

— Presiunea

— Viteza de degajare a caldurii

— Temperatura

Motoare cu ardere internă și termodinamică

Noțiuni fundamentale

BURNETE Nicolae Vlad

BURNETE Nicolae

680 700 720 740 760
Unghiul de rotație al arborelui cotit [°RAC]

UTPRESS
Cluj-Napoca, 2021
ISBN 978-606-737-539-8





Editura U.T.PRESS
Str. Observatorului nr. 34
400775 Cluj-Napoca
Tel.: 0264-401999
e-mail: utpress@biblio.utcluj.ro
<http://biblioteca.utcluj.ro/editura>

Recenzia: Prof.dr.ing.habil. Florin Mariașiu
Conf.dr.ing. Paula Ungureșan

Această lucrare a fost concepută pentru a sprijini învățarea și înțelegerea unor concepte de bază privind motoarele cu ardere internă.

Ea se adresează studenților de la programele de studii de licență (Autovehicule rutiere, Ingineria transporturilor și a traficului, Mașini și instalații pentru agricultură și industria alimentară, Sisteme și echipamente termice) precum și master (Automobilul și mediul, Sisteme de management și control ale autovehiculelor, Tehnici avansate în ingineria autovehiculelor), fiind de fapt utilă tuturor studenților din universitățile tehnice care studiază cursul de Motoare cu ardere internă, cât și celor care lucrează în cercetare.

Cartea este disponibilă gratuit și nu poate fi comercializată.

Copyright © 2021 Editura U.T.PRESS

Reproducerea integrală sau parțială a textului sau ilustrațiilor din această carte este posibilă numai cu acordul prealabil scris al editurii U.T.PRESS.

ISBN 978-606-737-539-8

Bun de tipar: 10.12.2021

Cuprins

Notății și abrevieri.....	7
1. Noțiuni introductive. Parametrii constructivi ai MAI	17
1.1. Cinematica mecanismului motor	31
1.2. Noțiuni privind formarea amestecului aer-combustibil.....	34
1.3. Parametrii funcționali ai MAI.....	41
1.4. Randamentul MAI.....	53
1.5. Consumul specific de combustibil	56
1.6. Regimurile de funcționare a motorului.....	61
1.7. Sarcina motorului	63
1.8. Indicii de competitivitate ai MAI	68
2. Noțiuni de termodinamica MAI.....	70
2.1. Noțiuni de bază de termodinamică	70
2.1.1. Sistem, mărimi de stare și mărimi de proces.....	70
2.1.2. Forme de energie și schimb de energie	78
2.1.3. Agenți de lucru	95
2.1.4. Transformările de stare ale agenților de lucru.....	100
2.1.5. Entalpia și ecuațiile calorice de stare	101
2.1.6. Legea (principiul) conservării masei pentru sistemele deschise .	107
1.1.1 Forme ale bilanțului masic.....	110
2.1.7. Legile (principiile) termodinamicii.....	112
2.1.8. Entropia	131
2.1.9. Randamentul termodinamic.....	150
2.2. Aplicarea legilor (principiilor) termodinamicii la MAI.....	154

2.3. Fenomene de curgere.....	157
2.3.1. Curgere cu aport de energie	157
2.3.2. Ecuția de curgere.....	158
2.4. Ciclurile teoretice ale motoarelor cu ardere internă.....	164
2.4.1. Ciclul Otto (ardere la volum constant)	167
2.4.2. Ciclul Diesel (ardere la presiune constantă).....	185
2.4.3. Ciclul Seiliger (cu ardere mixtă/cu presiune limitată)	195
2.4.4. Ciclul Atkinson (comprimare parțială și destindere prelungită).202	
2.4.5. Ciclul Miller (comprimare parțială și destindere prelungită)	206
2.4.6. Schimbul de gaze	210
2.4.7. Performanțele ciclurilor teoretice	232
2.4.8. Comparația ciclurilor teoretice.....	232
2.5. Procesele motorului ideal.....	233
3. Procesul de ardere al MAI.....	236
3.1. Calculul procesului de ardere	238
3.1.1. Puterea calorică	246
3.1.2. Formarea amestecului	248
3.1.3. Temperatura flăcării adiabatică	255
3.2. Termodinamică de echilibru.....	260
3.2.1. Starea de echilibru.....	261
3.2.2. Entalpia (energia) liberă Gibbs.....	263
3.2.3. Potențialul chimic	264
3.3. Noțiuni de cinetică chimică	270
3.3.1. Reacții globale și reacții elementare	270
3.3.2. Viteze elementare de reacție.....	273

3.3.3. Vitezele de reacție ale mecanismelor în mai multe trepte	279
3.3.4. Viteza de reacție și starea de echilibru	281
3.3.5. Mecanisme de reacție.....	282
3.4. Elemente de ardere a combustibililor în MAI	289
3.4.1. Limitele de aprindere	289
3.4.2. Compoziția gazelor de ardere (ardere ideală sau teoretică)	290
3.4.3. Variația molară	294
3.4.4. Disocierea	296
3.4.5. Aprinderea polistadială a hidrocarburilor	297
3.4.6. Aprinderea polistadială a hidrocarburilor	301
4. Simularea zero-dimensională a motorului cu ardere internă	312
4.1. Modele de simulare.....	316
4.2. Modele unizonale	319
4.2.1. Modelarea energiei interne.....	324
4.2.2. Modelarea procesului de ardere	328
4.2.3. Utilizarea modelelor de ardere	337
4.2.4. Căldura netă.....	338
4.2.5. Modelarea pierderilor de căldură prin pereți	339
4.2.6. Modelarea lucrului mecanic de dilatare	346
4.2.7. Modelarea fluxurilor de entalpie	347
4.3. Modele cu două zone.....	349
4.4. Modele multizonă	352
4.5. Metoda umplerii și golirii	353
4.6. Modelarea frecărilor.....	357
4.7. Analiza curbei de presiune și calculul ciclului motor	360

Bibliografie	363
Anexe.....	368
Anexa 1 – Legile de mișcare ale lui Newton.....	368
Anexa 2 – Legile fundamentale ale naturii	369
Dicționar	370
Selecție de abrevieri utilizate în literatura internațională.....	378

Notații și abrevieri

Carte	Notație		Denumire
	Literatură rom.	int.	
A			aria
AFR			raportul aer-combustibil disponibil
AFR_s			raportul aer-combustibil stoichiometric
$BSFC$	c_e	$BSFC$	consumul specific efectiv
c	a	c	viteza sunetului
c_p			căldura specifică la presiune constantă
c_v			căldura specifică la volum constant
c_f			coeficient de formă a capului pistonului
CV		CV	volum de control
d	d		dozajul
D	D		diametrul
d_s	d_t		dozaj stoichiometric
DSA	DSA	IVO	deschiderea supapei de admisie
DSE	DSE	EVO	deschiderea supapei de evacuare
e			energia totală specifică
E	E		energia totală
E_a			energia de activare
EOC	z	EOC	sfârșitul arderii - End of Combustion
f	γ_r	f	coeficientul gazelor arse reziduale
F	F		forță
g	g		acelerația gravitațională
G			entalpia liberă Gibbs

h			coeficient de transfer termic (prin convecție) entalpia specifică coeficientul de convecție
H			entalpia
HV			puterea calorică
i	i		numărul de cilindrii
I	I		momentul de inerție
$IMEP_g$		$IMEP_g$	presiunea medie indicată brută
in			intrare
$ISFC$	c_i	$ISFC$	consumul specific indicat
$\hat{I}SA$	$\hat{I}SA$	IVC	închiderea supapei de admisie
$\hat{I}SE$	$\hat{I}SE$	EVC	închiderea supapei de evacuare
k	λ	k	conductivitatea termică raportul căldurilor specifice
K			constanta de echilibru
KE	E_{cin}	$KE,$ E_{cin}	energia cinetică
L_c			lungime caracteristică
LHV	Q_i	LHV	puterea calorică inferioară a combustibilului
m	m		masa
\dot{m}			debitul masic
m_a			masa de aer
Ma			numărul Mach
$m_{a,min}$	L_{min}	$m_{a,min}$	masa minimă de aer
MAC	MAC	$Diesel$	motor cu aprindere prin comprimare
MAI	MAI	ICE	motor cu ardere internă
MAS	MAS	$Otto$	motor cu aprindere prin scânteie

m_{bb}		m_{bb}	masa de scăpări de gaze din camera de ardere
M_e	M_e	M_b	momentul motor efectiv
M_{ec}	M_{ec}		momentul motor efectiv continuu
M_{ei}	M_{ei}		momentul motor intermitent
m_{ex}			masa de gaze care iese masa de gaze arse evacuate
\dot{m}_f	C_c	m_f	consumul de combustibil
m_f			masa de combustibil
m_f	d_c	m_f	doza de combustibil pe ciclu
mg			forța gravitațională
M_i	M_i		momentul motor indicat
m_{in}			masa de gaze care intră masa de fluid motor proaspăt admisă în cilindrul motorului
m_l	m_l		masa litrică
m_m	m_m		masa motorului
M_R	M_R		momentul rezistent
n	n	N, n	turația
n			numărul de moli
N			numărul de particule
N_A	N_A	N_{AV}	numărul lui Avogardo
n_c	n_c		numărul de cicli ai motorului în unitatea de timp
n_n	n_n		turația nominală
n_R			numărul de rotații necesare pentru realizarea unui ciclu motor

Nu			numărul lui Nusselt
p			presiunea
P			puterea
p_a			presiunea aerului
PE	E_{pot}	$PE,$ E_{pot}	energia potențială
P_e	P_e	P_b	puterea efectivă
$BMEP$	p_e	$BMEP$	presiunea medie efectivă
P_{ec}	P_{ec}		puterea efectivă continuă
P_{ei}	P_{ei}		putere efectivă intermitentă
P_{en}	P_{en}		putere efectivă nominală
p_f	p_{rp}	$FMEP$	presiunea medie corespunzătoare rezistențelor proprii/presiunea medie de frecare
P_f	P_{rp}	P_f	puterea pierdută prin frecare
P_i			puterea indicată
$IMEP$	p_i	$IMEP$	presiunea medie indicată
P_{ig}			puterea indicată brută
P_{in}	P_i	P_{in}	puterea indicată netă
P_l	P_l		puterea litrică
P_m	P_m		puterea masică
PMI	PMI	BDC	punctul mort inferior
PMS	PMS	TDC	punctul mort super
P_p			puterea de pompaj
Pr			numărul lui Prandtl
P_s	P_s		puterea specifică
Q			schimbul total de căldură

\dot{Q}			viteza de transmitere a căldurii
\dot{q}			fluxul termic
Q_{ciclu}	Q_{cycle}		căldura pe ciclu
Q_f	Q_f		căldura corespunzătoare puterii calorice a masei de combustibil m_f
$Q_{f,c}$			căldura eliberată prin arderea combustibilului în cilindru
Q_{ht}			căldura pierdută prin transfer termic (datorită convecției și a frecărilor)
Q_{in}	Q_{primit}	Q_{in}	căldura primită
Q_{max}			căldura rezultată prin arderea completă și perfectă
Q_{out}	Q_{cedat}	Q_{out}	căldura cedată
Q_{ub}		Q_{ub}	căldura corespunzătoare masei de combustibil care nu a ars
\bar{R}	R	R_u, \bar{R}	constanta universală a gazelor
R			rezultanta forțelor
r_c	ε	r_c	raportul de comprimare
r_e			raport de destindere
s			deplasarea
S	S		cursa pistonului suprafața entropia
SA	SA	IV	supapa de admisie
SE	SE	EV	supapa de evacuare
SOC		SOC	începutul arderii - Start of Combustion
S_{pm}	c_{pm}	S_{pm}	viteza medie a pistonului

t	t	timpul
T_a	T_a	temperatura aerului
T_{cool}	T_{cool}	temperatura lichidului de răcire
T_{ex}	T_{ex}	temperatura gazelor de evacuare la ieșirea din motor
T_{ex}		temperatura la ieșire/evacuare
u		energia internă specifică
U		energia internă
v		volumul specific
V		volumul
V		viteza
V_a	V_a	volumul de aer proaspăt aspirat în cilindru
V_a		volumul de aer
V_{af}		volumul de amestec
V_d	V_s	cilindreea unitară
V_f		volumul de combustibil
V_{max}	V_{max}	volumul maxim
V_{min}	V_c	volumul minim
V_r		volumul ocupat de gazele arse reziduale
V_t	V_t	cilindreea totală
W	L	lucrul mecanic
\dot{W}		viteza de realizare a lucrului mecanic (= puterea)
W_c		lucrul mecanic pe ciclu
$W_{c,e}$		lucrul mecanic efectiv pe ciclu
$W_{c,i}$		lucrul mecanic indicat pe ciclu
$W_{c,ig}$		lucrul mecanic indicat brut al unui cilindru

$W_{c,in}$			lucrul mecanic indicat net al unui ciclu
$W_{c,intotal}$			lucrul mecanic indicat net total
W_{ciclu}			lucrul mecanic produs pe ciclu
w_d			lucrul mecanic specific de dislocare/deplasare/curgere
W_d			lucrul mecanic de dislocare/deplasare/curgere
w_e			lucrul mecanic specific efectiv
W_e			lucrul mecanic efectiv
We			numărul Weber
W_{ext}			lucrul mecanic exterior
w_f	w_{rp}	w_f	lucrul mecanic specific consumat pentru învingerea frecărilor (rezistențelor proprii) motorului
			lucrul mecanic specific de frecare
W_f	W_{rp}	W_f	lucrul mecanic consumat pentru învingerea frecărilor (rezistențelor proprii) motorului
			lucrul mecanic de frecare
w_i			lucrul mecanic specific indicat
W_{int}			lucrul mecanic intern
W_{ig}			lucrul mecanic indicat brut al motorului
W_n			lucrul mecanic util
W_p			lucrul mecanic de pompaj
W_t	W_t		lucrul mecanic tehnic
w_v			lucrul mecanic specific de dilatare
W_v			lucrul mecanic de dilatare
X_i			participația volumică
Y_i			participația masică

z	elevația (deplasarea pe verticală)
Z	factorul de compresibilitate (factorul de gaz real)

Simboluri grecești

α		difuzivitatea termică
		raport de creștere a presiunii
δ		gradul de disociere
Δ		variația
ε		emisivitatea
ξ		coeficient de pierderi de presiune
η		viscozitatea dinamică
η_e	η_e	randamentul efectiv
η_i	η_i	randamentul indicat
η_{ig}		randamentul indicat brut
η_{in}	η_i	randamentul indicat net
η_{inc}		randamentul arderii incomplete (gradul de conversie)
η_m	η_m	randamentul mecanic
η_t	η_t	randamentul termic
η_{vol}	η_u η_{vol}	eficiența volumetrică (eficiența umplerii) = coeficientul de umplere
λ	λ	coeficientul de exces de aer
λ_b		λ_b raportul bielei
λ_i	λ_i	limita inferioară de aprindere
λ_s	λ_s	limita superioară de aprindere

μ	μ	viscozitatea dinamică potențialul chimic
ν	ν	viscozitatea cinematică coeficientul stoichiometric
ρ	ρ	densitatea
ρ_a		densitatea aerului
σ		constanta Stefan-Boltzmann
σ_s		tensiunea superficială
τ	τ	numărul de timpi ai motorului
φ	φ	unghiul de rotație a arborelui cotit
χ	χ	coeficientul de sarcină
Ψ		funcția de curgere
ω	ω	viteza unghiulară

Indici

a	a, aer	a, air	aer
af		af	amestec aer-combustibil
BB		BB, bb	scăpări de gaze din cilindru (blow-by)
C			sursa rece
e			efectiv
ex			ieșire
f	$comb$	$fuel$	combustibil
g		g	brut
H			sursa caldă
ht		ht	transfer termic
i			indicat

<i>in</i>	<i>in</i>	intrare
		indicat net
<i>ig</i>	<i>ig</i>	indicat brut
<i>max</i>		maxim
<i>min</i>		minim
<i>n</i>	<i>n</i>	net
<i>s</i>		izentropic
		stoichiometric

Exponenți

\cdot	cantitate raportată la unitatea de timp
$-$	cantitate molară (raportată la unitatea de substanță)
0	starea standard de referință

1. Noțiuni introductive. Parametrii constructivi ai MAI

Definiție

Motorul cu ardere internă cu piston este un motor termic care transformă căldura produsă prin arderea combustibilului în lucru mecanic în interiorul său. Mișcarea alternativă a pistonului în interiorul cilindrului este transformată prin intermediul mecanismului bielă-manivelă în mișcare de rotație disponibilă la arborele cotit.

Transformarea energiei chimice a combustibilului în lucru mecanic este condiționată de evoluția unui agent de lucru (numit *fluid motor*) în cilindrul motorului. Mai precis, fluidul motor parcurge o succesiune de procese (admisie, comprimare, ardere, destindere, evacuare) pentru a realiza un ciclu motor. În funcție de tipul de motor și de punctul de funcționare, fluidul motor poate fi aer, amestec aer-combustibil, amestec aer-combustibil și gaze arse sau amestec aer și gaze arse.

O condiție necesară pentru transformarea energiei chimice a combustibilului în căldură este aprinderea amestecului aer-combustibil din cilindrii motorului. Astfel, dacă aprinderea combustibilului este produsă de o scânteie electrică, motoarele se numesc *motoare cu aprindere prin scânteie (MAS sau Otto)*. În cazul în care aprinderea combustibilului se produce ca urmare a presiunii și temperaturii din camera de ardere (fenomen numit autoaprindere), condiții rezultate în urma comprimării prealabile a aerului, motoarele se numesc *motoare cu aprindere prin comprimare (MAC sau Diesel)*.

Dacă ciclul motor se realizează într-o rotație a arborelui cotit (două curse ale pistonului) motoarele sunt denumite *motoare în doi timpi*. În schimb, dacă ciclul motor se realizează în două rotații ale arborelui cotit (patru curse ale pistonului) motoarele sunt denumite *motoare în patru timpi*.

Astfel, se poate preciza că, un motor cu ardere internă este o mașină termică complexă alcătuită dintr-un sistem elementar numit mecanism motor, mai multe sisteme auxiliare și elemente de control a funcționării.

