.31)$$

Pentru motoarele cu aprindere prin comprimare (mac), dam valorile:
 $\lambda_p = 1,1 \div 2,5$; $\rho_V = 1,1 \div 2$; $k = 1,4$; $\varepsilon = 10 \div 22$.

Ciclul teoretic al motorului cu ardere mixtă este ciclul de referință pentru motoarele cu aprindere prin comprimare care au viteza medie a pistonului $W_{pm} > 6,5$ [ms⁻¹].

12.3. CICLUL TEORETIC AL MOTORULUI CU ARDERE LA VOLUM CONSTANT

Procesul de ardere are loc la volum constant, iar evacuarea liberă este considerată o evacuare a căldurii la volum constant, către exterior.

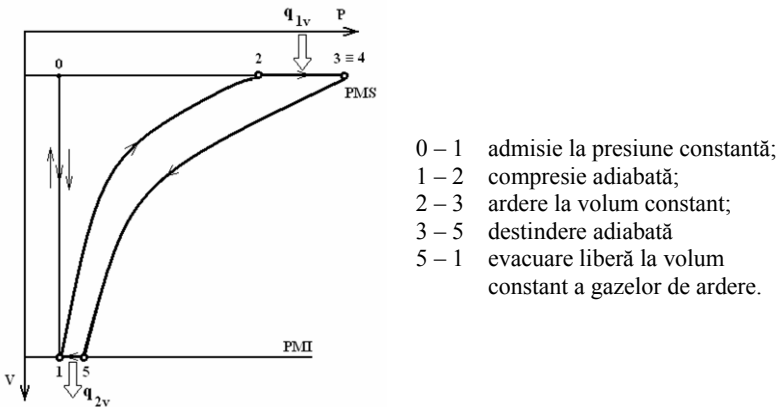


Figura 12.2
 Ciclul teoretic al motorului cu ardere la volum constant

Deoarece raportul de destindere $\rho_V = 1$, deci pentru calculul randamentului folosim relația (12.31) în care înlocuim $\rho_V = 1$. Deci:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (12.32)$$

Acest ciclu se folosește ca ciclu de referință pentru motoare cu aprindere prin scânteie (mas).
 $\varepsilon = 8 \div 10$; $k = 1,4$.

12.4. CICLUL TEORETIC AL MOTORULUI CU ARDERE LA PRESIUNE CONSTANTĂ

Arderea combustibilului are loc la presiune constantă, evacuarea liberă a gazelor de ardere fiind însoțită de cedarea de căldură către mediul ambiant la volum constant.

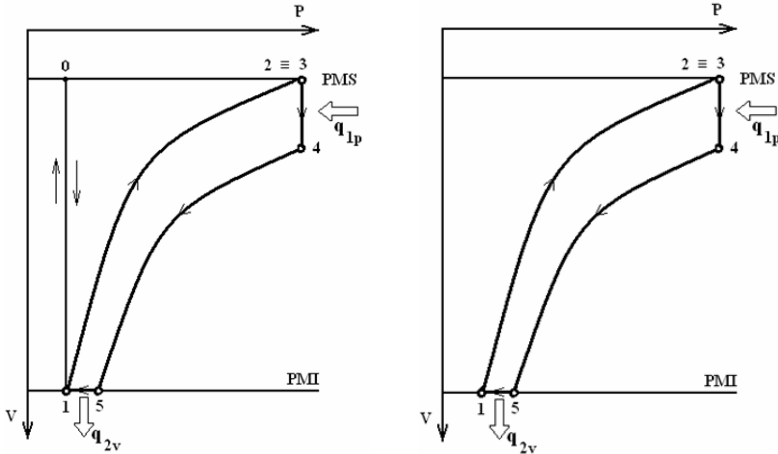


Figura 12.3

Ciclul teoretic al motorului cu ardere la presiune constantă

a) motor în patru timpi;

b) motor în doi timpi

- 0 – 1 admisie la presiune constantă;
- 1 – 2 compresie adiabată reversibilă;
- 3 – 4 ardere la presiune constantă;
- 4 – 5 destindere adiabată reversibilă;
- 5 – 1 evacuare liberă a gazelor de ardere la volum constant;
- 1 – 0 evacuare forțată a gazelor de ardere la presiune constantă.

Cum $\lambda_p = 1$, relația (12.31) devine:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho_v^k - 1}{k(\rho_v - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (12.33)$$

Acest ciclu se folosește ca referință pentru motoarele cu aprindere prin comprimare (mac) care au viteza medie a pistonului $W_{pm} \leq 6,5 [m s^{-1}]$.

$\varepsilon = 10 \div 18$; $\rho = 1,5 \div 2,5$; $k = 1,4$; $\lambda_p = 1$.

12.5. CICLURI TEORETICE CU DESTINDERE PRELUNGITĂ

O modalitate de creștere a puterii pe un cilindru motor îl reprezintă destinderea prelungită în cilindru prin creșterea cursei pistonului (motoare cu cursă superlungă, $\psi = S/D > 2$).

Destinderea prelungită poate avea loc și în afara cilindrului mai exact într-o turbină care acționează un compresor de aer de supraalimentare.

12.5.1. Ciclul teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune variabilă

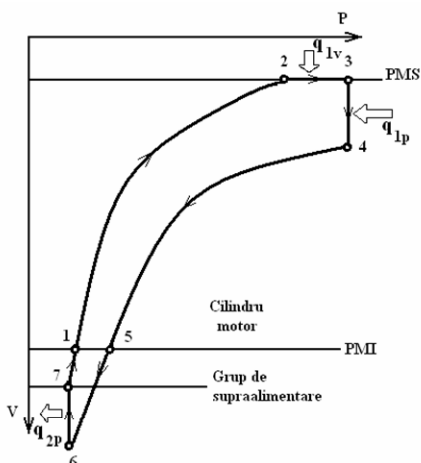


Figura 12.4
Ciclul teoretic cu destindere prelungită

- 1 – 2 compresie adiabată reversibilă;
- 2 – 3 ardere la volum constant;
- 3 – 4 ardere la presiune constantă;
- 4 – 5 destindere adiabată reversibilă;
- 5 – 6 destindere adiabată reversibilă în turbină;
- 6 – 7 evacuare din turbină la presiune constantă;
- 7 – 1 compresie adiabată reversibilă în compresorul de aer de supraalimentare.