► **Mecanismul motor** este alcătuit din două părți:

- **partea mobilă** (numită și mecanismul bielă-manivelă) care cuprinde trei componente principale – pistonul (pistonul propriu-zis, segmentii și bolțul), biela și arborele cotit;
- **partea fixă** care cuprinde carterul, cilindrul și chiulasa.

► **Sistemele auxiliare** ale motorului sunt:

- sistemul de distribuție (a gazelor);
- sistemul de alimentare cu combustibil;
- sistemul de aprindere (la MAS);
- sistemul de răcire;
- sistemul de ungere;
- sistemul de filtrare (aer, combustibil, ulei);
- sistemul de pornire;
- sistemul de supraalimentare;
- sistemul de variație a compresiei.

► **Elementele de control al funcționării** cuprind:

- senzori,
- unități electronice de control etc.

Pentru a evidenția construcția motorului cu ardere internă, în figura 1.1 este reprezentat un **motor monocilindric**, la care este pus în evidență mecanismul motor și sistemul de distribuție. În **cilindrul 1** se deplasează **pistonul 3** (echipat cu **segmentii 2**) care este articulat cu **arborele cotit 6** prin **biela 5** și **bolțul 4**. Cilindrul este închis în partea superioară de către **chiulasa 12**, în care sunt practicate orificii pentru componentele care controlează alimentarea cu fluid motor proaspăt, evacuarea gazelor arse, injecția combustibilului, respectiv aprinderea acestuia. Două dintre orificiile

chiulasei sunt controlate de supape: *supapa de admisie* (SA) și *supapa de evacuare* (SE). Fiecare supapă este acționată (comandată) de câte o camă a *axului cu came* (AC) (numit și *ax de distribuție*). Orificiile din chiulasa controlate de supape comunică cu mediul ambiant prin *canalul și conducta de admisie* 10, respectiv *canalul și conducta de evacuare* 13. În cazul de față, elementul 11 reprezintă *bujia* (pentru motorul cu aprindere prin scânteie) sau *injectorul* (dacă motorul ar fi cu aprindere prin comprimare). Cilindrul se fixează pe *carterul motorului*, format în general din două părți: *carterul superior* 9 (de care se suspendă lagărele arborelui cotit și pe care se fixează *reazemele* 8 (*suportii motorului*), prin intermediul cărora motorul se fixează pe șasiul autovehiculului), respectiv *carterul inferior* 7 (ce include și *baia de ulei*), în care se găsește uleiul de ungere.

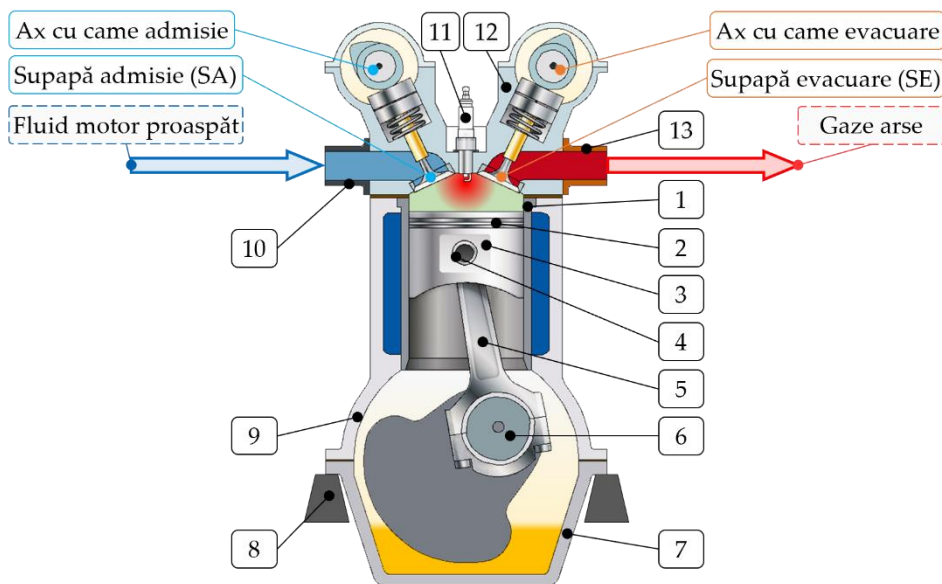


Fig. 1.1 Schema de principiu a unui MAI monocilindric în patru timpi

În timpul funcționării MAI pistonul acestuia se deplasează între două puncte extreme, numite *puncte moarte* (puncte în care viteza pistonului este zero). Poziția pistonului care corespunde volumului minim al cilindrului se numește *punctul mort superior* (PMS) (sau, mai general, *punct mort interior*). Poziția pistonului care corespunde volumului maxim al cilindrului se numește *punct mort inferior* (PMI) (sau, mai general, *punct mort exterior*).

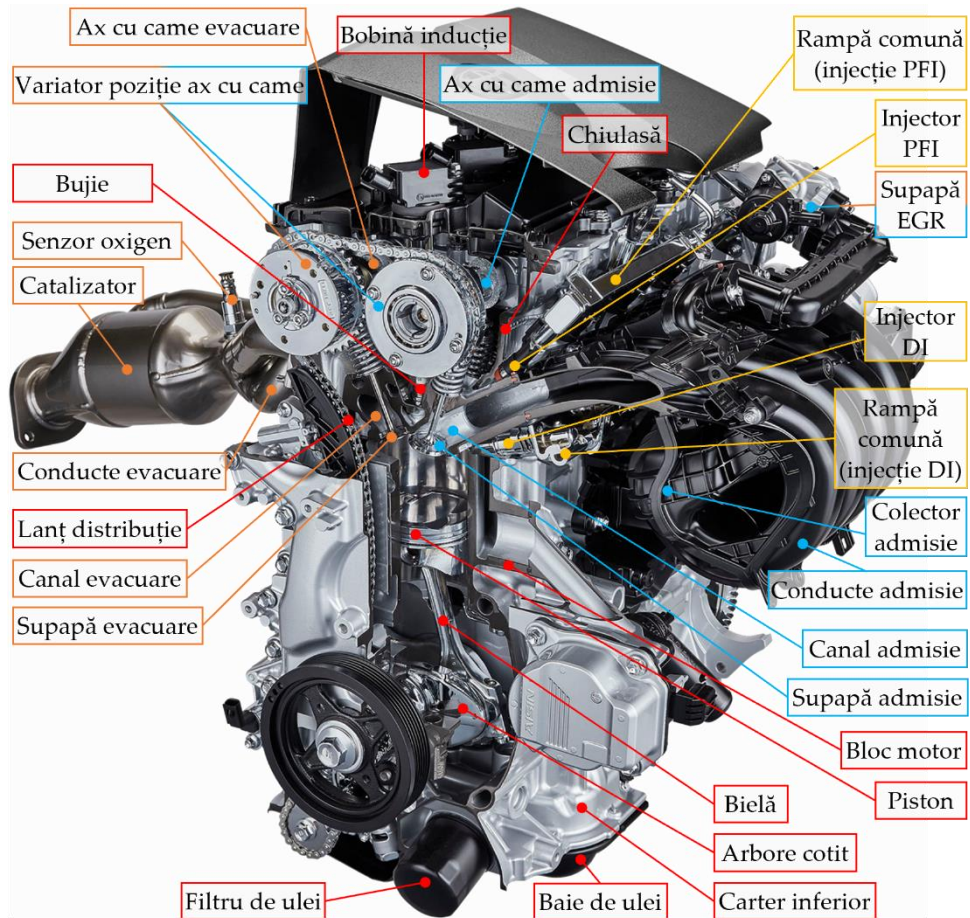


Fig. 1.2 Secțiune printr-un MAI în patru timpi normal aspirat, cu distribuție variabilă (adaptare după [62])

PFI = Port Fuel Injection (injecție în poarta supapei); DI = Direct Injection (injecție directă)

Pentru o mai bună vizualizare a componentelor, în figurile 1.2 și 1.3 sunt prezentate secțiuni transversale printr-un MAS în patru timpi cu distribuție variabilă și două sisteme de injecție (directă și indirectă), respectiv printr-un MAS în patru timpi cu distribuție fixă și injecție indirectă.

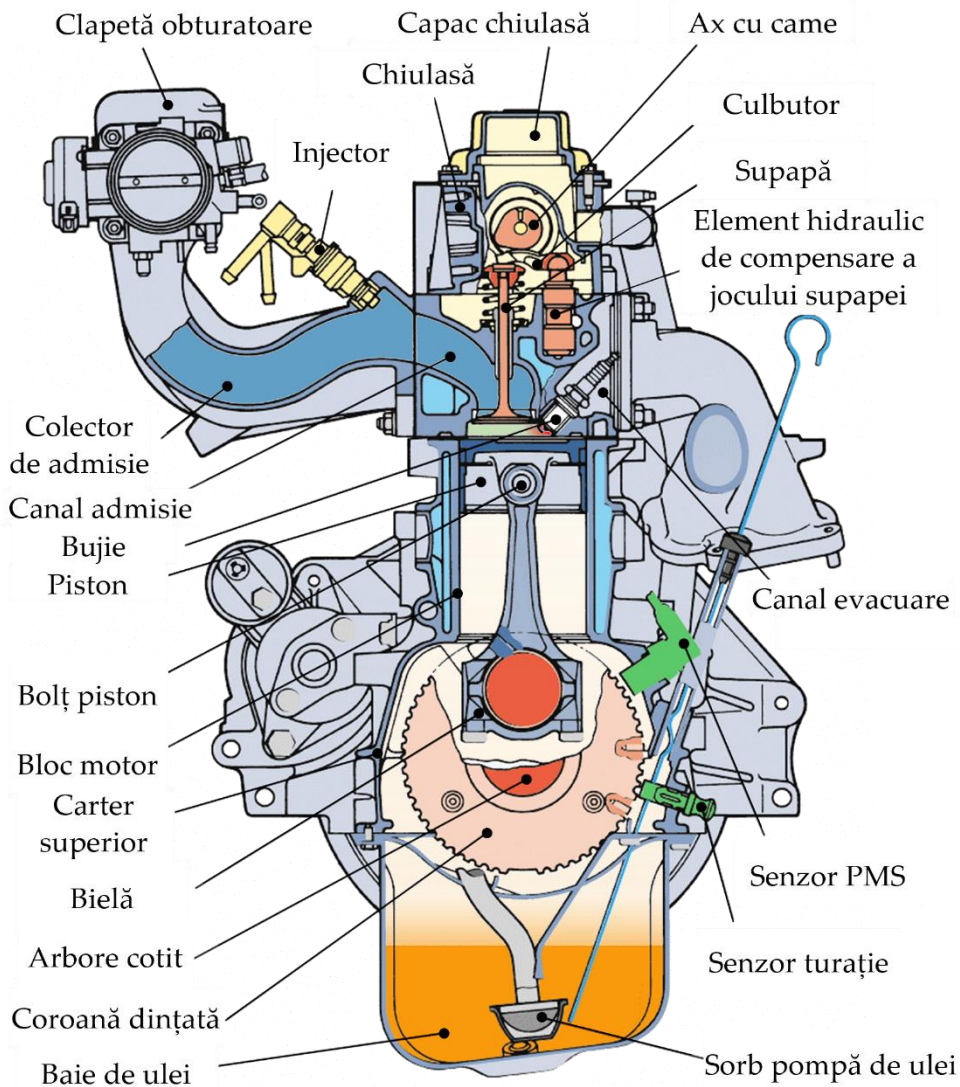


Fig. 1.3 Secțiune printr-un MAI în patru timpi normal aspirat, cu distribuție fixă
(adaptare după ©Tehnologia automobilului modern [63])

Distanța parcursă de piston între cele două puncte moarte se numește **cursa pistonului** (S), iar volumul descris în această cursă se numește **cilindree unitară** (V_d). **Diametrul cilindrului** (D) se mai numește și **alezaj**. Uzual

diametrul cilindrului (D) și cursa pistonului (S) se măsoară în [mm], iar V_d în [l] sau [dm³]. Legătura dintre acestea este dată de relația:

$$V_d = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot S \cdot 10^{-6} \left[\text{dm}^3 \right] \text{ sau } [l]. \quad (1.1)$$

În general, pentru automobile se utilizează *motoare policilindrice*, a căror cilindree numită *cilindree totală* (V_t) sau *litraj* reprezintă suma cilindreelor unitare ale tuturor cilindrilor. Notând cu i numărul de cilindri, relația de calcul a cilindreei motorului este:

$$V_t = V_d \cdot i \left[\text{dm}^3 \right] \text{ sau } [l]. \quad (1.2)$$

Volumul cilindrului (V_{\max}) reprezintă volumul maxim ocupat de fluidul motor (când pistonul se află la PMI). Când pistonul se află la PMS fluidul motor ocupă volumul minim posibil, numit *volumul minim al camerei de ardere* V_{\min} (V_c). Raportul dintre volumul maxim V_{\max} și volumul minim V_{\min} este numit *raport de comprimare* (geometric sau volumetric), notat r_c sau ε :

$$r_c = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{V_{\max}}{V_c} [-]. \quad (1.3)$$

Volumul maxim ocupat de fluidul motor este egal cu suma dintre volumul camerei de ardere și cilindreea unitară:

$$V_{\max} = V_d + V_c \left[\text{dm}^3 \right]. \quad (1.4)$$

Ținând cont de aceste relații, se poate scrie:

$$r_c = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{V_d + V_c}{V_c} = 1 + \frac{V_d}{V_c} [-]; \quad (1.5)$$

$$\frac{V_c}{V_d} = \frac{V_c}{V_{\max} - V_c} = \frac{1}{r_c - 1} \quad \frac{V_{\max}}{V_d} = \frac{V_{\max}}{V_{\max} - V_c} = \frac{r_c}{r_c - 1}.$$

Dimensiunile specifice și elementele de bază ale mecanismului motor sunt evidențiate în figura 1.4.

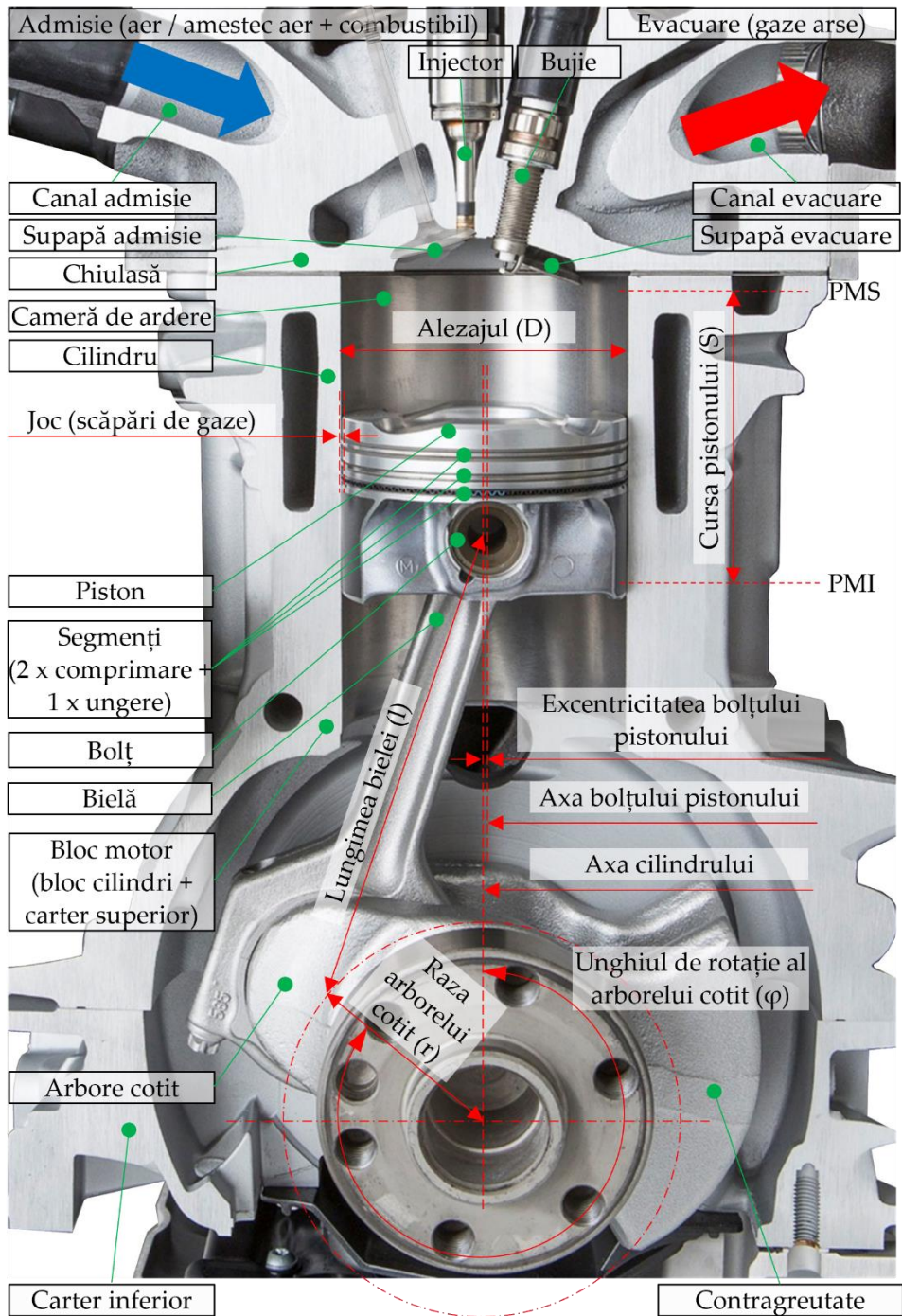


Fig. 1.4 Dimensiunile specifice și elementele de bază ale mecanismului motor (adaptate după [2])

Unghiul format de brațul arborelui cotit (manivelă) cu axa cilindrului se numește **unghiul de rotație a arborelui cotit** (φ), prescurtat **RAC** și este utilizat ca variabilă de referință pentru poziția pistonului, respectiv pentru evoluția proceselor ciclului motor. Alegând PMS ca punct de origine a unghiului de rotație a arborelui cotit ($\varphi = 0 [^\circ\text{RAC}]$) se observă că o cursă completă a pistonului corespunde unui unghi $\varphi = 180 [^\circ\text{RAC}]$, în timp ce pentru o rotație completă a arborelui cotit pistonul parcurge două curse iar $\varphi = 360 [^\circ\text{RAC}]$.