12.5.1.1. Determinarea parametrilor fluidului motor în punctele caracteristice ale ciclului

Se consideră cunoscuți parametrii:

V_1 ; p_1 ; T_1 ; π - raportul de creștere a presiunii în compresorul de supraalimentare;

k - exponentul adiabatic.

Evoluția 1 – 2 fiind o compresie adiabatică și reversibilă, obținem:

$$p_1 V_1^k = p_2 V_2^k, \quad \text{\textit{și}} \quad (12.34)$$

$$T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1}, \quad \text{\textit{deci}} \quad (12.35)$$

$$p_2 = p_1 \varepsilon^k, \quad \text{\textit{și}} \quad (12.36)$$

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} \quad (12.37)$$

Pentru arderea 2 – 3 la volum constant se consideră cunoscut raportul de creștere al presiunii λ_p , prin urmare:

$$p_3 = p_1 \lambda_p \varepsilon^k, \quad (12.38)$$

$$T_3 = T_1 \lambda_p \varepsilon^{k-1}, \quad \text{\textit{iar}} \quad (12.39)$$

$$V_3 = V_2 = V_1 / \varepsilon$$

Arderea 3 – 4 la presiune constantă, evoluția 3 – 4, este caracterizată de raportul de destindere ρ_v , prin urmare:

$$p_4 = p_3 = p_1 \lambda_p \varepsilon^k, \quad (12.40)$$

$$V_4 = V_3 \rho_v, \quad (12.41)$$

$$V_4 = V_1 \rho_v / \varepsilon, \quad (12.42)$$

$$T_4 = T_3 \rho_v, \quad (12.43)$$

$$T_4 = T_1 \lambda_p \rho_v \varepsilon^{k-1}. \quad (12.44)$$

Pentru destinderea adiabată și reversibilă scriem relațiile:

$$p_5 V_5^k = p_4 V_4^k, \quad (12.45)$$

$$T_5 V_5^{k-1} = T_4 V_4^{k-1}, \quad (12.46)$$

$$V_5 = V_1.$$

Obținem astfel:

$$p_5 = p_4 \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^k, \quad \text{și} \quad (12.47)$$

$$T_5 = T_4 \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^{k-1} \quad (12.48)$$

sau

$$p_5 = p_1 \lambda_p \rho_V^k, \quad \text{și} \quad (12.49)$$

$$T_5 = T_1 \lambda_p \rho_V^k \quad (12.50)$$

Destinderea în turbină este considerată o adiabată reversibilă cu indicele adiabatic k , prin urmare putem scrie relațiile:

$$\frac{T_6}{p_6^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{T_5}{p_5^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (12.51)$$

$$T_6 = T_5 \left(\frac{p_6}{p_5} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (12.52)$$

$$p_6 = p_7 = \frac{p_1}{\pi}. \quad (12.53)$$

Obținem:

$$T_6 = T_1 \lambda_p \rho_V^k \left[\frac{p_1}{\pi p_1 \lambda_p \rho_V^k} \right]^{\frac{k-1}{k}} \quad (12.54)$$

$$T_6 = T_1 \lambda_p^{\frac{1}{k}} \rho_V^{\frac{1}{k}} \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.55)$$

$$p_6 V_6^k = p_5 V_5^k \quad (12.56)$$

$$V_6 = V_5 \left(\frac{p_5}{p_6} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (12.57)$$

$$V_6 = V_1 \left[\frac{p_1 \lambda_p \rho_V^k}{\pi} \right]^{\frac{1}{k}} \quad (12.58)$$

$$V_6 = V_1 \lambda_p^{\frac{1}{k}} \rho_V \pi^{\frac{1}{k}} \quad (12.59)$$

Punctul 7 al ciclului teoretic este caracterizat de relațiile:

$$p_7 = \frac{p_1}{\pi} \quad (12.60)$$

$$\frac{T_7^{\frac{k-1}{k}}}{p_7^k} = \frac{T_1^{\frac{k-1}{k}}}{p_1^k} \quad (12.61)$$

$$T_7 = T_1 \left(\frac{p_7}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (12.62)$$

$$T_7 = T_1 \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.63)$$

$$p_7 V_7^k = p_1 V_1^k \quad (12.64)$$

$$V_7 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_7} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (12.65)$$

$$V_7 = V_1 \pi^{\frac{1}{k}} \quad (12.66)$$

Rezultatele obținute pot fi simbolizate tabelar, obținând:

Tabelul 12.2.
Valorile parametrilor

	p	V	T
1	p_1	V_1	T_1
2	$p_1 \cdot \varepsilon^k$	V_1 / ε	$T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}$
3	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^k$	V_1 / ε	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^{k-1}$
4	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^k$	$V_1 \cdot \rho_V / \varepsilon$	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V \cdot \varepsilon^{k-1}$
5	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V^k$	V_1	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V^k$
6	p_1 / π	$V_1 \cdot \lambda_p^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_V \cdot \pi^{\frac{1}{k}}$	$T_1 \cdot \lambda_p^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_V \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}$
7	p_1 / π	$V_1 \cdot \pi^{\frac{1}{k}}$	$T_1 \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}$

12.5.1.2. Calculul cantităților de căldură schimbate pe ciclu

$$q_{2-3} = c_V (T_3 - T_2) \quad (12.67)$$

$$q_{3-4} = c_p (T_4 - T_3) = k c_V (T_4 - T_3) \quad (12.68)$$

$$q_{6-7} = c_p (T_6 - T_7) = k c_V (T_6 - T_7) \quad (12.69)$$

sau

$$q_{1V} = c_V T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda_p - 1) \quad (12.70)$$

$$q_{1p} = k c_V T_1 \lambda_p \varepsilon^{k-1} (\rho_V - 1) \quad (12.71)$$

$$q_{2p} = k c_V T_1 \left[\lambda_p^{\frac{1}{k}} \rho_V - 1 \right] \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.72)$$