Numărul de rotații efectuat de arborele cotit într-un minut reprezintă **viteza de rotație a arborelui cotit al motorului** (**turația arborelui cotit** al motorului) sau **turația** (n) și se măsoară în rotații pe minut $[\text{rpm}]$, $\left[\frac{1}{\text{min}}\right]$ sau $[\text{min}^{-1}]$. Între unghiul $\varphi [^\circ\text{RAC}]$, turația $n [\text{min}^{-1}]$ și timpul $t [\text{s}]$ există următoarea relație de dependență:

$$\begin{aligned} n [\text{rot}] \dots\dots\dots 1 [\text{min}] \dots\dots\dots 60 [\text{s}] \\ 1 [\text{rot}] = 360 [^\circ\text{RAC}], \\ n \cdot 360 [^\circ\text{RAC}] \dots\dots\dots 60 [\text{s}], \\ 1 [^\circ\text{RAC}] \dots\dots\dots \frac{1}{6 \cdot n} [\text{s}]. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Ținând cont de aceste relații, se poate spune că $\varphi [^\circ\text{RAC}]$ se efectuează într-un timp t , de $6n$ ori mai mic:

$$t = \frac{\varphi}{6 \cdot n} [\text{s}]. \quad (1.7)$$

O caracteristică importantă a motorului cu ardere internă este viteza medie a pistonului (S_{pm}). Aceasta este definită ca fiind viteza constantă a pistonului pe parcursul unei rotații complete a arborelui cotit (două curse succesive $2S$ în intervalul $60/n [\text{s}]$):

$$S_{pm} = \frac{2 \cdot S \cdot 10^{-3} \cdot n}{60} = \frac{S \cdot 10^{-3} \cdot n}{30} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]. \quad (1.8)$$

Viteza medie a pistonului este totodată un criteriu de clasificare al motoarelor cu ardere internă. În funcție de valoarea acesteia, se disting [27]:

a) motoare lente $S_{pm} = 4 \dots 6,5 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right];$

b) motoare semirapide $S_{pm} = 6,5 \dots 10 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right];$

c) motoare rapide $S_{pm} = 10 \dots 20 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right].$

Considerând că turația motorului este constantă (pentru un anumit regim de funcționare), măsurarea intervalului de timp se poate face fie în unități de timp [s], fie în unghi de rotație φ al arborelui cotit [$^{\circ}$ RAC]. Dintre acestea, se preferă unghiul φ deoarece acesta permite corelarea directă a desfășurării proceselor ciclului motor cu poziția elementelor componente ale mecanismului motor.

Definiție

*Sucesiunea proceselor funcționale (admisie, comprimare, ardere, destindere și evacuare) care se repetă periodic în cilindrul unui motor cu ardere internă se numește **ciclu motor**.*

Ținând cont că partea din ciclul motor care se efectuează într-o singură cursă a pistonului este numită **timp**, se poate distinge între:

- ▶ **motor în patru timpi**, adică motorul cu ardere internă care execută un ciclu complet în patru curse ale pistonului (două rotații ale arborelui cotit) și
- ▶ **motor în doi timpi**, adică motorul cu ardere internă care execută un ciclu complet în două curse ale pistonului (o rotație a arborelui cotit).

Din cele patru (în cazul motorului în patru timpi), respectiv două (în cazul motorului în doi timpi) curse ale pistonului, doar una este utilă (se produce lucru mecanic) și anume cursa de destindere. Ca urmare, această cursă este denumită și cursă activă, iar timpul corespunzător ei, timp motor.

Ținând cont de aceste aspecte, se constată că turația motorului nu este întotdeauna egală cu numărul de cicli ai motorului n_c în unitatea de timp. Astfel, dacă se notează cu τ numărul de timpi ai motorului și cu n_R numărul de rotații necesare pentru realizarea unui ciclu motor, se poate scrie [28]:

$$n_c = \frac{n}{n_R} = \frac{n}{\frac{\tau}{2}} \left[\frac{\text{cicli}}{\text{min}} \right] \quad n_c = \frac{n}{60 \cdot n_R} = \frac{n}{60 \cdot \frac{\tau}{2}} = \frac{n}{30 \cdot \tau} \left[\frac{\text{cicli}}{\text{s}} \right]. \quad (1.9)$$

Procesele funcționale ale motorului cu ardere internă (denumite procese termice) în urma cărora se realizează evoluția fluidului motor sunt următoarele:

- I. **Procesul de admisie (admisia)** – este numit și proces de umplere și constă în introducerea fluidului motor proaspăt numit și încărcătură proaspătă (aer sau amestec aer-combustibil, respectiv amestec de aer-combustibil și gaze arse dacă motorul este echipat cu sistem de recirculare a gazelor arse) în cilindru;
- II. **Procesul de comprimare (comprimarea)** – constă în reducerea volumului ocupat de fluidul motor din cilindru în scopul creșterii presiunii și temperaturii, respectiv a eficienței. Acest proces are loc după procesul de admisie și înaintea procesului de ardere;
- III. **Procesul de ardere (arderea)** – în care are loc transformarea energiei chimice a combustibilului în căldură prin oxidarea moleculelor de combustibil cu oxigenul din aerul atmosferic;
- IV. **Procesul de destindere (destinderea)** – datorită presiunii ridicate a gazelor arse (gazele rezultate în urma procesului de ardere) din cilindrul motorului, pistonul este împins înspre PMI, ceea ce face ca volumul ocupat din cilindru să crească și astfel să se producă lucru mecanic;

- V. **Procesul de evacuare (evacuarea)** – transformarea căldurii în lucru mecanic este posibilă doar prin parcurgerea unui ciclu motor care presupune revenirea în punctul inițial. Ca atare, pentru reluarea ciclului motor este necesar ca aceste gaze arse să fie îndepărtate din cilindru.

Cele două procese în cadrul cărora se realizează schimbul de gaze (procesul de evacuare a gazelor arse și procesul de admisie a fluidului motor proaspăt) sunt denumite și **procesele de schimbare a gazelor**.

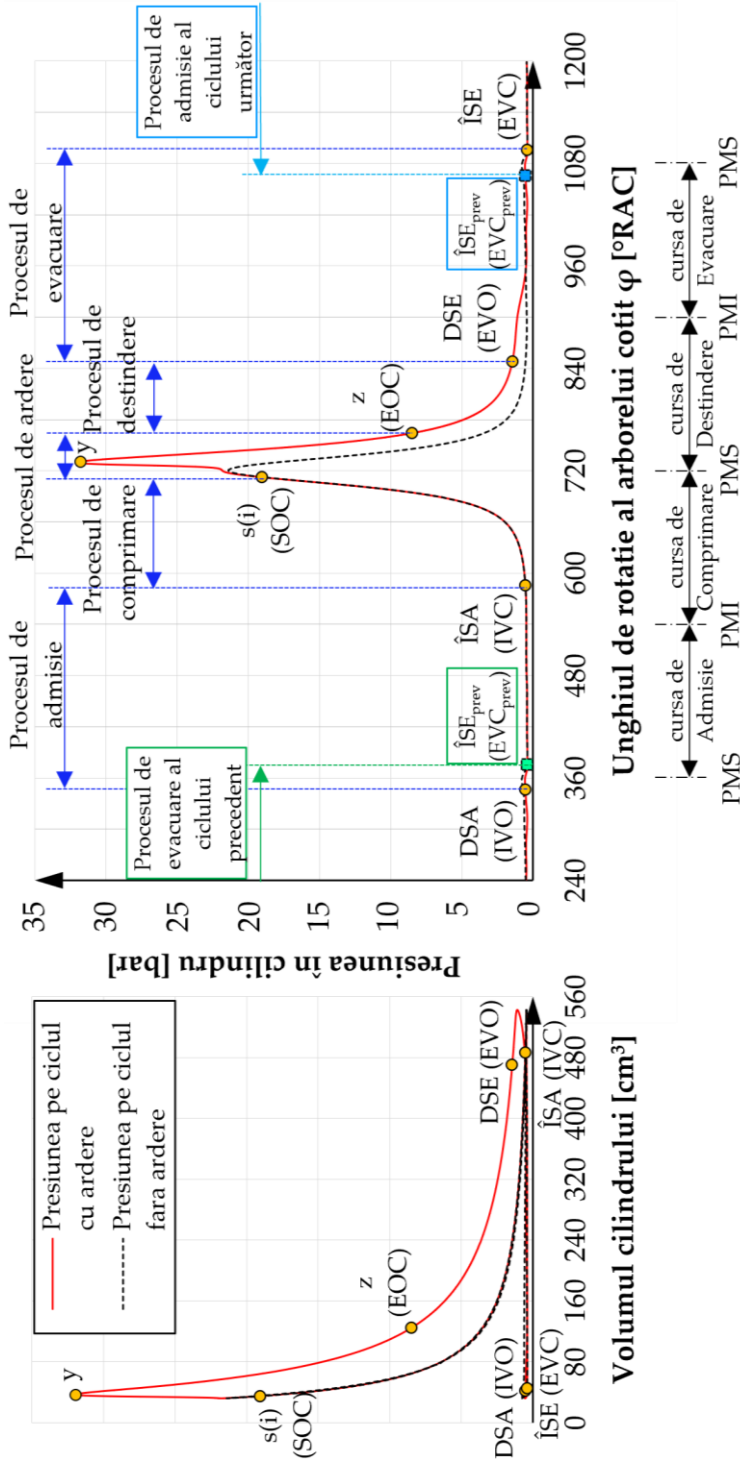
În cazul motoarelor în patru timpi, procesele amintite (cu excepția arderii) pot fi asimilate aproximativ cu cursele pistonului (timpii motorului), motiv pentru care se introduc următoarele denumiri: **cursa de admisie, cursa de comprimare, cursa de destindere și cursa de evacuare**. Procesul de ardere are loc parțial în cursa de comprimare și parțial (cea mai mare parte) în cursa de destindere.

Desfășurarea proceselor unui motor cu ardere internă se urmărește prin înregistrarea evoluției presiunii din cilindru în funcție de timpul τ , de unghiul φ sau de volumul V . Aceste evoluții ale presiunii se reprezintă grafic în așa-numitele **diagrame indicate (diagrama $p-t$, diagrama $p-\varphi$, respectiv diagrama $p-V$)**. Diagramele $p-t$ și $p-\varphi$ se numesc **diagrame indicate desfășurate**.

În figura 1.5 se arată diagrama desfășurată a unui MAS în patru timpi normal aspirat, în care se poate observa evoluția presiunii p în funcție de unghiul φ . Pe această diagramă sunt indicate atât procesele funcționale cât și cursele pistonului în ordinea în care se succed. Se poate observa faptul că procesele de admisie și de evacuare au durate mai mari decât cursele corespunzătoare (≥ 180 [°RAC]), în timp ce comprimarea și destinderea au durate mai mici (≤ 180 [°RAC]).

Observație

Motoarele moderne cu distribuție variabilă permit reglarea momentelor de închidere și deschidere a supapelor, ceea ce duce la modificarea duratelor efective ale proceselor de schimbare a gazelor.

Fig. 1.5 Diagrama indicată în coordonate $p-V$ și $p-\phi$

Motorul cu aprindere prin comprimare prezentat în figura 1.4 funcționează astfel (vezi corespondența cu fig. 1.5):

- ▶ în cursa de admisie pistonul se deplasează de la PMS la PMI, iar ca urmare, în cilindru se produce o depresiune. Acest lucru duce la admisia în cilindru a fluidului motor proaspăt (aer sau amestec aer-combustibil). Începutul procesului de admisie se consideră momentul în care supapa de admisie se desprinde de sediu (deschiderea supapei de admisie – DSA), eliberând astfel orificiul de admisie (DSA are loc înainte de PMS). În acest caz, procesul de admisie se încheie după PMI, când presiunea din cilindru ajunge la valoarea presiunii atmosferice, iar supapa de admisie se așază pe sediu (închiderea supapei de admisie – ÎSA);
- ▶ în cursa următoare (cursa de comprimare), pistonul se deplasează de la PMI la PMS, iar fluidul motor proaspăt (împreună cu gazele reziduale - gazele rămase în cilindru din ciclul precedent datorită evacuării incomplete) este comprimat până la o presiune de aproximativ 1...3 [MPa] (= 10...30 [bar]);
- ▶ spre sfârșitul cursei de comprimare se declanșează scânteia (punctul s) care aprinde amestecul;
- ▶ arderea se desfășoară (din punctul s până în punctul z) cu o creștere semnificativă de presiune până în punctul y (punctul de presiune maximă), iar apoi cu o reducere de presiune;
- ▶ în punctul z începe procesul de destindere, care se finalizează în momentul deschiderii supapei de evacuare – DSE, când supapa de evacuare se desprinde de sediu;
- ▶ procesul de evacuare se desfășoară între DSE și închiderea supapei de evacuare – ÎSE. Spre sfârșitul ciclului, procesul de evacuare se suprapune parțial cu procesul de admisie al ciclului următor.

Din cele patru curse ale motorului cu ardere internă în patru timpi, doar una este destinată producerii de lucru mecanic și anume, cursa de destindere.

Din acest motiv, această cursă mai este numită și *cursa utilă* sau *cursa activă*, iar timpul corespunzător ei este numit *timp motor*.

Motoarele cu aprindere prin comprimare (MAC) în patru timpi prezintă aceeași succesiune a proceselor însă cu o serie de deosebiri principale:

- ▶ fluidul motor proaspăt admis în cilindru este numai aer;
- ▶ raportul de comprimare și implicit gradul de comprimare prealabilă a fluidului motor sunt mult mai ridicate, ceea ce face ca spre sfârșitul cursei de comprimare (punctul *i*), presiunea din cilindru să ajungă la valori de aproximativ 2,5...50 [MPa] (= 25...50 [bar]);
- ▶ în punctul *i* are loc *injecția de combustibil*, care este fin pulverizat pentru a facilita formarea amestecului. Aprinderea combustibilului are loc prin *autoaprindere* ca urmare a condițiilor de presiune și temperatură din cilindru, iar arderea este de un alt tip decât la MAS.

În figurile 1.6 și 1.7 sunt prezentate curbele de ridicare a supapelor în cazul unei distribuții fixe, respectiv în cazul unei distribuții variabile.

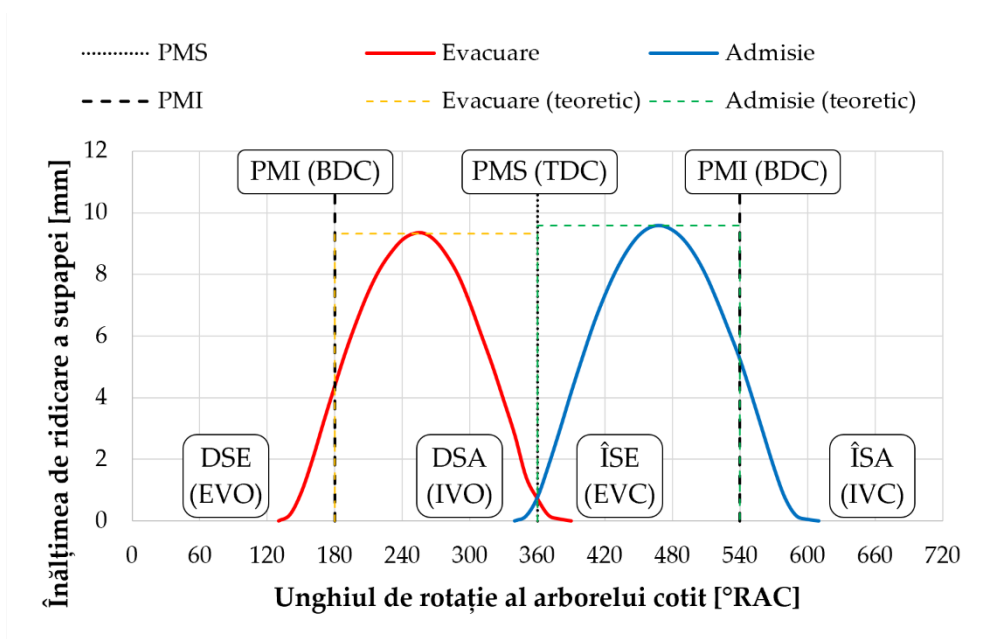


Fig. 1.6 Curbele de ridicare a supapelor pentru un motor cu distribuție fixă

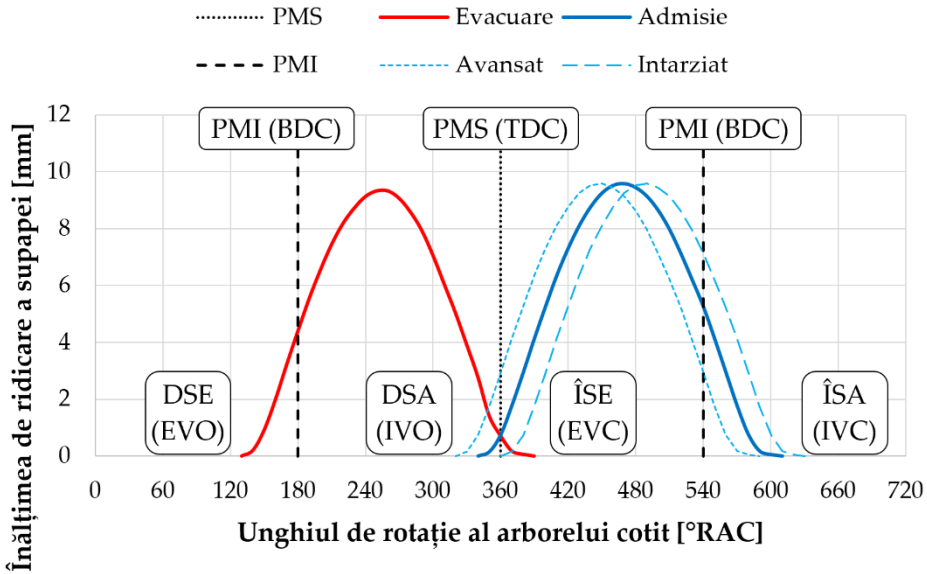


Fig. 1.7 Curbele de ridicare a supapelor pentru un motor cu distribuție variabilă (admisie)

1.1. Cinematica mecanismului motor

Mecanismul motor transformă mișcarea (alternativă) de translație a pistonului în mișcare de rotație a arborelui cotit (fig. 1.8). Prin deplasarea între punctele moarte (PMS și PMI):

- ▶ pistonul descrie un volum V_d (cilindreea unitară);
- ▶ volumul camerei de ardere variază cu poziția pistonului, de la volumul minim $V_{min} = V_c$, până la volum maxim $V_{max} = V_c + V_d = V_c + S \cdot A_c$, unde A_c este aria transversală a cilindrului.

În punctele moarte pistonul își schimbă direcția de deplasare, motiv pentru care viteza este nulă, iar accelerația atinge un maximum.

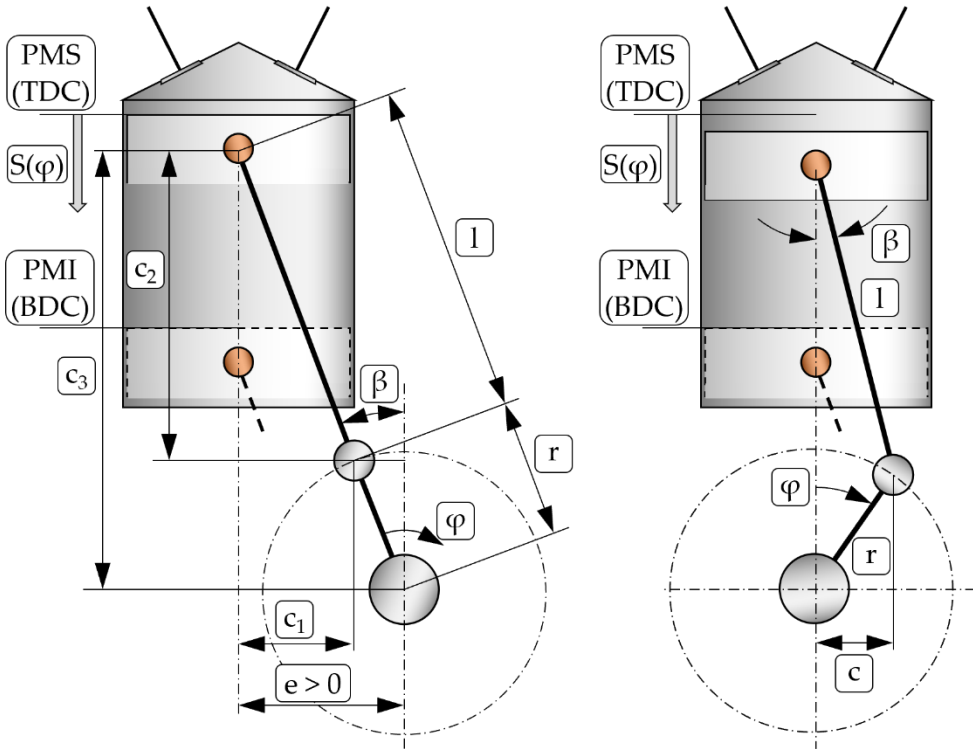


Fig. 1.8 Cinematica mecanismului motor cu excentricitate (stânga) și neglijând excentricitatea (dreapta)

În continuare se prezintă modul de determinare a ecuației utilizate pentru calculul cursei pistonului și implicit a volumului cilindrului în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit utilizând mărimi cunoscute, precum raza arborelui cotit (r), lungimea bielei (l) și excentricitatea bolțului pistonului (e).

Din figura 1.8 cursa pistonului în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit $S(\varphi)$ este descrisă de relația [37]:

$$S(\varphi) = c_3 - c_2 - r \cos(\varphi - \beta) . \quad (1.10)$$

Pentru a putea efectua calculul, este necesară exprimarea mărimilor necunoscute c_2 , c_3 și β în funcție de mărimile cunoscute r , l , e și φ . Din relațiile geometrice din figura 1.8 se poate scrie:

$$\sin \beta = \frac{e}{r+l} \quad \Rightarrow \quad \beta = \arcsin\left(\frac{e}{r+l}\right), \quad (1.11)$$

$$c_1 = e + r \sin(\varphi - \beta), \quad (1.12)$$

$$c_2 = \sqrt{l^2 - c_1^2}, \quad (1.13)$$

$$c_3 = \sqrt{(r+l)^2 - e^2}. \quad (1.14)$$

Înlocuind în ecuația 1.10 rezultă:

$$S(\varphi) = \sqrt{(r+l)^2 - e^2} - \sqrt{l^2 - [e + r \sin(\varphi - \beta)]^2} - r \cos(\varphi - \beta). \quad (1.15)$$

Pentru a obține viteza pistonului se derivează ecuația 1.15 în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit (φ):

$$\frac{dS}{d\varphi} = r \sin(\varphi - \beta) + \frac{r[e + r \sin(\varphi - \beta)] \cos(\varphi - \beta)}{\sqrt{l^2 - [e + r \sin(\varphi - \beta)]^2}}. \quad (1.16)$$

Volumul cilindrului în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit este descris de relația:

$$V(\varphi) = V_c + \frac{\pi D^2}{4} S(\varphi). \quad (1.17)$$

Ținând cont de această relație, variația volumului cu unghiul de rotație al arborelui cotit este:

$$\frac{dV}{d\varphi} = \frac{\pi D^2}{4} \frac{dS}{d\varphi}. \quad (1.18)$$

Se definește **raportul bielei** λ_b ca raportul dintre raza arborelui cotit r și lungimea bielei l :

$$\lambda_b = \frac{r}{l} . \quad (1.19)$$

Dacă se consideră că excentricitatea bolțului pistonului este nulă $e = 0$ (fig. 1.8 dreapta) și se ține cont de raportul bielei, ecuațiile cursei și vitezei pistonului poate fi rescrise astfel:

$$S(\varphi) = r + l - l \cdot \left(\lambda_b \cdot \cos \varphi + \sqrt{1 - \lambda_b^2 \sin^2 \varphi} \right) , \quad (1.20)$$

$$\frac{dS}{d\varphi} = r \cdot \sin \varphi \left[1 + \frac{\lambda_b \cdot \cos \varphi}{\sqrt{1 - \lambda_b^2 \sin^2 \varphi}} \right] . \quad (1.21)$$

Pentru verificare, se scrie ecuația 1.20 în cele două puncte moarte:

$$\begin{aligned} S(\varphi = 0) &= 0, & \frac{dS}{d\varphi}(\varphi = 0) &= 0 \\ S(\varphi = \pi) &= 2r, & \frac{dS}{d\varphi}(\varphi = \pi) &= 0 \end{aligned} . \quad (1.22)$$

1.2. Noțiuni privind formarea amestecului aer-combustibil

O cerință esențială pentru funcționarea motorului cu eficiență ridicată și emisii poluante reduse este *formarea corespunzătoare a amestecului aer-combustibil* pentru fiecare regim de funcționare. În acest scop se urmărește obținerea unui amestec aer-combustibil cât mai *omogen*, ceea ce implică *pulverizarea fină a combustibilului* (lichid), *vaporizarea* rapidă a acestuia (în cazul combustibililor lichizi) și *amestecarea cu aerul*, într-o fracțiune din durata unui ciclu motor (a se vedea exemplul următor).

Exemplu

Dacă un motor funcționează la turația de 5000 [min⁻¹], durata unui ciclu (două rotații) este de:

$$\begin{array}{l} 5000 \text{ [rot]} \dots\dots\dots 1 \text{ [min]} \dots\dots\dots 60 \text{ [s]} \\ 2 \text{ [rot]} \dots\dots\dots t \text{ [s]} \end{array}$$

$$t = \frac{2 \cdot 60}{5000} = 0,024 \text{ [s]} = 24 \text{ [ms]}$$

În principiu, pulverizarea combustibilului se realizează prin creșterea vitezei relative dintre combustibilul lichid și aer. Cu cât viteza relativă dintre combustibil și aer este mai mare, cu atât crește frecarea pe suprafața lichidului, ceea ce intensifică perturbațiile și astfel procesul de pulverizare a combustibilului în picături de dimensiuni foarte mici. Viteza relativă dintre combustibil și aer poate fi mărită prin:

- a) **injecție** - mărirea vitezei jetului de combustibil în raport cu aerul. Pentru pulverizarea combustibilului prin injecție se utilizează **injectoare**;
- b) **carburație** - mărirea vitezei curentului de aer în raport cu combustibilul. Pentru pulverizarea combustibilului prin carburație se utilizează **carburatoare**, care (pe lângă pulverizare) asigură și vaporizarea și amestecarea combustibilului cu aerul.

Observație

La motoarele moderne de autovehicule (MAS și MAC) se utilizează exclusiv injecția de combustibil, cu precizarea că la MAS injecția se poate face atât direct în cilindrul motorului cât și în exteriorul acestuia, în timp ce la MAC injecția se face direct în cilindru sau într-o cameră separată situată în chiulasă (injecție indirectă).

La MAS cu injecție în exteriorul cilindrului vaporizarea începe în conducta (canalul) de admisie și se încheie în cilindrul motorului. Ca urmare, la MAS, amestecul aer-combustibil se realizează înainte de cilindru, motiv pentru

care aceste motoare se mai numesc și *motoare cu formare externă a amestecului*.

La MAS și MAC cu injecție directă vaporizarea combustibilului are loc în cilindrul motorului. La MAC nu este posibilă o altă soluție deoarece, temperatura de evaporare a motorinei poate fi atinsă doar spre sfârșitul cursei de comprimare. Aceste motoare, la care amestecul se realizează în cilindrul motorului se mai numesc și *motoare cu formare internă a amestecului*.

În continuare sunt prezentate o serie de noțiuni importante pentru a caracteriza calculul amestecurilor aer-combustibil pe baza informațiilor prezentate în Stan [51], Grünwald [27], Eriksson și Nielsen [21], Küntscher și Werner [33] și Heywood [28].

Astfel, *dozajul (d)* reprezintă raportul dintre *masa combustibilul* m_f (sau m_c) și *masa aerului* m_a (sau m_{aer}):

$$d = \frac{m_f}{m_a} \left[\frac{\text{kg}_{\text{comb}}}{\text{kg}_{\text{aer}}} \right]. \quad (1.23)$$

Pentru a caracteriza prezența aerului în amestec se introduc noțiunile de *deficit de aer (aer lipsă)*, *exces de aer (aer în exces)* și *aer minim (aer teoretic)*. Aerul minim ($m_{a,min}$) reprezintă cea mai mică masă de aer care în condiții teoretice, poate asigura arderea completă a combustibilului. Aerul minim necesar arderii a 1 [kg] de combustibil depinde de structura moleculară a combustibilului și astfel, de tipul de combustibil. Pentru exemplificare, în tabelul 1.1 sunt prezentate cantitatea minimă de aer alături de formula chimică și puterea calorică pentru diverși combustibili.

Dacă pentru arderea unei cantități de combustibil (m_f) este disponibil aerul minim ($m_{a,min}$), raportul dintre cele două se numește *dozaj teoretic* sau *dozaj stoichiometric*:

$$d_s = \frac{m_f}{m_{a,min}} \left[\frac{\text{kg}_{\text{comb}}}{\text{kg}_{\text{aer}}} \right]. \quad (1.24)$$

Dozajul stoichiometric poate fi definit ca:

$$d_s = \frac{m_{f,\max}}{m_a} \left[\frac{\text{kg}_{\text{comb}}}{\text{kg}_{\text{aer}}} \right], \quad (1.25)$$

respectiv ca raportul dintre *masa de combustibil maximă* ($m_{f,\max}$) care, în condiții teoretice, poate arde complet cu *aerul disponibil* în amestec (m_a). Ca urmare, se poate scrie:

$$\frac{\left(\frac{m_{f,\max}}{m_a} \right)}{\left(\frac{m_f}{m_{a,\min}} \right)} = \frac{m_{f,\max}}{m_a} \cdot \frac{m_{a,\min}}{m_f} = 1 \quad \text{sau} \quad \frac{m_f}{m_{f,\max}} \cdot \frac{m_a}{m_{a,\min}} = 1 \quad (1.26)$$

Tabelul 1.1 Aerul minim necesar arderii unui kilogram de combustibil [51]

Combustibil	Structura chimică	Puterea calorică [MJ/kg]	AFR _s [kg _{aer} /kg _{comb}]
<u>Hidrocarburi</u>			
Benzină	C _m H _n (ex. C ₈ H ₁₈)	43,5	14,6-14,7
Motorină	C _m H _{n+2} (ex. C ₁₂ H ₂₆)	42,0-43,0	14,5-14,7
<u>Gaz natural comprimat</u>			
(85-95% Metan)	CH ₄	45,0	17,2
<u>Gaz petrol lichefiat</u>			
(50% Propan; 50% Butan)	C ₃ H ₈ / C ₄ H ₁₀	46,1	15,6
<u>Alcooli</u>			
Metanol	CH ₃ – OH	19,7	6,47
Etanol	C ₂ H ₅ – OH	26,8	9,00
<u>Hidrogen</u>	H ₂	120,2	34,3
<u>Uleiuri</u>			
Ulei de rapiță		35,0-39,0	12,4
Metil ester de rapiță	C _m H _n O _p R _i	36,0-37,0	12,5
<u>Dimetileter</u>	CH ₃ OCH ₃	27,6	28 (gaz) / 27 (lichid)

Rapoartele $m_a/m_{a,\min}$ și $m_f/m_{f,\max}$ pun în evidență raportul în care se află masa aerului din amestec, respectiv masa combustibilului din amestec față de o *masă de aer de referință* ($m_{a,\min}$), respectiv o *masă de combustibil de referință* ($m_{f,\max}$). Prin urmare, ele definesc *calitatea amestecului* sau *dozajul amestecului*. Raportul $m_a/m_{a,\min}$ numit *coeficient de exces de aer* (*coeficient de dozaj al aerului*) se notează cu λ și reprezintă raportul dintre masa de aer disponibilă în amestec (m_a) pentru ardere și masa minimă de aer ($m_{a,\min}$ sau L_{\min}) necesară arderii complete în condiții teoretice a combustibilului m_f .

$$\lambda = \frac{m_a}{m_{a,\min}} = \frac{\left(\frac{m_f}{m_a}\right)}{\left(\frac{m_f}{m_{a,\min}}\right)_s} [-], \quad (1.27)$$

unde indicele s indică *amestecul stoichiometric*.

Raportul $m_f/m_{f,\max}$ numit *raportul de echivalență* (*coeficientul de dozaj al combustibilului*), se notează cu ϕ și reprezintă raportul dintre masa de combustibil disponibilă în amestec (m_f) pentru ardere și masa maximă de combustibil ($m_{f,\max}$) care ar putea arde complet cu masa de aer din amestec (m_a):

$$\phi = \frac{m_f}{m_{f,\max}} = \frac{\left(\frac{m_f}{m_a}\right)}{\left(\frac{m_{f,\max}}{m_a}\right)_s} = \frac{1}{\lambda} [-], \quad \phi = \frac{1}{\lambda} [-]. \quad (1.28)$$

Dacă $m_a = m_{a,\min}$ sau $m_f = m_{f,\max}$ atunci amestecul poartă denumirea de *amestec teoretic* (*amestec stoichiometric*), iar dozajul amestecului de *dozaj teoretic* (*dozaj stoichiometric*).

În realitate (întotdeauna) $m_a \neq m_{a,\min}$ sau $m_f \neq m_{f,\max}$. Din acest motiv se introduc următoarele noțiuni:

- ▶ **amestec sărac** (sărac în combustibil) pentru care aerul din amestec este în exces ($\lambda > 1, m_a > m_{a,\min}$) sau combustibilul în lipsă ($\phi < 1, m_f < m_{f,\max}$). Dozajul se numește **dozaj sărac**.
- ▶ **amestec bogat** (bogat în combustibil) pentru care în amestec este un deficit de aer ($\lambda < 1, m_a < m_{a,\min}$) sau combustibilul în exces ($\phi > 1, m_f > m_{f,\max}$). Dozajul se numește **dozaj bogat**.

Dacă se notează cu $AFR = \frac{m_a}{m_f} \left[\frac{\text{kg}_{\text{comb}}}{\text{kg}_{\text{aer}}} \right]$ masa de aer disponibilă pentru

arderea a $m_f = 1$ [kg] combustibil și cu $AFR_s = \frac{m_{a,\min}}{m_f} \left[\frac{\text{kg}_{\text{comb}}}{\text{kg}_{\text{aer}}} \right]$ masa minimă

de aer necesară arderii complete (în condiții teoretice) a $m_f = 1$ [kg] de combustibil, relațiile 1.27 și 1.28 devin:

$$\lambda = \frac{AFR}{AFR_s} [-], \quad (1.29)$$

$$\phi = \frac{AFR_s}{AFR} [-]. \quad (1.30)$$

Observație

Notația AFR se folosește pentru a indica în ce proporție se află masa de aer și masa de combustibil. Dacă masa de combustibil este 1, atunci masa de aer este egală cu valoarea AFR.