12.5.1.3. Calculul randamentului termic

Acesta se determină utilizând relațiile gasite :

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{2p}}{q_{1V} + q_{1p}} \quad (12.73)$$

sau

$$\eta_t = 1 - \frac{k c_v T_1 \left[\lambda_p^{\frac{1}{k}} \rho_v - 1 \right]}{c_v T_1 \varepsilon^{k-1} \left[(\lambda_p - 1) + k \lambda_p (\rho_v - 1) \right]} \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.74)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{k \left[\lambda_p^{\frac{1}{k}} \rho_v - 1 \right]}{(\lambda_p - 1) + k \lambda_p (\rho_v - 1)} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.75)$$

Pentru motoarele cu aprindere prin comprimare
 $k = 1,4$; $\lambda_p = 1,1 \div 2,5$; $\rho_v = 1,1 \div 2$; $\varepsilon = 12 \div 22$; $\pi = 1,1 \div 4,5$.

Acest ciclu este ciclul de referință pentru motoarele cu aprindere prin comprimare în patru timpi și doi timpi supraalimentate, care au viteza medie a pistonului $W_{pm} > 6,5$ [ms^{-1}].

12.5.2. Ciclul teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune variabilă și ardere izocoră

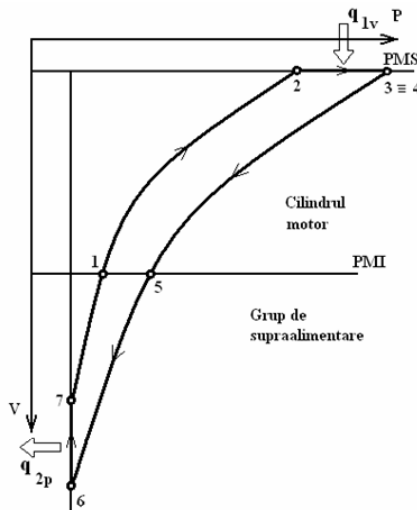


Figura 12.5
 Ciclul cu destindere prelungită și ardere la volum constant

Deoarece raportul de destindere $\rho_V = 1$, vom introduce această valoare în relația (12.75), rezultând:

$$\eta_t = 1 - \frac{k \left[\lambda_p^{\frac{1}{k}} - 1 \right]}{\lambda_p - 1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.76)$$

$$k = 1,4; \quad \lambda_p = 1,1 \div 2,5; \quad \varepsilon = 8 \div 10; \quad \pi = 1,1 \div 1,8.$$

12.5.3. Ciclu teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune variabilă și ardere izobară

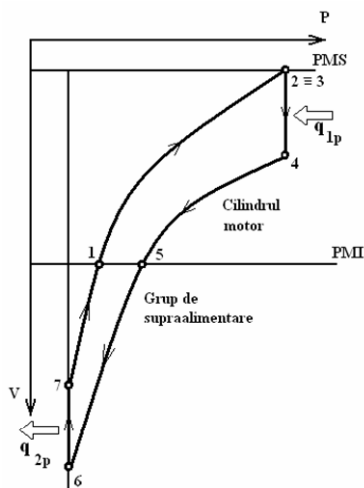


Figura 12.6
Ciclu teoretic cu destindere prelungită
și ardere la presiune constantă

Cum $\lambda_p = 1$, relația (12.75) devine:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1} \pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.77)$$

$$\varepsilon = 12 \div 22; \quad k = 1,4; \quad \pi = 1,4 \div 4,5.$$

12.5.4. Ciclul teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune constantă

Gazele de ardere evacuate din cilindrii motorului sunt evacuate într-un colector de gaze din care este alimentată turbina la presiune constantă.

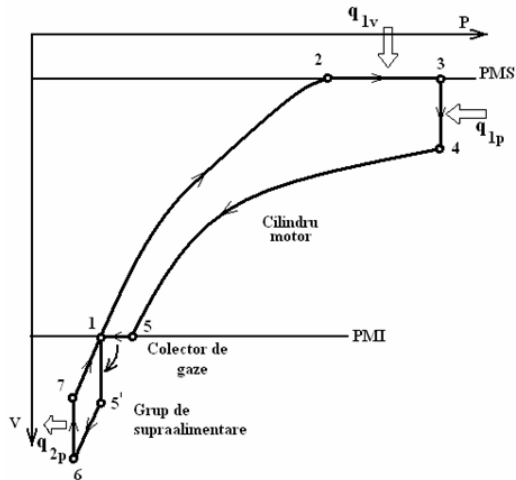


Figura 12.7
Ciclul teoretic cu destindere prelungită și ardere mixtă

- 1 – 2 compresie adiabată reversibilă;
- 2 – 3 ardere la volum constant;
- 3 – 4 ardere la presiune constantă;
- 4 – 5 destindere adiabată reversibilă;
- 5 – 1 – 5' energia termică pe evoluția 5–1 este echivalentă energiei termice pe evoluția 5'–1;
- 5' – 6 destindere adiabată reversibilă în turbină;
- 6 – 7 răcirea izobară a gazelor evacuate din turbină;
- 7 – 1 compresia adiabată reversibilă în compresorul de supraalimentare.