Pentru a exemplifica legătura dintre parametrii utilizați la caracterizarea amestecului se prezintă următorul exemplu:

Exemplu

a) Pentru arderea a 1 [kg] benzină, $m_{a,\min} = 15,1$ [kg_{aer}] (ca urmare $AFR_s = 15,1$ [kg_{aer}/kg_{comb}]). În acest caz, dozajul stoichiometric este:

$$d_s = \frac{1}{15,1} = 0,066 [-] .$$

Dacă $m_a = 16$ [kg_{aer}] atunci, $AFR = 16$ [kg_{aer}/kg_{comb}] și astfel:

$$\lambda = \frac{AFR}{AFR_s} = \frac{16}{15,1} = 1,06 [-]$$

$$\phi = \frac{1}{\lambda} = 0,94 [-]$$

b) Cunoscând $d = 0,066$ [-] și știind că $AFR_s = 15,1$ [kg_{aer}/kg_{comb}], să se determine coeficientul de exces de aer și raportul de echivalență.

a) Dacă $AFR_s = 15,1$ [kg_{aer}/kg_{comb}] atunci $m_a = 15,1$ [kg_{aer}], iar din relația lui d_s rezultă:

$$m_f = d \cdot m_a = 0,06 \cdot 15,1 = 0,91 \text{ [kg}_{\text{comb}} \text{]} .$$

Deoarece $m_{f,\max} = 1$ [kg] rezultă:

$$\phi = \frac{m_f}{m_{f,\max}} = \frac{0,91}{1} = 0,91 [-]$$

$$\lambda = \frac{1}{\phi} = \frac{1}{0,91} = 1,1 [-]$$

b) Dacă $m_f = 1$ [kg], din relația lui d_s se obține:

$$m_a = \frac{m_f}{d} = \frac{1}{0,06} = 16,67 \text{ [kg}_{\text{aer}} \text{]} .$$

Deoarece $m_{a,\min} = 15,1$ [kg_{aer}] rezultă

$$\lambda = \frac{m_a}{m_{a,\min}} = \frac{16,67}{15,1} = 1,1 [-]$$

$$\phi = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{1,1} = 0,91 [-]$$

1.3. Parametrii funcționali ai MAI

Lucrul mecanic produs de gazele arse din cilindru și cedat pistonului la efectuarea unui ciclu motor, se numește *lucru mecanic indicat net al unui ciclu*, se notează cu $W_{c,in}$ și se măsoară (în SI) în [J] sau [kJ]. Dacă motorul are i cilindrii, atunci lucrul mecanic indicat net total este $W_{c,in_{total}} = i \cdot W_{c,in}$ [J]. Diagrama indicată a ciclului motor în coordonate p-V poate fi împărțită în două părți (fig. 1.9):

- bucla mică 1'-6-7-1-1', care poartă denumirea de *diagrama indicată de joasă presiune* sau *diagrama de pompaj*;
- bucla mare 1'-2-3-4-5-1', care poartă denumirea de *diagrama indicată de înaltă presiune*.

Diagrama de pompaj reprezintă *lucrul mecanic al schimbului de gaze* (la motoarele în patru timpi este numit *lucru mecanic de pompaj*) și se notează cu W_p [27]:

$$W_p = \left(\oint p dV \right)_{1'-6-7-1-1'} . \quad (1.31)$$

La motoarele cu admisie normală (presiunea din admisie este aproximativ egală cu presiunea atmosferică), W_p este un *lucru mecanic negativ* (motorul consumă energie suplimentară pentru schimbarea fluidului motor), în timp ce la motoarele cu supraalimentare (presiunea din admisie este mai mare decât presiunea atmosferică), W_p este un *lucru mecanic pozitiv*.

Aria diagramei de înaltă presiune reprezintă lucrul mecanic al proceselor de comprimare, ardere și destindere și este notat cu $W_{c,ig}$ (sau lucrul mecanic indicat brut) [27]:

$$W_i = \left(\oint p dV \right)_{1'-2-3-4-5-1'} . \quad (1.32)$$

La motoarele policilindrice (cu un număr de i cilindri), lucrul mecanic se însumează, rezultând astfel: $i \cdot W_p$, $i \cdot W_{c,ig}$.

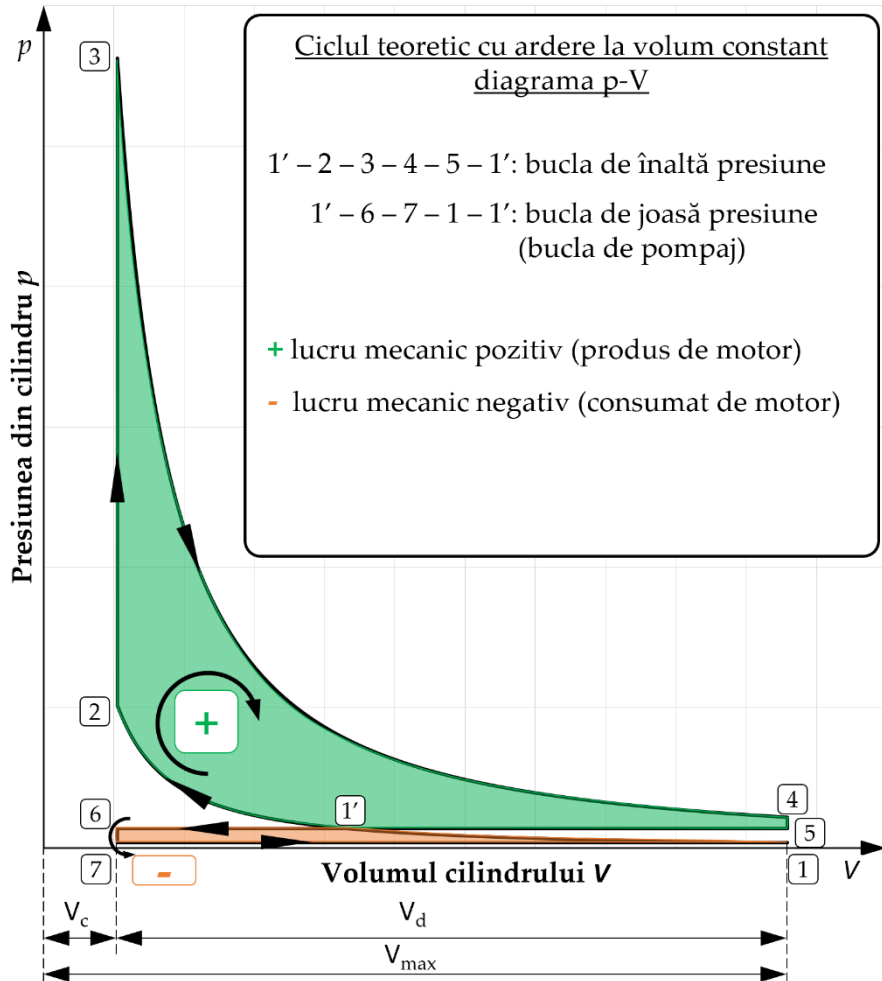


Fig. 1.9 Diagrama indicată a ciclului în coordonate p-V

Lucrul mecanic indicat net $W_{c,in}$ este o sumă algebrică între lucrul mecanic indicat brut al ciclului ($W_{c,ig}$) și lucrul mecanic de pompaj (W_p). W_p se include în consumul propriu de lucru mecanic al motoarelor sau în randamentul mecanic.

Lucrul mecanic indicat (net in sau brut ig) $i \cdot W_{c,i}$ este proporțional cu cilindreea V_t , iar $W_{c,i}$ cu V_d . Lucrul mecanic indicat este un **indice de performanță** al unui motor, dar nu este un **indice de perfecțiune** (nu arată dacă un motor este calitativ superior altuia). Gradul de perfecțiune a proceselor reprezentate în

diagrama de înaltă presiune sau gradul de perfecțiune a diagramei de înaltă presiune se pot compara definind o *mărime raportată*. În acest scop se definește mărimea raportată numită *lucru mecanic indicat specific* w_i , care reprezintă *lucrul mecanic indicat dezvoltat pe unitatea de cilindree* și care are expresia [21]:

$$w_i = \frac{i \cdot W_i}{i \cdot V_d} = \frac{W_i}{V_d} = IMEP . \quad (1.33)$$

Lucrul mecanic specific indicat este un indice fundamental de comparație a motoarelor. Obiectivul principal al cercetărilor în domeniu este de a crește lucrul mecanic specific indicat pentru ca dintr-o cilindree dată să se obțină un lucru mecanic cât mai mare.

Ca unități de măsură pentru lucrul mecanic specific w_i se pot utiliza:

$$\left[\frac{\text{J}}{\text{m}^3} \right] = \left[\frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{m}^3} \right] = \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] .$$

Analiza acestor unități de măsură indică faptul că lucrul mecanic specific indicat are ca *unitate de măsură o unitate de presiune*, motiv pentru care se utilizează și denumirea de *presiune medie indicată* (p_i sau *IMEP*). Această denumire nu este însă corectă, dar s-a înrădăcinat în domeniul MAI.

Puterea indicată dezvoltată în cilindrii motorului, notată P_i , reprezintă viteza cu care se produce lucrul mecanic indicat W_i în unitate de timp. Pentru a indica faptul că W_i reprezintă lucrul mecanic efectuat într-un singur ciclu (cl)

de un singur cilindru (cil), el se exprimă simbolic în $\left[\frac{\text{J}}{\text{cl} \cdot \text{cil}} \right]$. Astfel, pentru

un motor având i cilindri, care realizează un număr de n_c cicli pe secundă

$\left[\frac{\text{cl}}{\text{s}} \right]$ se poate scrie [27]:

$$P_i = \frac{\text{Lucru mecanic indicat}}{\text{Timp}} = W_i \left[\frac{\text{J}}{\text{cl cil}} \right] \cdot i [\text{cil}] \cdot n_c \left[\frac{\text{cl}}{\text{s}} \right] \cdot \frac{1}{1000} [\text{kW}] . \quad (1.34)$$

Prin înlocuirea lui W_i și n_c se obține formula de bază a puterii indicate a unui motor:

$$P_i = \frac{IMEP \cdot V_d \cdot i \cdot n}{60000 \cdot n_R} [\text{kW}], \quad (1.35)$$

în care: p_i este în $\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right]$, iar V_d în $[\text{m}^3]$. Dacă $IMEP$ este exprimată în [bar], iar V_d în $[\text{dm}^3]$, atunci relația devine:

$$P_i = \frac{IMEP \cdot V_d \cdot i \cdot n}{600 \cdot n_R} [\text{kW}]. \quad (1.36)$$

O parte din lucrul mecanic dezvoltat în cilindru este consumat de către motorul cu ardere internă pentru învingerea *rezistențelor interne/proprii* (consumul propriu de lucru mecanic). Aceste rezistențe se datorează:

- antrenării sistemelor auxiliare,
- frecării mecanice dintre suprafețele în mișcare relativă (lagăre, piston, segmenti, cămașa de cilindru, alte componente ale motorului),
- frecării gazodinamice dintre fluidul motor și organele de distribuție.

Ca urmare, lucrul mecanic disponibil la arborele cotit al motorului (lucrul mecanic care poate fi utilizat de un consumator) este mai mic decât lucrul mecanic indicat.

Lucrul mecanic cedat de către motor consumatorului (autovehicul, generator etc.), pe durata unui ciclu, de un singur cilindru al motorului, este numit *lucru mecanic efectiv W_e (al unui cilindru)*. Ca unitate de măsură se utilizează [J] sau [kJ]. Lucrul mecanic efectiv disponibil la cuplajul de legătură dintre arborele cotit și consumator, este lucrul mecanic efectiv dezvoltat de toți cilindri $i \cdot W_i$.

Observație

Mărimile măsurate în cilindru (în capul pistonului) se numesc *mărimi indicate*, iar cele măsurate la arborele cotit se numesc *mărimi efective* (tab. 1.2 și fig. 1.10).

Tabelul 1.2 Mărimi indicate și mărimi efective

Mărimi indicate (măsurate în cilindru)		Mărimi efective (măsurate la arborele cotit)	
Denumire	Simbol	Denumire	Simbol
Lucrul mecanic indicat	W_i	Lucrul mecanic efectiv	W_e
Lucrul mecanic specific indicat	w_i	Lucrul mecanic specific efectiv	w_e
Presiunea medie indicată	p_i (IMEP)	Presiunea medie efectivă	p_e (BMEP)
Puterea indicată	P_i	Puterea efectivă	P_e
Momentul motor indicat	M_i	Momentul motor efectiv	M_e
Randamentul indicat	η_i	Randamentul efectiv	η_e
Consumul specific indicat	c_i (ISFC)	Consumul specific efectiv	c_e (BSFC)

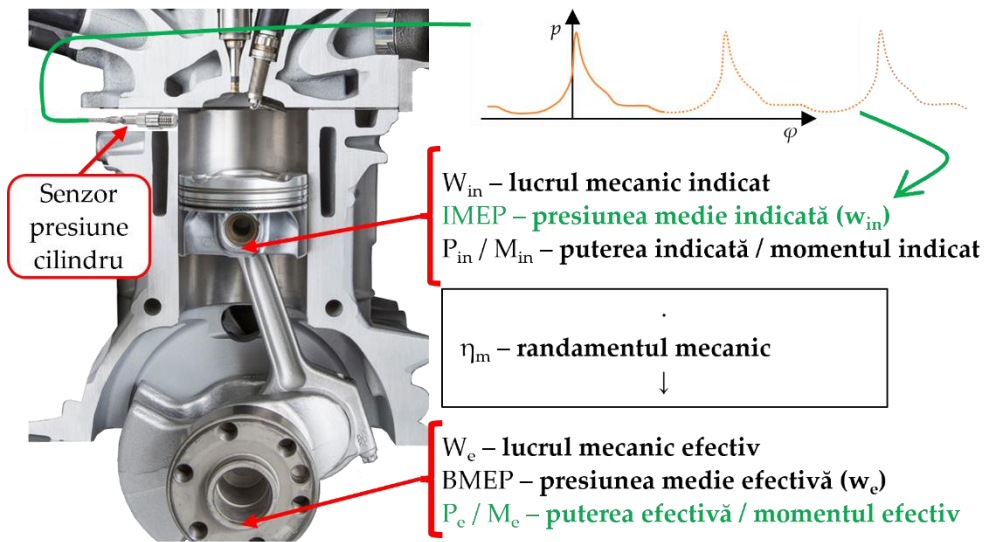


Fig. 1.10 Mărimile indicate și cele efective

Analog mărimilor indicate, se definesc lucrul mecanic specific efectiv, care reprezintă lucrul mecanic efectiv furnizat de motor pe unitatea de cilindree și presiunea medie efectivă (p_e sau BMEP) [21]:

$$w_e = \frac{i \cdot W_e}{i \cdot V_d} = \frac{W_e}{V_d} = BMEP \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]. \quad (1.37)$$

Așa cum s-a menționat anterior, indiferent de tipul de motor, o parte din lucrul mecanic al ciclului este utilizat pentru a învinge frecările, respectiv pentru a antrena accesoriile esențiale ale motorului. Toate acestea au fost grupate în *lucrul mecanic consumat pentru învingerea frecărilor (rezistențelor proprii) motorului* W_f . Acesta se obține scăzând lucrul mecanic efectiv din cel indicat:

$$i \cdot W_f = i \cdot (W_{c,in} - W_e) \text{ [Nm]}. \quad (1.38)$$

Analog se definește lucrul mecanic consumat de motor pentru învingerea rezistențelor proprii raportat la cilindrarea totală (*lucrul mecanic specific pentru învingerea rezistențelor proprii* w_f) și *presiunea medie corespunzătoare rezistențelor proprii* p_f sau *FMEP*:

$$w_f = \frac{i \cdot W_f}{i \cdot V_d} = \frac{i \cdot W_f}{V_t} = FMEP \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]. \quad (1.39)$$

Analog lui W_f se obțin și:

$$w_f = w_{c,in} - w_e \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right], \quad (1.40)$$

$$FMEP = IMEP_n - BMEP \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]. \quad (1.41)$$

unde $IMEP_n$ reprezintă presiunea medie indicată netă.

Legătura dintre mărimile indicate și cele efective (determinate la același regim de funcționare) se face prin intermediul *randamentului mecanic* η_m , cu ajutorul căruia se apreciază gradul de perfecțiune a proceselor mecanice ale motorului [33]:

$$\eta_m = \frac{W_e}{W_{in}} = \frac{BMEP}{IMEP_n} = \frac{P_e}{P_{in}} = \frac{P_{ig} + P_p - P_f}{P_{ig} + P_p} = 1 - \frac{P_f}{P_{ig} + P_p} \left[- \right]. \quad (1.42)$$

Observație

Pentru determinarea pierderilor prin frecare, una dintre metodele frecvent utilizate este măsurarea puterii consumate de motor în regim antrenat – fără ardere – (prin intermediul unui dinamometru). Acest tip de determinare duce la erori datorită faptului că, în regim antrenat, forțele de presiune a gazelor care acționează asupra pistonului și segmentilor, dar și temperatura uleiului și agentului de răcire sunt mai reduse în comparație cu situația în care în motor are loc arderea. Pe de altă parte, FMEP are o valoare mult mai redusă în comparație cu IMEP, motiv pentru care este extrem de dificil de determinat în timpul funcționării motorului.

Conform lui Heywood [28], pierderile prin pompaj trebuie introduse în pierderile prin frecare, ceea ce duce la următoarea ecuație pentru randamentul mecanic (η_m^*):

$$\eta_m^* = \frac{W_e}{W_{ig}} = \frac{BMEP}{IMEP_g} = \frac{P_e}{P_{ig}} = \frac{P_{ig} - (P_p + P_f)}{P_{ig}} = 1 + \frac{P_p - P_f}{P_{ig}} [-] . \quad (1.43)$$

Exemplu

Se consideră un motor a cărui putere indicată brută este $P_{ig} = 100$ [kW]. Puterea de pompaj este $P_p = -30$ [kW], iar pierderile prin frecare $P_f = 12$ [kW]. Calculând randamentul după cele două metode se obține:

$$\eta_m = 1 - \frac{12}{100 - 30} = 0,83 [-] ,$$

$$\eta_m^* = 1 + \frac{-30 - 12}{100} = 0,58 [-] .$$

Înlocuind-ul pe $IMEP_n$ în relația puterii indicate se obține:

$$\eta_m P_{in} = \frac{BMEP \cdot V_d \cdot i \cdot n}{60000 \cdot n_R} [\text{kW}] . \quad (1.44)$$

Se constată că produsul $\eta_m P_{in}$ reprezintă **puterea efectivă** a motorului:

$$P_e = \eta_m P_{in} [\text{kW}] . \quad (1.45)$$

Astfel, formula fundamentală a puterii efective a motorului devine:

$$P_e = \frac{BMEP \cdot V_d \cdot i \cdot n}{60000 \cdot n_R} [\text{kW}] . \quad (1.46)$$

În faza de proiectare a motorului, adeseori, este necesară exprimarea formulei puterii în funcție de viteza medie a pistonului S_{pm} [27]:

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{BMEP \cdot 10^5 \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] \cdot i \cdot \frac{\pi D^2}{4} \cdot S \cdot 10^{-9} [\text{m}^3] \cdot n \frac{1}{60} \left[\frac{1}{\text{s}} \right]}{\frac{\tau}{2}} = \\ &= \frac{BMEP \cdot i \cdot \frac{\pi D^2}{4} 10^{-1} \cdot \overbrace{\frac{10^{-3} \cdot S \cdot n}{30}}^{S_{pm} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]}}{\tau} \left[\frac{\text{Nm}}{\text{s}} \right] , \\ P_e &= BMEP \cdot i \cdot \frac{\pi D^2}{4} 10^{-4} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot S_{pm} [\text{kW}] \end{aligned} \quad (1.47)$$

în care: D și S se măsoară în [mm], S_{pm} în $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$, iar $BMEP$ în $\left[\frac{\text{daN}}{\text{cm}^2} \right] = [\text{bar}]$.

Relația 1.47 pune în evidență faptul că P_e este proporțională cu $BMEP$, cu aria suprafeței totale a pistoanelor $i \cdot \frac{\pi D^2}{4}$, cu S_{pm} și invers proporțională cu numărul de timpi ai motorului. Din această relație reiese faptul că dacă $BMEP$, i , D și τ sunt constante, P_e crește cu creșterea S_{pm} .

Observații

În acest caz suprafața pistonului reprezintă suprafața capului pistonului care preia forța de presiune a gazelor. Dacă pistonul este cu cap plat, aria acestei suprafețe poate fi asimilată cu aria secțiunii transversale a cilindrului $\frac{\pi D^2}{4}$. În cazul MAI cu injecție directă, când capul pistonului este profilat sau camera de ardere e situată (în cea mai mare parte) în capul pistonului, această suprafață va fi $c_f \frac{\pi D^2}{4}$, c_f fiind un coeficient de formă a capului pistonului ($c_f \geq 1 \dots 1,6$).

Pornind de la relația de legătură dintre putere [W] și moment [Nm]:

$$\begin{aligned} M_e \cdot \omega &= P_e \text{ [W]} \\ M_e \cdot \frac{\pi n}{30} &= P_e \text{ [W]} \end{aligned} \quad (1.48)$$

pentru momentul efectiv dezvoltat de motor se poate scrie:

$$M_e = 9,5493 \cdot \frac{P_e}{n} \approx 9,550 \cdot \frac{P_e}{n} \text{ [Nm]} , \quad (1.49)$$

unde: P_e este în [W], iar n în [min^{-1}] = [rpm]. Dacă P_e este în [kW] atunci:

$$M_e = 9549,3 \cdot \frac{P_e}{n} \approx 9550 \cdot \frac{P_e}{n} \text{ [Nm]} . \quad (1.50)$$

În consecință:

$$M_e = 9550 \cdot \frac{BMEP \cdot V_d \cdot i}{30000 \cdot \tau} = \frac{BMEP \cdot V_d \cdot i}{\pi \cdot \tau} \text{ [Nm]} , \quad (1.51)$$

unde: $BMEP$ este exprimată în [N/m^2], iar V_d în [m^3]. În figurile 1.11 și 1.12 este prezentat schematic modul de determinare a parametrilor indicați și respectiv a celor efectivi.

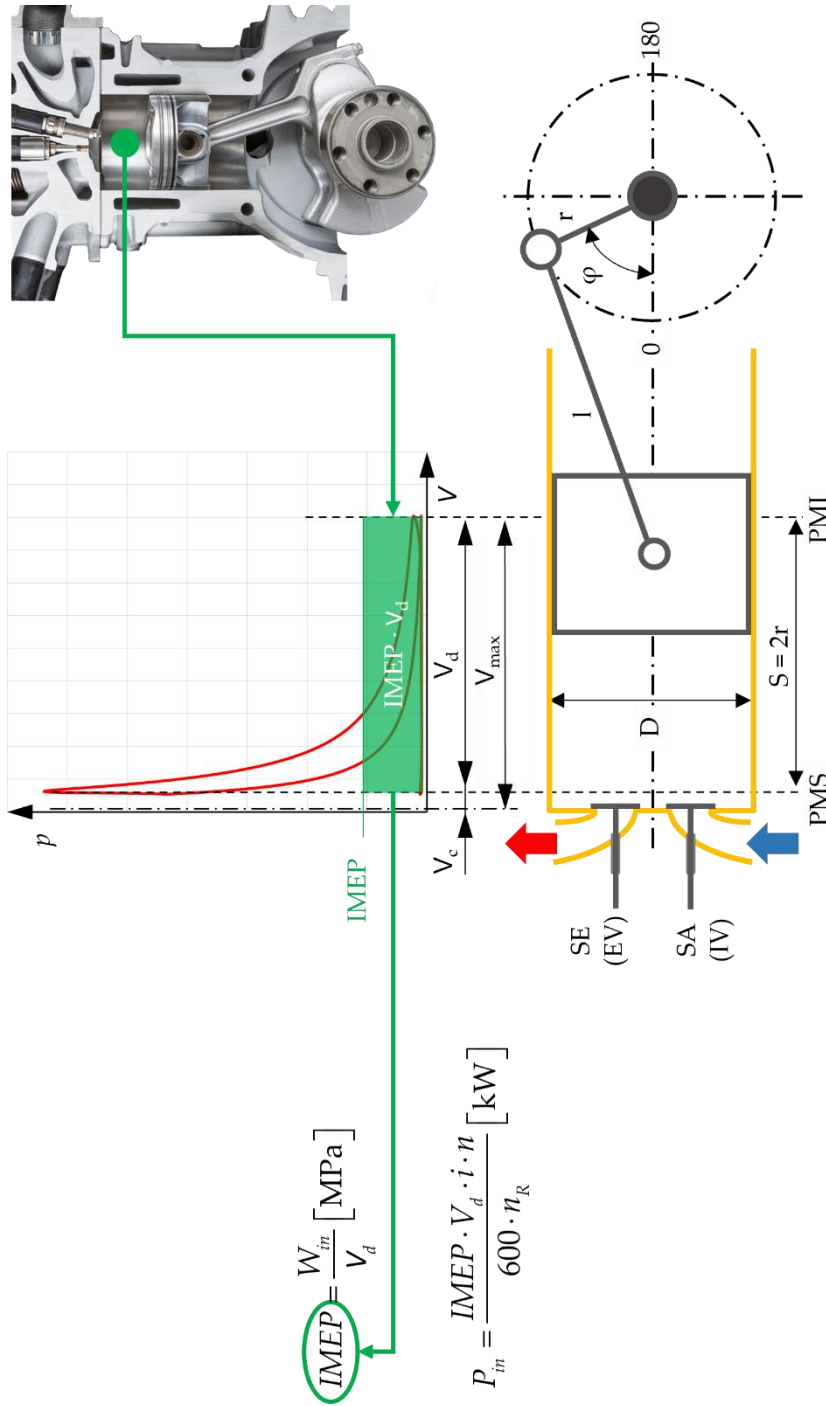


Fig. 1.11 Determinarea parametrilor indicați

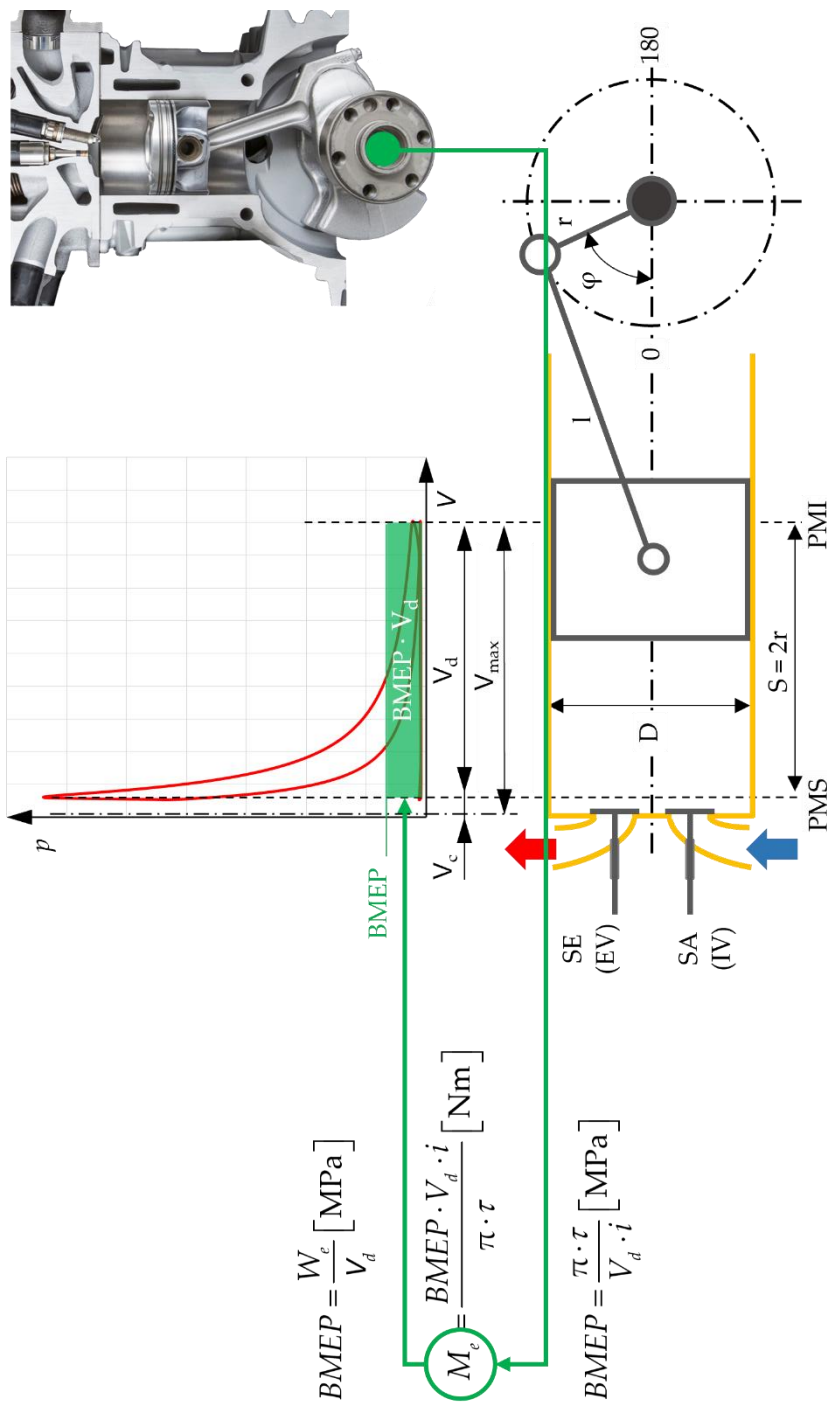


Fig. 1.12 Determinarea parametrilor efectivii

Pentru un motor în 4 timpi ($\tau = 4$) se obține:

$$M_e = 7,96 \cdot BMEP \cdot V_d \cdot i \text{ [Nm]}, \quad (1.52)$$

unde: V_d este în $[\text{dm}^3] = [1]$, iar $BMEP$ în $\left[\frac{\text{daN}}{\text{cm}^2}\right] = [\text{bar}]$. Din această relație rezultă că M_e este proporțional cu cilindrarea totală și cu presiunea medie efectivă (sau lucrul mecanic specific).

Exemplu

Să se determine momentul motor efectiv M_e al unui motor având o cilindree unitară de 0,5 $[\text{dm}^3]$ și 4 cilindrii, care dezvoltă o presiune medie efectivă de 12 $[\text{bar}]$.

Rezolvare:

$$M_e = 7,96 \cdot 0,5 \cdot 4 \cdot 12 = 191,04 \text{ [Nm]} .$$

În cazul motoarelor pentru autovehicule, pe lângă valoarea absolută a lui M_e , este deosebit de importantă și variația acestuia cu turația. Pentru o cilindree totală dată se obține o dependență fundamentală a lui M_e :

$$M_e = \frac{V_d \cdot i}{\pi \cdot \tau} \cdot BMEP = \text{const} \cdot BMEP \text{ [Nm]} .$$

Această relație arată că $M_e = f(n)$ are aceeași alură cu $BMEP = f(n)$, diferența făcând-o numai o constantă ($V_d \cdot i / \pi \cdot \tau$). Pentru a respecta cerințele de tracțiune (satisfacerea nevoii de învingere a rezistenței la înaintare), la motoarele de autovehicule se acordă o atenție deosebită realizării unei curbe $M_e = f(n)$ optime. Pentru exemplificare, în figura 1.13 se prezintă curba de variație a momentului motor în funcție de turație, la sarcină plină.

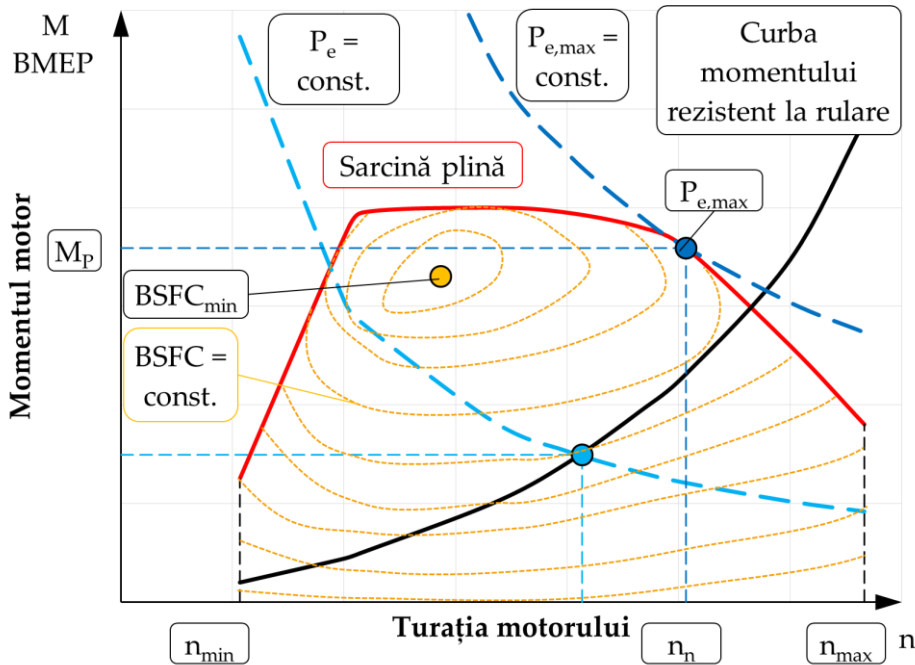


Fig. 1.13 Variația curbei de moment, în funcție de turație, la sarcină plină

1.4. Randamentul MAI

Eficiența economică a motorului se apreciază prin intermediul *randamentului termic al motorului* η_t , care se definește ca raportul dintre lucrul mecanic indicat net al ciclului $W_{c,in}$ [kJ] și căldura eliberată prin arderea combustibilului în cilindru, pe ciclu $Q_{f,c}$ [kJ] (în cazul Q_f , indicele c se referă la ardere/combustie):

$$\eta_t = \frac{W_{c,in}}{Q_{f,c}} [-] . \quad (1.53)$$

Randamentul termic este dificil de determinat exact, întrucât arderea în MAI este imperfectă și incompletă, iar căldura ce se eliberează prin ardere nu poate fi pusă în evidență direct. Ca atare, se preferă raportarea $W_{c,in}$ la căldura introdusă în cilindru (Q_f) și nu la căldura rezultată din arderea combustibilului ($Q_{f,c}$) [21,27].

Mărimea care precizează căldura disponibilă prin arderea completă a combustibilului *este puterea calorică inferioară a combustibilului LHV*. Dacă se notează cu m_f [kg] cantitatea de combustibil pe ciclu, numită *doza de combustibil* și cu $LHV \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right]$ *puterea calorică inferioară a combustibilului*, se obține (pentru un cilindru) căldura rezultată prin arderea completă și perfectă:

$$Q_{\max} = Q_f = m_f \cdot LHV \text{ [kJ]} . \quad (1.54)$$

Raportarea cantității de căldură eliberată prin arderea combustibilului în cilindru ($Q_{f,c}$) la cantitatea de căldură introdusă în cilindru (Q_f) permite aprecierea gradului de ardere incompletă a combustibilului cu relația [37]:

$$\eta_{inc} = \frac{Q_{f,c}}{Q_f} = 1 - \frac{Q_{f,ub}}{Q_f} = 1 - \frac{Q_{f,ub}}{m_f LHV} \text{ [-]} , \quad (1.55)$$

în care: η_{inc} se numește *randamentul arderii incomplete* sau *gradul de conversie*, iar $Q_{f,ub}$ este cantitatea de căldură corespunzătoare masei de combustibil care nu a ars. Dacă $W_{c,in}$ se raportează la Q_f (se elimină η_{inc} din ecuație) se obține *randamentul indicat (net) η_{in}* :

$$\eta_{in} = \frac{W_{c,in}}{Q_f} = \frac{W_{c,in}}{m_f \cdot LHV} \text{ [-]} \quad (1.56)$$

Randamentul indicat η_i este un randament convențional care raportează efectul util (lucrul mecanic indicat $W_{c,i}$) la cantitatea de energie consumată, (căldura rezultată prin arderea teoretică și completă a masei de combustibil introdusă în motor), care în condiții standard poate fi ușor determinat prin măsurarea $W_{c,i}$ și m_f și cunoscând LHV (pe baza literaturii de specialitate). Ca atare, el constituie un indice de perfecțiune al ciclului motor.

Relația 1.56 poate fi rescrisă ținând cont de căldura $Q_{f,c}$ eliberată prin arderea combustibilului într-un ciclu [37]:

$$\eta_{in} = \frac{W_{c,in}}{Q_f} \cdot \frac{Q_{f,c}}{Q_{f,c}} = \frac{W_{c,in}}{Q_{f,c}} \cdot \frac{Q_{f,c}}{Q_f} = \eta_t \cdot \eta_{inc} [-]. \quad (1.57)$$

Calculule termice se pot simplifica dacă se consideră că în cilindrul motorului arde 1 [kg] de combustibil pe ciclu. În acest caz $m_f = 1 [kg]$, $Q_f = LHV$, iar η_{in} devine:

$$\eta_{in} = \frac{W_{c,in}}{LHV} [-], \quad (1.58)$$

unde $W_{c,in}$ este lucrul mecanic rezultat prin arderea unui kg de combustibil exprimat în $\left[\frac{kJ}{kg} \right]$.