În tabelul 12.2. sunt centralizați parametrii stărilor 1, 2, 3, 4, 5.
Pentru a determina parametrii stării 5' se pune condiția:

$$c_v (T_5 - T_1) = c_p (T_5' - T_1) = k \cdot c_v (T_5 - T_1) \quad (12.78)$$

deci:

$$T_{5'} = T_1 + \frac{T_{5'} - T_1}{k} \quad (12.79)$$

sau

$$T_{5'} = T_1 + \frac{T_1 \lambda_p \rho_V^k - T_1}{k} \quad (12.80)$$

$$T_{5'} = T_1 \frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k} \quad (12.81)$$

Cum

$$p_{5'} = p_1$$

Determinăm volumul în starea 5' din relația:

$$\frac{V_{5'}}{T_{5'}} = \frac{V_1}{T_1} \quad (12.82)$$

deci

$$V_{5'} = V_1 \frac{T_{5'}}{T_1} \quad (12.83)$$

$$V_{5'} = V_1 \frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k} \quad (12.84)$$

În punctul 6 cunoaștem presiunea:

$$p_7 = p_6 = \frac{p_1}{\pi} \quad (12.85)$$

Pentru adiabata 5' – 6 scriem relațiile:

$$\frac{T_{5'}}{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_6}{\frac{k-1}{k}} \quad (12.86)$$

$$p_5 V_5^k = p_6 V_6^k \quad (12.87)$$

Astfel că:

$$T_6 = T_{5'} \left(\frac{p_6}{p_{5'}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (12.88)$$

$$V_6 = V_5 \left(\frac{p_5}{p_6} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (12.89)$$

sau

$$T_6 = T_1 \frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k} \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (12.90)$$

$$V_6 = V_1 \frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k} \pi^{\frac{1}{k}} \quad (12.91)$$

Pentru determinarea parametrilor stării 7 scriem relațiile:

$$p_7 = \frac{p_1}{\pi}$$

$$\frac{T_7}{p_7^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{T_1}{p_1^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.92)$$

Rezultă:

$$T_7 = T_1 \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.93)$$

Iar din:

$$p_7 V_7^k = p_1 V_1^k \quad (12.94)$$

Obținem:

$$V_7 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_7} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (12.95)$$

sau:

$$V_7 = V_1 \pi^{\frac{1}{k}} \quad (12.96)$$

Tabelul 12.3.
Parametrii stărilor de la 1 la 7

	P	V	T
1	p_1	V_1	T_1
2	$p_1 \cdot \varepsilon^k$	V_1 / ε	$T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}$
3	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^k$	V_1 / ε	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^{k-1}$
4	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^k$	$V_1 \cdot \rho_V / \varepsilon$	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V \cdot \varepsilon^{k-1}$
5	$p_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V^k$	V_1	$T_1 \cdot \lambda_p \cdot \rho_V^k$
5'	p_1	$V_1 \frac{k + \lambda_p \cdot \rho_V^k - 1}{k}$	$T_1 \frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k}$
6	p_1 / π	$V_1 \frac{k + \lambda_p \cdot \rho_V^k - 1}{k} \cdot \pi^{\frac{1}{k}}$	$T_1 \frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}$
7	p_1 / π	$V_1 \cdot \pi^{\frac{1}{k}}$	$T_1 \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}$

Calculul căldurilor schimbate:

$$q_{1V} = c_V (T_3 - T_2) = c_V \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} (\lambda_p - 1) \quad (12.97)$$

$$q_{1p} = c_p (T_4 - T_3) k \cdot c_V \cdot T_1 \cdot \lambda_p \cdot \varepsilon^{k-1} (\rho_V - 1) \quad (12.98)$$

$$q_{2p} = c_p (T_6 - T_7) = k \cdot c_V (T_6 - T_7) \quad (12.99)$$

$$q_{2p} = k c_V T_1 \cdot \left[\frac{k + \lambda_p \rho_V^k - 1}{k} - 1 \right] \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.100)$$

$$q_{2p} = k c_V T_1 \cdot \frac{\lambda_p \rho_V^k - 1}{k} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}$$

sau

$$q_{2p} = c_V T_1 \cdot (\lambda_p \rho_V^k - 1) \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.101)$$

Randamentul termic se determină utilizând relațiile pentru căldurile introduse pe ciclu și caldura cedată pe ciclu:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v \cdot T_1 (\lambda_p \cdot \rho_v^k - 1)}{c_v \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} [(\lambda_p - 1) + k \lambda_p (\rho_v - 1)]} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.102)$$

sau

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda_p \cdot \rho_v^k - 1}{(\lambda_p - 1) + k \lambda_p (\rho_v - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.103)$$

Pentru motoarele cu aprindere prin comprimare avem următoarele valori:

$$\lambda_p = 1,1 \div 2,5; \quad \rho_v = 1,1 \div 2; \quad k = 1,4; \quad \varepsilon = 12 \div 22; \quad \pi = 1,1 \div 4,5.$$

12.5.4.1. Ciclul teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune constantă și ardere la volum constant

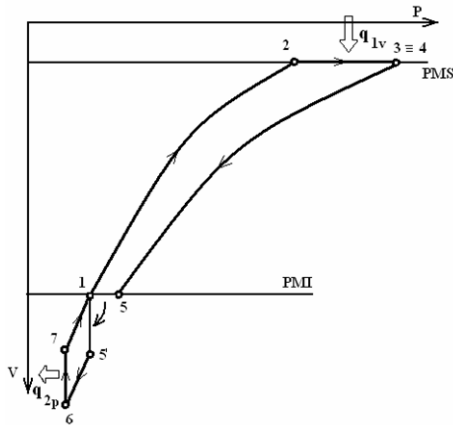


Figura 12.8
Ciclul teoretic cu destindere prelungită și ardere la volum constant

Pentru calculul randamentului termic punem condiția $\rho_v = 1$ în relația (12.103), și obținem:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.104)$$

Avem valorile:

$$\varepsilon = 8 \div 10; \quad \pi = 1,1 \div 1,8; \quad k = 1,4.$$

12.5.4.2. Ciclul teoretic cu destindere prelungită într-o turbină alimentată la presiune constantă și ardere la presiune constantă

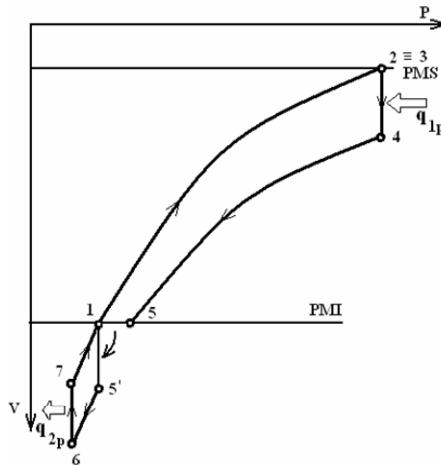


Figura 12.9
Ciclul teoretic cu destindere prelungită și ardere la presiune constantă

Punând condiția $\lambda_p = 1$, în relația (12.103) se obține:

$$\eta_i = 1 - \frac{\rho_V^k - 1}{k(\rho_V - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \quad (12.105)$$

Avem valorile:

$$\rho_V = 1,5 \div 2,2; \quad k = 1,4; \quad \varepsilon = 12 \div 22; \quad \pi = 1,3 \div 4,5.$$

- **Aplicație:**

Să se calculeze dimensiunile principale la un motor diesel în patru timpi de 240 kW(auxiliar la o navă de pescuit) cu 8 cilindrii în linie, cu turația de 2500 rot/min., presiunea medie efectivă fiind $7,5 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$, iar raportul S/D=0,9.

Rezolvare:

$$\text{Puterea efectivă pe cilindru: } P_{cil} = \frac{P_M}{i} = \frac{240}{8} = 30 \text{ kW} .$$

Lucrul mecanic produs pe ciclu și pe cilindru va fi:

$$L_c = \frac{30000 \cdot P_{cil}}{n} = \frac{3 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10 \cdot 4}{2500} = 1440 \text{ J / ciclu} .$$

$$V_h = \frac{L_e}{P_e} = \frac{1440}{7,5 \cdot 10^5} = 1,92 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 ;$$

$$V_h = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot S = \frac{\pi \cdot 0,9 \cdot D^3}{4}$$

$$D = \sqrt[3]{\frac{4V_h}{\pi \cdot 0,9}} = \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 1,92 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 0,9}} = 1,39 \cdot 10^{-1} \text{ m}$$

$$S = 0,9 \cdot 0,139 = 0,125 \text{ m}$$

CAPITOLUL XIII

TURBINE CU GAZE

13.1. TURBINE CU GAZE

În urma progreselor realizate de metalurgie în ultimul timp, a devenit posibilă și realizarea și turbinei cu gaze de ardere.

Inițial, turbina cu gaze a fost utilizată în industria aviatică, unde motorul cu piston a fost înlocuit de turbina cu gaze.

Turbina cu gaze mai este utilizată ca unitate de bază în centralele termoelectrice, ea înlocuind cu succes motoarele Diesel de puteri mari sau turbinele cu abur de puteri mici și mijlocii.

1. Turbina cu ardere la $p=\text{const.}$

Turbinele cu ardere la presiune constantă echepează atât instalațiile stabile, cât și turboreactoarele avioanelor. În fig. (13.1) este reprezentată schema unei astfel de turbine. Camera de ardere primește permanent aer comprimat de la compresorul *a*, și combustibil injectat fără întrerupere, cu un debit corespunzător cu sarcina. Camera de ardere este deschisă la ambele capete, pentru ca presiunea să se mențină constantă în ea, cu toată arderea care are loc.

Ciclul teoretic al acestor instalații, reprezentat în diagramele $P-v$ și $T-s$ (fig.13.2) se compune din următoarele transformări succesive pe care le parcurge agentul termic: (1 – 2) comprimarea adiabatică a aerului în compresorul *a*; (2 – 3), ardere izobară, (3 – 4) destinderea adiabatică a gazelor de ardere, (4 – 1) evacuare izobară a gazelor din turbină.

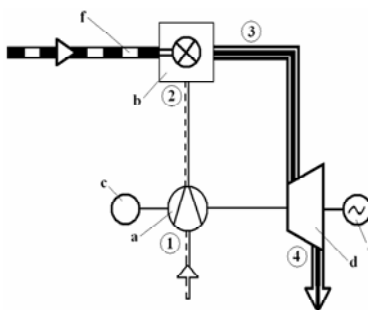


Figura 13.1

Schema instalației turbinei cu gaze la presiune constantă; a – compresor; b – cameră de ardere; c – motor de permisie; d – turbină cu gaze; e – generator electric; f – conductă de alimentare cu combustibil; 1, 2, 3, 4 stările agentului termic evolutiv.

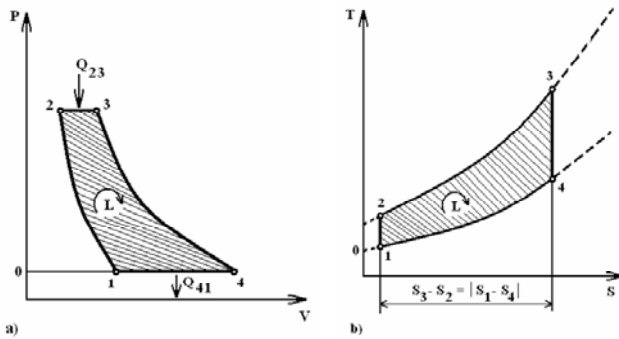


Figura 13.2

Ciclul teoretic al instalației cu turbină cu gaze, cu ardere la presiune constantă în diagramele ($P-v$) și ($T-s$).