Analog randamentului indicat, **randamentul efectiv** η_e reprezintă raportul dintre lucrul mecanic efectiv (W_e) și și căldura disponibilă prin arderea completă a combustibilului (Q_t). Ținând cont de legătura dintre lucrul mecanic efectiv (W_e) și lucrul mecanic indicat net ($W_{c,in}$), randamentul efectiv se obține ca produs între randamentul indicat η_{in} și randamentul mecanic η_m :

$$\eta_e = \frac{W_e}{m_f \cdot LHV} = \eta_{in} \cdot \eta_m [-]. \quad (1.59)$$

Pentru o mai bună înțelegere a implicațiilor randamentului asupra performanțelor motorului, în figura 1.14 se prezintă puterea motorului în funcție de randament, ținând cont de aspectele prezentate în acest capitol. În această figură randamentele înscrise în figură arată cât de mult se reduce puterea față de referință, respectiv puterea care ar rezulta din masa de combustibil introdusă în cilindru și puterea calorică a combustibilului.

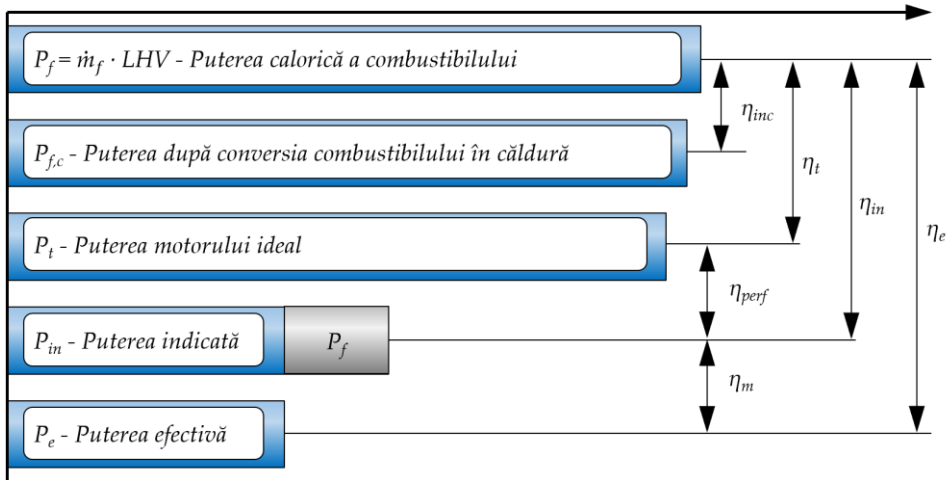


Fig. 1.14 Puterea motorului în funcție de randament

1.5. Consumul specific de combustibil

În condiții de laborator, pe stand, se măsoară direct consumul orar de combustibil C_c sau \dot{m}_f , momentul motor efectiv și turația motorului.

Pe baza acestora se definește **consumul specific efectiv de combustibil** (c_e sau *BSFC*) ca raportul dintre consumul orar de combustibil \dot{m}_f [kg/h] și puterea efectivă a motorului P_e [kW] (**consumul specific indicat de combustibil** se definește în mod analog pe baza puterii indicate P_{in}) [21].

Utilizând ecuația 1.46 se poate determina puterea efectivă P_e , în timp ce puterea indicată P_i se stabilește după determinarea randamentului mecanic η_m .

Pe baza mărimilor determinate pe standul de încercare, se poate calcula direct consumul specific efectiv de combustibil *BSFC*. Acesta este deosebit de util deoarece permite stabilirea eficienței economice a ciclului (a proceselor termice și a frecării). Astfel, se obține consumul specific:

- ▶ puterea efectivă → consum specific efectiv c_e (*BSFC*), sau
- ▶ puterea indicată → consum specific indicat c_{in} (*ISFC*),

care se măsoară în $\left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right]$:

$$ISFC = c_{in} = 10^3 \frac{\dot{m}_f}{P_{in}} \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right], \quad (1.60)$$

$$BSFC = c_e = 10^3 \frac{\dot{m}_f}{P_e} \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right]. \quad (1.61)$$

În sinteză, se poate aprecia că *ISFC/BSFC* arată ce cantitate de combustibil se consumă pentru a produce o unitate de lucru mecanic [kWh]. Motorul care consumă cea mai mică cantitate de combustibil pentru producerea unui [kWh] se consideră mai eficient.

Deoarece $\eta_m \cdot P_{in} = P_e$, rezultă că:

$$BSFC = \frac{ISFC}{\eta_m} \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right], \quad (1.62)$$

$$ISFC = \eta_m \cdot BSFC \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right]. \quad (1.63)$$

Consumul specific efectiv este mai mare decât consumul specific indicat datorită consumului suplimentar de lucru mecanic necesar pentru a acoperi pierderile mecanice.

Relațiile de legătură dintre η_m și η_e și respectiv *ISFC*, *BSFC* se stabilesc astfel:

- ▶ produsul $LHV \cdot ISFC$ reprezintă căldura eliberată prin ardere pentru producerea unui lucru mecanic de 1 [kWh];
- ▶ produsul $LHV \cdot ISFC \cdot \eta_m$ este căldura transformată în lucru mecanic indicat echivalent unui [kWh] ($1 \text{ [kWh]} = 1 \text{ [kJ/s]} \cdot 3600 \text{ [s]} = 3600 \text{ [kJ]}$) adică:

$$LHV \cdot ISFC \cdot 10^{-3} \cdot \eta_{in} = 3600 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kWh}} \right] \cdot \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right] \cdot \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right] \cdot 10^{-3} [-] = \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kWh}} \right] \quad (1.64)$$

Astfel, rezultă:

$$\eta_{in} = \frac{3600 \cdot 10^3}{LHV \cdot ISFC} [-], \quad (1.65)$$

respectiv

$$\eta_e = \frac{3600 \cdot 10^3}{LHV \cdot BSFC} [-]. \quad (1.66)$$

unde: $ISFC/BSFC$ sunt exprimate în $\left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right]$, iar LHV în $\left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right]$.

Exemplu

Consumul orar de combustibil al unui motor cu cilindră de 1,9 [l] este de 12 $\left[\frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$. Motorul dezvoltă la stand 50 [kW]. Considerând că $\eta_m = 0,8 [-]$, să se determine consumul specific indicat și cel efectiv.

Rezolvare:

Se aplică relația 1.61 și se obține:

$$BSFC = \frac{12 \cdot 10^3}{50} = 240 \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right],$$

$$ISFC = 0,8 \cdot 240 = 192 \left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right].$$

Exemplu

Să se determine randamentul indicat și cel efectiv pentru un motor care are consumurile specifice efective din exemplul precedent. Puterea calorică inferioară a combustibilului se ia din tabelul 1.1.

Rezolvare:

Pentru randamentul indicat se aplică relația 1.65 :

$$\eta_{in} = \frac{3600 \cdot 10^3}{192 \cdot 42000} = 0,446 [-] .$$

Utilizând relația 1.66 se obține randamentul efectiv

$$\eta_e = \frac{3600 \cdot 10^3}{240 \cdot 42000} = 0,357 [-] .$$

În funcție de consumul orar de combustibil $\dot{m}_f \left[\frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$, prin raportarea acestuia la numărul de cilindri i și la numărul de cicluri pe oră n_c din relația 1.9, se poate determina doza de combustibil pe ciclu (m_f) [27]:

$$m_f = \frac{\dot{m}_f \cdot 10^6}{i \cdot \left(\frac{n}{n_R} \right) \cdot 60} = \frac{\dot{m}_f \cdot 10^6}{i \cdot \left(\frac{2 \cdot n}{\tau} \right) \cdot 60} \left[\frac{\text{mg}}{\text{ciclu}} \right] , \quad (1.67)$$

adică

$$m_f = 8333,33 \cdot \frac{\tau \cdot \dot{m}_f}{i \cdot n} [\text{mg}] . \quad (1.68)$$

Înlocuind \dot{m}_f în relația de calcul a consumului specific, se obține:

$$m_f = 8,33 \cdot \frac{\tau \cdot BSFC \cdot P_e}{i \cdot n} [\text{mg}] , \quad (1.69)$$

unde: $BSFC$ este exprimat în $\left[\frac{\text{g}}{\text{kWh}} \right]$, iar P_e în $[\text{kW}]$.

Dacă arderea are loc cu un coeficient de exces de aer λ , se poate determina cantitatea de aer din cilindru m_a . Ținând cont de relația de definiție a lui AFR , se obține:

$$m_a = m_f \cdot AFR \text{ [kg]} , \quad (1.70)$$

$$m_a = m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s \text{ [kg]} . \quad (1.71)$$

Exemplu

Să se determine doza de combustibil și cantitatea de aer din cilindru pentru motorul definit în exemplele anterioare, știind că $\lambda = 1,1 [-]$ și

$$AFR_s = 15 \left[\frac{\text{kg}_{\text{aer}}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right] .$$

Aplicând relația 1.69 se obține:

$$m_f = 8,33 \cdot \frac{4 \cdot 240 \cdot 50}{4 \cdot 4200} = 23,8 \text{ [mg]} .$$

Pentru a obține masa de aer se aplică relația 1.70:

$$m_a = 23,8 \cdot 1,1 \cdot 15 = 392,7 \text{ [mg]} .$$

Dacă se împarte m_a la ρ_a ($\rho_a = 1,18 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] = 1,18 \left[\frac{\text{mg}}{\text{cm}^3} \right]$ - densitatea aerului în condițiile $p_a = 1$ [bar] și $T_a = 25$ [°C]) se obține volumul de aer proaspăt aspirat în cilindru:

$$V_a = \frac{m_a}{\rho_a} = 332,8 \text{ [cm}^3 \text{]} ,$$

care, reprezintă aproximativ 70 [%] din volumul disponibil V_d .

1.6. Regimurile de funcționare a motorului

Regimul de funcționare al unui motor cu ardere internă se definește ținând cont de următoarele trei elemente:

- ▶ turația;
- ▶ sarcina;
- ▶ temperatura pieselor componente ale mecanismului motor, temperatura lichidului de răcire și temperatura gazelor de evacuare (regimul termic)

și permite caracterizarea modului de funcționare al motorului.

În cazul în care condițiile de funcționare (turația, sarcina, regimul termic) nu variază în timp, se consideră că regimul de funcționare este stabilizat, în caz contrar, regimul de funcționare este tranzitoriu (tab. 1.3) [27].

În figura 1.15 este prezentat modul de variație a puterii efective continue/momentului motor și a celor intermitente în funcție de turație. Turația corespunzătoare puterii maxime se numește *turația de putere maximă n_p* . În mod analog, turația corespunzătoare momentului maxim se numește *turația de moment maxim n_M* . Domeniul marcat din figură reprezintă domeniul *suprasarcinilor*. Valoarea maximă a puterii efective continue se numește *putere efectivă nominală P_{en}* , iar turația la care aceasta se obține se numește *turație nominală n_n* .

Tabelul 1.3 Regimurile de funcționare ale MAI (adaptare după [27])

criteriu	Regimuri de funcționare
Variația în timp a mărimilor care definesc regimurile de funcționare (turație, sarcină, regim termic)	<p>a) Regimuri stabilizate (funcționare stabilă)</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ turația, sarcina și regimul termic (caracterizat prin temperatura gazelor de evacuare la ieșirea din motor t_{ex} și temperatura lichidului de răcire t_{cool}) sunt invariabile în timp; <p>b) Regimuri nestabilizate (funcționare instabilă)</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ se definesc prin opoziție cu regimurile stabilizate; <p>c) Regimuri tranzitorii</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ sunt regimuri nestabilizate în care turația, sarcina și regimul termic (temperatura t_{ex} și t_{cool}) variază în parte sau simultan la trecerea de la un regim stabilizat la alt regim stabilizat.
Durata de funcționare a motorului	<p>a) Regimuri de funcționare continuă</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ regimuri în care, la fiecare turație, motorul dezvoltă în mod continuu cea mai mare putere efectivă, cel mai mare moment motor efectiv, cea mai mare presiune medie efectivă, cu condiția ca indicii tehnico-economici și de fiabilitate să rămână invariabili; ○ aceste mărimi se numesc mărimi efective continue și se notează cu P_{ec}, M_{ec}, p_{ec}; ○ pentru motoarele de autovehicule aceste mărimi coincid cu puterea, momentul motor și presiunea medie efectivă maximă furnizate de producător. <p>b) Regimuri de funcționare intermitentă</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ regimuri în care puterea efectivă, momentul motor și presiunea medie efectivă sunt mai mari decât P_{ec}, M_{ec}, p_{ec} pentru intervale scurte de timp în care funcționarea și durabilitatea motorului nu sunt afectate; <p>Valoarea cea mai mare a puterii, respectiv a momentului motor și presiunii medii pe care o dezvoltă în regimul de funcționare intermitentă se numește putere efectivă intermitentă, respectiv moment efectiv intermitent, presiune medie efectivă intermitentă și se notează cu P_{ei}, M_{ei}, p_{ei}.</p>

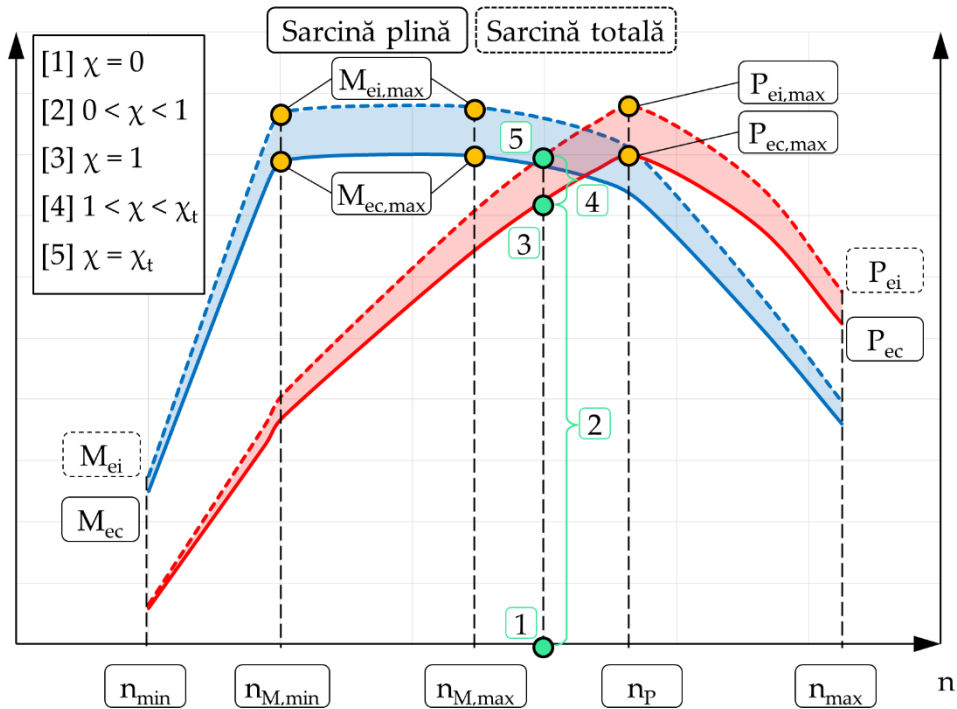


Fig. 1.15 Variația puterii și a momentului în funcție de turație

1.7. Sarcina motorului

Sarcina se definește ca fiind puterea dezvoltată de motor și preluată (utilizată) de consumator (ex. autovehicul) la un moment dat [10,27]. Atât la MAS cât și la MAC sarcina se reglează prin intermediul pedalei de accelerație, însă diferă parametrul asupra căruia se acționează.

Astfel, la MAS sarcina se reglează prin modificarea cantității de amestec. Mai precis se păstrează un coeficient de exces de aer constant, motiv pentru care se modifică atât cantitatea de aer cât și cantitatea de combustibil.

În schimb la MAC se modifică calitatea amestecului. În acest caz se modifică cantitatea de combustibil din amestec, în condițiile în care masa de aer este aproximativ constantă. Ca urmare, se modifică și coeficientul de exces de aer. Sarcina poate fi evaluată pe baza lucrului mecanic produs pe ciclu (care la rândul lui poate fi determinat pe baza diagramei indicate).

Încărcarea motorului se definește ca fiind acțiunea exterioară aplicată motorului de către frână pe standul de încercare sau de către autovehicul. În cazul funcționării motorului în regim stabilizat, încărcarea este egală cu sarcina. Ca urmare, se poate aprecia că sarcina precizează gradul de încărcare al motorului [10,27].

Deoarece arborele cotit are o mișcare de rotație, acțiunea exterioară nu poate fi decât un moment, motiv pentru care, sarcina motorului reprezintă **momentul rezistent** M_R aplicat de consumator la arborele cotit (fig. 1.16). Ținând cont că același moment rezistent se poate aplica arborelui cotit la diferite turații ale acestuia, atunci când se precizează sarcina motorului trebuie să se adauge și turația la care se aplică M_R .