Căldura introdusă pe ciclu în timpul arderii la presiune constantă va fi:

$$Q_{23} = mc_p (T_3 - T_2) = mR \frac{k}{k-1} T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right) \quad (13.1)$$

căldura evacuată este:

$$|Q_{41}| = mc_p (T_4 - T_1) = mR \frac{k}{k-1} T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right) \quad (13.2)$$

Randamentul termic se calculează cu expresia:

$$\eta_t = 1 - \frac{|Q_{41}|}{Q_{23}} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)} \quad (13.3)$$

Pentru transformările adiabate 1-2 și 3-4 scriem:

$$P_1^{\frac{1-k}{k}} T_1 = P_2^{\frac{1-k}{k}} T_2 \quad \text{și} \quad (13.4)$$

$$P_2^{\frac{1-k}{k}} T_3 = P_1^{\frac{1-k}{k}} T_4$$

și notăm $\frac{P_2}{P_1} = \beta$

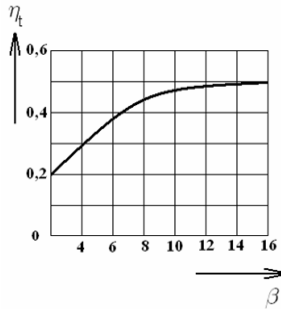


Figura 13.3
 Variația randamentului termic $\eta_t = f(\beta)$ pentru ciclul teoretic al
 instalațiilor de turbine cu gaze, cu ardere izobară

Pentru transformările izobare 2 – 3 și 4 – 1 scriem:

$$\frac{V_2}{T_2} = \frac{V_3}{T_3} \quad \text{și} \quad \frac{h_c h_c}{h} \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_4}{T_4} \quad (13.5)$$

Și notăm $\frac{V_3}{T_3} = \rho$, unde ρ este echivalentul gradului de injecție de la motoarele Diesel.

În final expresia randamentului capătă forma:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (13.6)$$

13.2. CICLUL INSTALAȚIILOR DE TURBINE CU GAZE CU RECUPERARE DE CĂLDURĂ

Randamentul instalațiilor de turbine cu gaze poate fi îmbunătățit prin amplasarea în instalație a unor aparate schimbătoare de căldură, recuperatoare în care la evacuarea lor din turbină, gazele arse cedează o parte din căldura pe care o conțin aerului refulat de compresor.

În urma preîncălzirii aerului necesar arderii, se micșorează ecartul dintre temperatura gazelor arse la ieșirea din camera de ardere și temperatura aerului la intrarea în acesta, diminuându-se în mod corespunzător consumul de combustibil.

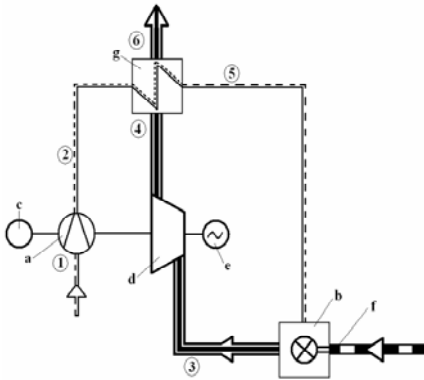


Figura 13.4

Schema instalației de turbină cu gaze, cu recuperare de căldură: a) – compresor; b) – cameră de ardere; c) – motor de pornire; d) – turbina cu gaze; e) – generator electric; f) – conductă de alimentare cu combustibil; g) – aparat recuperator de căldură; 1,2,3,4,5;6 – stări ale agentului termic evolutiv

Ciclurile teoretice de funcționare ale instalațiilor de turbine cu gaze, cu recuperare, sunt reprezentate în diagramele $P-v$ și $T-s$ din fig. (13.5) cu utilizarea aceleiași notații pentru stările agentului termic ca și în figurile anterioare.

După comprimarea adiabatică din compresorul a (1 – 2), aerul pătrunde în recuperatorul g unde se încălzește izobar, astfel încât își mărește temperatura de la T_2 la T_5 . În cazul teoretic al recuperării totale, aerul se încălzește până când temperatura lui atinge

valoarea temperaturii gazelor arse, adică până la T_4 .

Procesul de ardere izobară din camera de ardere b, continuă încălzirea după izobara 5 – 3, în cursul căreia agentul evolutiv primește căldura q_a .

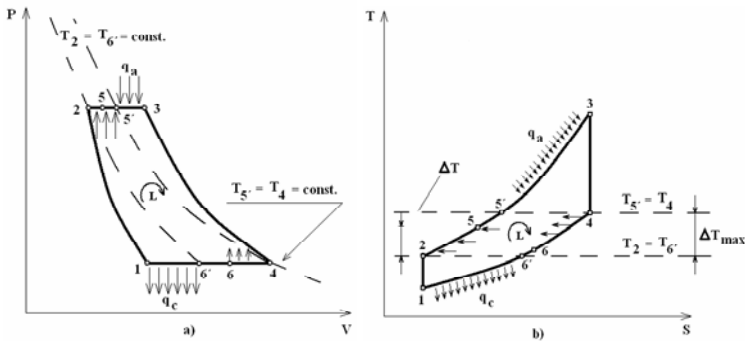


Figura 13.5

Ciclul teoretic al instalației de turbine cu gaze, cu ardere la presiune constantă și cu recuperare de căldură: a) – în diagrama $P-v$; b) – în diagrama $T-s$.

După destinderea adiabatică 3 – 4 în turbina d , gazele arse pătrund în recuperatorul g și cedează căldură aerului comprimat, izobara 4 – 6, iar în cazul ideal, 4 – 6'.

Evacuarea în atmosferă a gazelor arse este reprezentată prin răcirea izobară 6 – 1, în care cedează căldura q_C .

Factorul de recuperare, μ , reprezintă raportul dintre căldura preluată de aer în recuperator pentru a-și mări temperatura de la T_2 la T_5 și căldura care ar putea fi preluată de aer într-un recuperator cu o suprafață infinit de mare, caz în care și-ar mări temperatura de la T_2 , până la $T_{5'} = T_4$.

$$\mu = \frac{c_p (T_5 - T_2)}{c_p (T_{5'} - T_2)} = \frac{T_5 - T_2}{T_{5'} - T_2} \quad (13.7)$$

rezultând pentru recuperarea totală $T_5 = T_{5'}$, deci $\mu = 1$.

Utilizând expresia factorului de recuperare (13.7), și scriind ecuația bilanțului termic pentru schimbătorul de căldură – recuperator:

$$|Q_{64}| = Q_{52}, \text{ sau}$$

$$T_4 - T_6 = T_5 - T_2 = \mu (T_{5'} - T_2)$$

putem determina căldura absorbită și cea cedată de 1 kg de agent termic la parcurgerea procesului ciclic:

$$q_a = c_p (T_3 - T_5) = c_p [(T_3 - T_2) - (T_5 - T_2)] = c_p [(T_3 - T_2) - \mu (T_{5'} - T_2)]$$

$$|q_c| = c_p (T_6 - T_1) = c_p [(T_4 - T_1) - (T_4 - T_6)] = c_p [(T_4 - T_1) - \mu (T_{5'} - T_2)]$$

Aceste relații contribuie la scrierea randamentului termic al ciclului cu recuperare parțială de căldură și este:

$$\eta = 1 - \frac{|q_c|}{q_a} = 1 - \frac{T_4 - T_1 - \mu (T_{5'} - T_2)}{T_3 - T_2 - \mu (T_{5'} - T_2)} \quad (13.8)$$

13.3. TURBINA CU ARDERE LA $v = ct$.

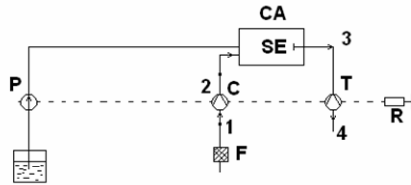
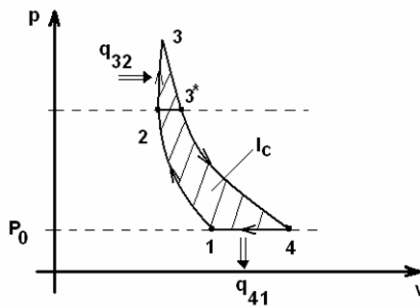


Figura 13.6
Schema instalației



1 – 2 compresie adiabată
2 – 3 – 4 ardere la $v = ct$
3 – 4 destindere adiabată

Figura 13.7
Ciclul teoretic

$$\beta = \frac{p_2}{p_1}; \quad \lambda_p = \frac{p_3}{p_2}$$

Cu ajutorul lui β și λ_p , determinăm parametrii p și T în punctele caracteristice ale ciclului.

$$(1) \begin{cases} p_1 = p_0 \\ T_1 = T_0 \end{cases} \quad (13.9)$$

$$(2) \begin{cases} p_2 = \beta p_0 \\ T_2 = p_1^{\frac{1-k}{k}} T_1 = p_2^{\frac{1-k}{k}} T_2 \Rightarrow T_2 = \frac{T_0}{\beta^{\frac{1-k}{k}}} \end{cases} \quad (13.10)$$

$$(3) \left\{ \begin{array}{l} p_4 = p_0 \\ p_3^{\frac{1-k}{k}} T_3 = p_4^{\frac{1-k}{k}} T_4 \\ T_4 = \left(\frac{p}{p_4} \right)^{\frac{1-k}{k}} T_3 = \left(\frac{\lambda p \beta p_0}{p_0} \right)^{\frac{1-k}{k}} \cdot \frac{\lambda p T_0}{\beta^{\frac{1-k}{k}}} \Rightarrow T_4 = T_0 \lambda p^{\frac{1}{k}} \end{array} \right. \quad (13.11)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)} = 1 - k \cdot \frac{T_0 \lambda p^{\frac{1}{k}} - T_0}{\lambda p \cdot T_0 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} - T_0 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = \quad (13.12)$$

$$= 1 - k \frac{\lambda p}{\beta^{\frac{k-1}{k}} (\lambda p - 1)}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \cdot \frac{\lambda p^{\frac{1}{k}} - 1}{k (\lambda p - 1)} \quad (13.13)$$

Acest randament este comparabil cu cel de la M.A.C. – ul lent pentru că λp de la turbina cu gaze cu ardere la $p = ct$. are aceeași valoare cu λp de la M.A.C. – ul lent.

În schimb, această turbină prezintă un mare dezavantaj: supapa de evacuare de la camera de ardere poate fi deschisă numai atunci când sistemul termodinamic ajunge la parametrii corespunzători stării 3, turbina funcționând cu intermitențe.

În turbină survin pierderi interne din cauza frecărilor, scăpărilor de aburi etc. Acestea conduc la micșorarea lucrului produs și la încălzirea aburului (datorită frecărilor). Procesul real are loc după adiabata ireversibilă $A - B$.

Lucru mecanic transmis rotorului în procesul real se numește lucru intern l_i . Raportul dintre lucru intern și lucru teoretic se numește randament intern sau termodinamic.

$$\eta_i = \frac{l_i}{l_t} = \frac{H_i}{H_t} = \frac{i_0 - i_c}{i_0 - i_{ct}} \quad (14.4)$$

14.2. RANDAMENTELE TURBINEI ȘI CONSUMURI SPECIFICE

1. Definirea randamentelor. Din cauza pierderilor interne, aburul transmite rotorului un lucru intern mai mic decât cel teoretic și am introdus randamentul intern:

$$\eta_i = \frac{l_i}{l_t}$$

Lucrul mecanic efectiv ce se obține la cupla turbinei este micșorat de pierderile externe ale turbinei (frecări în lagăre, consumul aparatelor auxiliare, etc.); astfel definim randamentul mecanic (efectiv):

$$\eta_m = \frac{l_e}{l_i} \quad (14.5)$$

Randamentul efectiv relativ se obține ca raportul dintre:

$$\eta_c = \frac{l_e}{l_t} = \frac{l_e}{l_i} \cdot \frac{l_i}{l_t} = \eta_m \cdot \eta_i \quad (14.6)$$

Raportul dintre lucrul mecanic efectiv și căldura conținută de aburul introdus în turbină permite introducerea randamentului efectiv absolut:

$$\eta_{ea} = \frac{l_e}{q_i} = \frac{l_i}{l_t} \cdot \frac{l_e}{l_t} \cdot \frac{l_t}{q_i} \quad (14.7)$$

Definind prin $\eta_t = \frac{l_t}{q_i}$ - randamentul termic, atunci randamentul efectiv absolut va fi:

$$\eta_{ea} = \eta_i \cdot \eta_m \cdot \eta_t = \eta_c \cdot \eta_t \quad (14.8)$$

14.3. CONSUMUL SPECIFIC DE ABUR ȘI DE CĂLDURĂ

Prin consumul specific de abur se înțelege cantitatea de abur necesară pentru producerea unității de energie.

Lucrul mecanic efectuat de 1 kg abur la trecerea prin mașină, la destinderea între două stări 1 și 2 este:

$$l = h_1 - h_2 \quad (14.9)$$

Dacă se consideră q kilograme de abur, atunci cantitatea de abur pentru a produce unitatea de energie este:

$$d_c = \frac{632}{i_1 - i_2} \left[\frac{kg \cdot ab}{cp \cdot h} \right] \quad (14.10)$$

respectiv

$$d_w = \frac{860}{i_1 - i_2} \left[\frac{kg \cdot ab}{kW \cdot h} \right]$$

Am ținut seama că unitățile de energie cu care lucrăm în mod practic sunt: $1cph = 632kcal$ și $1kWh = 860kcal$.

Consumul orar teoretic, de abur pentru a produce $N_c [cp]$ respectiv $N_w [kW]$ va fi:

$$D_c = N_c \cdot d_c = \frac{632 \cdot N_c}{i_1 - i_2} \left[\frac{kg \cdot ab}{h} \right]$$

$$D_w = N_w \cdot d_w = \frac{860 \cdot N_w}{i_1 - i_2} \left[\frac{kg \cdot ab}{h} \right] \quad (14.11)$$

Consum specific de abur ținând cont de randamente devine:

$$d'_w = \frac{860}{i_1 - i_2} \cdot \frac{l}{\eta_i \eta_m}$$

$$d'_c = \frac{632}{i_1 - i_2} \cdot \frac{l}{\eta_i \eta_m}$$

Consumul specific de căldură se obține ca raportul între căldura conținută de aburul produs de agregat și puterea instalației:

$$q_s = \frac{Q}{N} \left[\frac{kcal}{cp.h} \right] \left[\frac{kcal}{kW.h} \right]$$

Conținutul de căldură este dat de relația:

$$Q = D(i_1 - i_4)$$

unde:

- D – producția de abur a cazanului,
- i_1 – entalpia aburului supraîncalzit,
- i_4 – entalpia apei de alimentare.

Așadar se poate scrie:

$$q_{sw} = \frac{i_1 - i_4}{i_1 - i_2} \cdot 860 \left[\frac{kcal}{kW h} \right] \quad (14.12)$$

$$q_{sc} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2} \cdot 632 \left[\frac{kcal}{cp.h} \right]$$

respectiv pentru consumul real:

$$q'_{sw} = q_{sw} \cdot \frac{l}{\eta_l \cdot \eta_m} \quad \text{și} \quad q'_{sc} = q_{sc} \cdot \frac{l}{\eta_l \cdot \eta_m}$$

Bibliografie

1. Bancea O. - "Aspecte fiziologice și de confort ale încălzirii sau condiționării aerului", Volumul Conferinței Instalații Pentru Construcții și Confortul Ambiental, pag.283 – 288, Timișoara 1999.
2. Buzbuchi N. și alții - Motoare Navale. Procese și caracteristici /1. Ed. Didactică și Pedagogică, București 1996.
3. Dănescu Al. și alții - "Termotehnică și mașini termice". Ed. Didactică și Pedagogică, București 1985.
4. Dobsovicescu Al. - "Energie Utilizabilă", Revista Termotehnica, pag.76 – 77,nr.2/2001.
5. Drăgan M., Panait T. - "Analiza exergetică a instalațiilor termoenergetice cu turbine cu gaze", Volumul conferinței Naționale de Termotehnică, pag.192 – 199, Constanța 2002.
6. Homutescu C.A. și alții - "A new approach on the notion of generalized thermodynamic cycle in gas thermal engines", Revista Termotehnica, pag.46 – 48, nr. 1 – 2 /2003.
7. Lenăchescu N. - "Termotehnică". Ed. Didactică și Pedagogică, București 1981.
8. Marinescu M. și alții - "Termodinamică tehnică", Matrix Rom, București 1998.
9. Memet F. - "Metode experimentale în termodinamică tehnică și statistică", Ed. Europolis 2000.
10. Memet F., Chiriac Fl. - "Sisteme și echipamente pentru instalații frigorifice navale, Ed. Star Tipp 2000.
11. Mihai C.I. - "Determinări experimentale privind influența formei ajutorajului convergent asupra parametrilor termodinamici", Revista Termodinamica, pag. 56 – 63, nr.2/2002.
12. Moasil G.C. - "Termodinamica", Ed. Academiei R.S.R., București 1988.
13. Nica D. - "Mărimi fizice de la A la Z", Ed. Didactică și Pedagogică, R.A., București 2004.
14. Panait T. - "Exergoeconomia sistemelor termoenergetice", Ed. Fundației Universitare "Dunărea de jos", Galați 2003.
15. Pruiu A., Uzunov Ghe. - "Motoare cu aprindere prin comprimare. Procese caracteristici și supraalimentare", Constanța 1995.
16. Tofan T. Și alții - "Tehnica frigului și climatizării în industria alimentară. Îndrumar pentru activități aplicative", Ed. Agir, București 2002.
17. Tudor D., Memet F. - "Instalații frigorifice și de climatizare navale", Ed. Tehnică, București 1997.
18. Tudor D., Tudor C. - "Termotehnică, mașini și instalații termice navale. Probleme, Ed. Agir, București 2002.
19. Vlădea I. - "Tratat de termodinamică și transmiterea căldurii", Ed. Didactică și Pedagogică, București 1974.