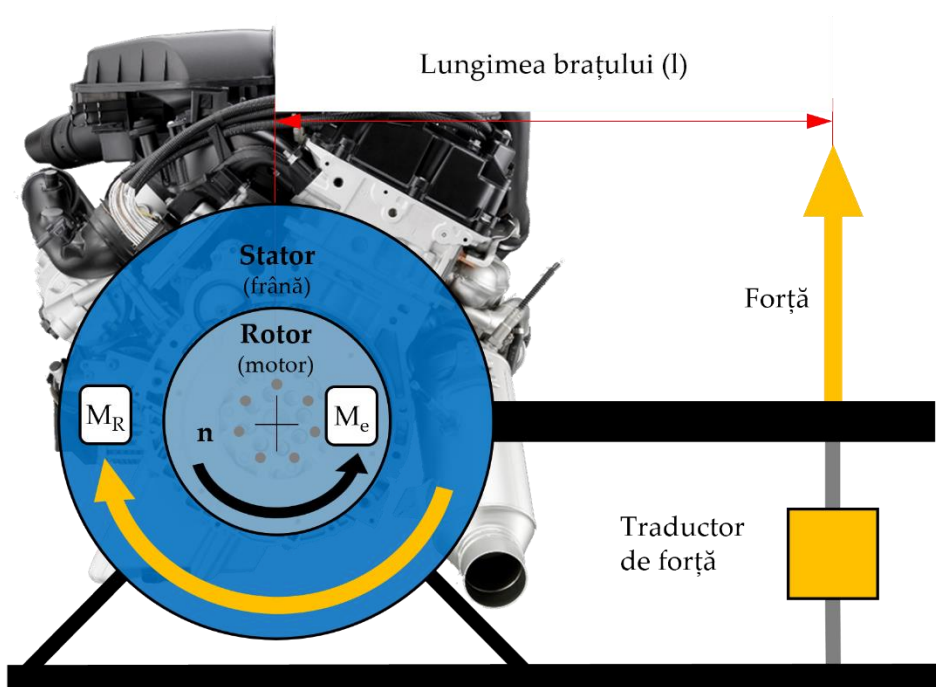


Fig. 1.16 Măsurarea performanțelor motorului pe standul de încercare

Atunci când regimul de funcționare al motorului este stabil ($n = ct$), momentul efectiv M_e dezvoltat de motor la arborele cotit trebuie să fie egal cu momentul rezistent M_R . Datorită acestei egalități ($M_e = M_R$), sarcina poate fi definită printr-o mărime proprie motorului (M_e) și nu prin una exterioară

(M_R). Ca urmare, *sarcina motorului se definește adesea prin momentul efectiv M_e (sau prin presiunea medie efectivă BMEP), cu specificarea turației motorului.*

La o anumită turație motorul cu ardere internă dezvoltă un moment efectiv M_e care poate varia de la valoarea nulă $M_e = 0$ până la o valoare maximă M_{e1} . Condiția $M_e = 0$ înseamnă că motorul nu este încărcat (adică $M_R = 0$). Această condiție implică două stări posibile:

- arborele cotit nu se rotește, motorul nu funcționează (starea banală);
- arborele cotit se rotește, caz în care starea este numită **funcționare în gol** sau cu **sarcină nulă** (motorul trebuie să învingă doar rezistențele proprii).

Observație

*Funcționarea în gol sau cu sarcină nulă poate fi întâlnită pe întreg domeniul de turații al motorului. În cazul în care motorul funcționează cu sarcină nulă la o turație mai mare decât turația de ralanti, starea este numită **mers în gol forțat**.*

Sarcina motorului mai poate fi apreciată pe baza coeficientului de sarcină (exprimat în fracțiuni [-] sau procente [%]). La o turație dată, coeficientul de sarcină este definit ca raportul dintre puterea efectivă a motorului și puterea efectivă continuă corespunzătoare acelei turații [10,27]:

$$\chi = \frac{P_e}{P_{ec}} [-], \quad n = \text{const.} \quad (1.72)$$

adică

$$\chi = \frac{M_e}{M_{ec}} = \frac{BMEP}{BMEP_c} = \frac{P_e}{P_{ec}} [-]. \quad (1.73)$$

Modificarea (reglarea) sarcinii motorului

Deoarece sarcina unui motor este dată de momentul M_e , din relația 1.73 rezultă că, la o turație n , sarcina este proporțională cu w_e sau BMEP. Prin

urmare, *modificarea (reglarea) sarcinii la o turație dată n , înseamnă a modifica w_e sau BMEP la acea turație.*

Deoarece P_{ec} este puterea maximă care poate fi dezvoltată de motor în mod continuu, coeficientul de sarcină poate lua valori în intervalul $[0...1]$ și definește mai multe clase de sarcini (tab. 1.4)

Tabelul 1.4 Valorile caracteristice ale coeficientului de sarcină

Valoarea caracteristică a lui χ	Denumirea sarcinii
$\chi = 0$	Sarcină nulă
$0 < \chi < 0,2$	Sarcini mici
$0,2 < \chi < 0,85$	Sarcini medii (mijlocii)
$0,85 < \chi < 1$	Sarcini mari
$0 < \chi < 1$	Sarcini parțiale
$\chi = \chi_p = \chi_c = 1$	Sarcină plină (sarcină continuă)
$1 < \chi < 1,1$	Suprasarcină (sarcini intermitente)
$\chi = \chi_t = 1,1$	Sarcină totală

Ținând cont că pentru un motor dat cilindrarea este cunoscută, respectiv $i \cdot V_d = ct.$, din relația 1.37 rezultă că modificarea BMEP echivalează cu modificarea lucrului mecanic efectiv pe ciclu și cilindrare W_e . Pe baza relațiilor 1.56, 1.59 și 1.66 rezultă:

$$\eta_{in} = \frac{W_e}{\eta_m \cdot LHV \cdot m_f} [-], \quad (1.74)$$

$$W_e = \eta_e \cdot LHV \cdot m_f [-]. \quad (1.75)$$

Dacă se consideră că $\eta_e \approx ct$ (în realitate η_e variază cu sarcina), din relația lui W_e rezultă că variația lui W_e se obține prin variația lui m_f . Prin urmare se poate concluziona că: *reglarea sarcinii la o turație constantă se face prin reglarea dozei de combustibil* [27].

Există două metode pentru reglarea dozei de combustibil și anume [33]:

a. *reglarea cantitativă*:

- se aplică la motoarele cu formarea amestecului în exterior care admit în cilindru simultan aer și combustibil (MAS);
- se reglează cantitatea de amestec aer-combustibil (pentru a menține constant coeficientul de exces de aer, variază atât masa de aer cât și masa de combustibil);
- reglarea se face (uzual) cu ajutorul unei clapete obturatoare (obturator) poziționate pe traseul amestecului (poziția obturatorului este controlată de unitatea electronică de control a motorului în funcție de poziția pedalei de accelerație și de o serie de alți factori);
- pentru a reduce doza de combustibil m_f canalul este parțial obturat, ceea ce reduce inevitabil și cantitatea de aer.

Observație

Reglarea sarcinii cu ajutorul obturatorului generează pierderi importante ale procesului de admisie, ceea ce a dus la dezvoltarea sistemelor de distribuție variabilă, unde reglarea sarcinii se poate face prin controlul timpilor de deschidere (vezi fig. 1.6 și 1.7) și ai înălțimii de ridicare a supapelor. Cu toate că aceste sisteme sunt implementate pe numeroase motoare moderne, ele sunt încă în curs de perfecționare.

b. *reglarea calitativă*:

- se aplică la motoarele la care formarea amestecului se realizează în interior, adică care admit în cilindru numai aer (MAC sau MAS cu injecție directă);
- se modifică proporția de combustibil din amestec, adică se modifică calitatea amestecului. Acest lucru a dus la denumirea de reglare calitativă;
- cantitatea de combustibil pe ciclu depinde de parametrii injecției de combustibil (presiune, durată injecție) care, sunt

controlați de unitatea electronică de control a motorului în funcție de poziția pedalei de accelerație și de o serie de alți factori;

- în timp ce cantitatea de combustibil se modifică prin modificarea parametrilor de injecție, cantitatea de aer admisă în cilindru este, teoretic, invariabilă cu sarcina.

În practică cele două metode nu se aplică independent una de cealaltă, iar ca urmare, reglajele sunt mixte modificându-se în același timp cantitatea și calitatea amestecului.

1.8. Indicii de competitivitate ai MAI

Acești indici pun în evidență gradul de perfecțiune al motorului din punct de vedere constructiv, economic și de exploatare. În acest scop se definesc [9,10,42]:

- ▶ **Puterea litrică (volumică)** este raportul dintre puterea efectivă maximă $P_{e,max}$ și cilindrarea totală a motorului V_t :

$$P_l = \frac{P_{e,max}}{V_t} \left[\frac{kW}{l} \right]. \quad (1.76)$$

- ▶ **Momentul specific** se definește ca fiind momentul motor maxim $M_{e,max}$ raportat la cilindrarea totală a motorului:

$$M_l = \frac{M_{e,max}}{V_t} \left[\frac{Nm}{l} \right]. \quad (1.77)$$

- ▶ **Puterea masică** este raportul dintre puterea efectivă maximă $P_{e,max}$ și masa totală a motorului m_m :

$$P_m = \frac{P_{e,max}}{m_m} \left[\frac{kW}{kg} \right]. \quad (1.78)$$

- **Puterea specifică** este raportul dintre $P_{e,max}$ și aria totală a suprafețelor transversale ale cilindrilor motorului, apreciată în general prin aria suprafeței capetelor pistoanelor motorului ($i \cdot A_p$) – care nu întotdeauna este egală cu aria transversală a cilindrului. Puterea specifică reprezintă un indicator important pentru forma constructivă a pistonului, întrucât exprimă încărcarea termică:

$$P_s = \frac{P_{e,max}}{i \cdot A_p} \left[\frac{kW}{mm^2} \right]. \quad (1.79)$$

- **Masa litrică (volumică)** reprezintă masa totală a motorului m_m raportată la cilindreea totală:

$$m_l = \frac{m_m}{V_t} \left[\frac{kg}{l} \right]. \quad (1.80)$$

2. Noțiuni de termodinamica MAI

Transformarea energiei legată chimic (în combustibil) în energie mecanică are loc printr-un proces intermediar, respectiv procesul de ardere. O analiză atentă a ciclului de lucru al motorului cu ardere internă arată faptul că aceasta implică procese termodinamice complexe precum schimbările de stare, procesele chimice, procesele de evaporare și amestecare, curgerea turbulentă în cilindru și în timpul schimbului de gaze, efectele gazo-dinamice, dar și altele.

În acest capitol sunt prezentate aspect esențiale de termodinamică [16–18,35,38,40,51,55,57] necesare studiului motoarelor cu ardere internă.

2.1. Noțiuni de bază de termodinamică

Termodinamica reprezintă știința energiei. Aceasta este o ramură a fizicii care se ocupă cu studiul formelor de energie, al transformării energiei dintr-o formă în alta, cu schimbul (transferul) de energie, respectiv cu proprietățile termice ale materiei. La baza termodinamicii stau principiile sale (legile) și proprietățile materiei.

2.1.1. Sistem, mărimi de stare și mărimi de proces

Pentru a putea analiza un proces termodinamic se delimitează un domeniu de mediul exterior; acest domeniu se numește **sistem termodinamic** și reprezintă subiectul supus analizei termodinamice. Sistemul termodinamic se poate defini ca un domeniu delimitabil al unui sistem tehnic care este analizat din punct de vedere al interacțiunii cu mediul exterior (ambiant) prin metode termodinamice. Prin contrast, **mediul exterior** reprezintă tot ceea ce este exterior sistemului termodinamic cu care acesta poate interacționa. **Formele de interacțiune** posibile sunt: **schimbul de masă** (substanță), respectiv **schimbul de energie** (căldură și lucru mecanic).

Delimitarea de mediul exterior a sistemului termodinamic se face prin intermediul unei **limite** (numită și **frontieră de separație** sau **suprafață de control**), care reprezintă o suprafață de separație (reală sau imaginară). Principala funcție a acesteia este de a permite realizarea bilanțului schimburilor de masă și energie dintre sistem și mediu. Este important de reținut faptul că limita nu are masă proprie și nici nu poate stoca (părți sau forme din) energia schimbată între sistem și mediul exterior.

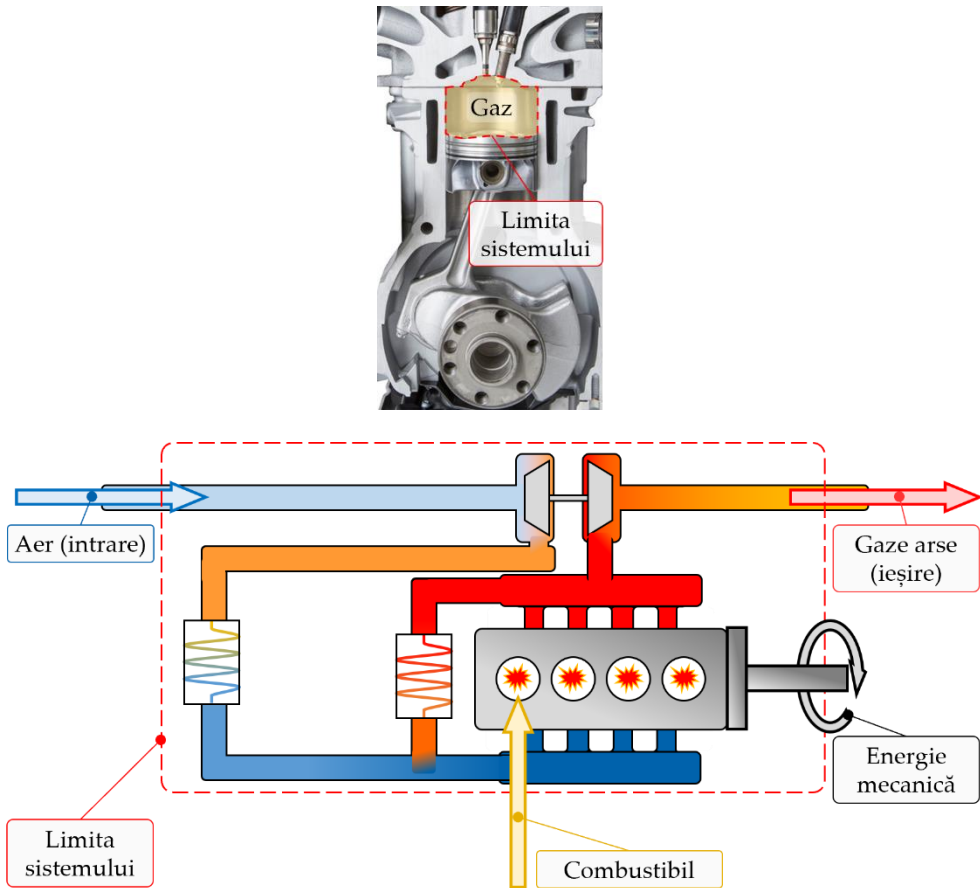


Fig. 2.1 Exemple de sistem închis (masă de control) – sus – și deschis (volum de control) – jos

Observație

Stabilirea suprafeței de separație (limitei) care delimitează un sistem trebuie realizată cu grijă (fig. 2.2). Adeseori, alegerea este influențată de ușurința de a realiza analiza ulterioară. În general se ține cont de:

- cea ce se cunoaște despre sistem, cu precădere în zonele limită ale acestuia,
- obiectivul analizei termodinamice.

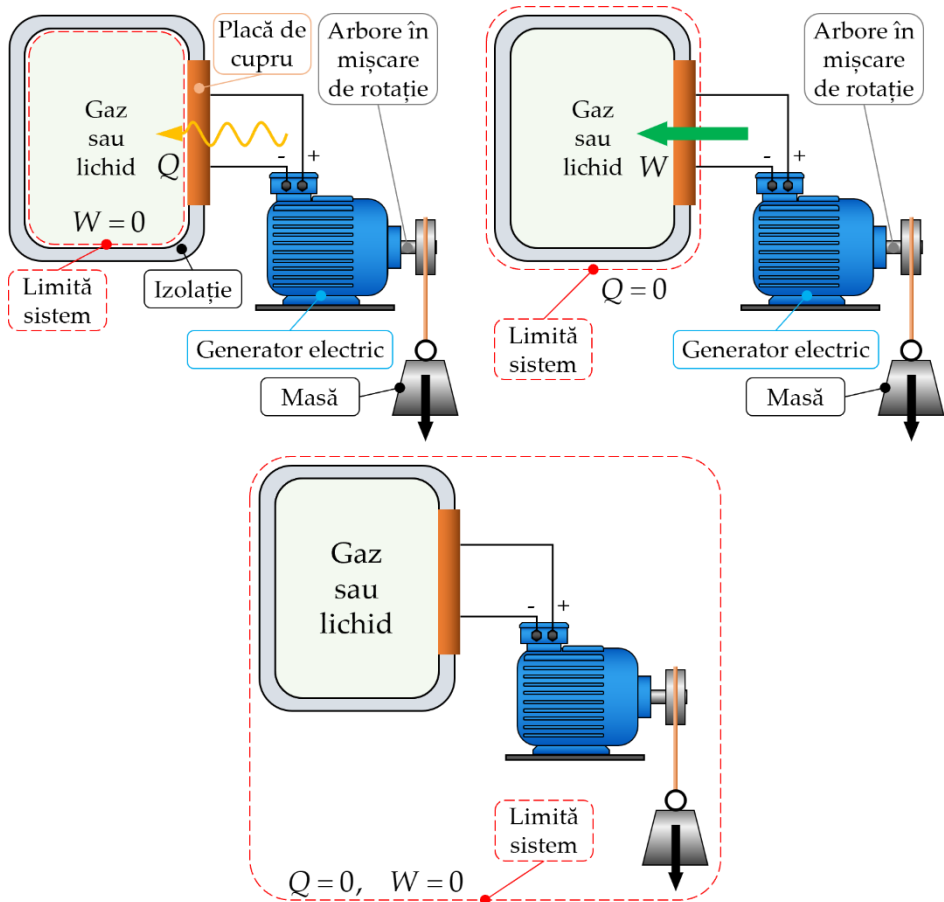


Fig. 2.2 Posibilități de alegere a limitei sistemului (adaptare după [40])

Clasificarea sistemelor termodinamice se poate face în funcție de diverse criterii. O clasificare precisă se poate realiza în funcție de [18,40]:

- ▶ comportamentul în timp
 - **staționar** – nu variază în timp,
 - **nestaționar** – variabil în timp,
 - conținut de masă și energie constant / variabil;
- ▶ interacțiunea cu mediul exterior
 - **deschis** (sau permeabil) – permite schimbul de masă,
 - **închis** (sau impermeabil) – nu permite schimbul de masă,
 - **adiabatic** – nu permite schimbul de căldură,
 - **diaterman** – permite schimbul de căldură,
 - **cu schimb de lucru mecanic**,
 - **fără schimb de lucru mecanic** (sau rigid),
 - **izolat** – nu schimbă masă sau energie;
- ▶ proprietățile substanțelor din sistem (numărul de faze, substanțe și stări);
- ▶ complexitatea sistemului (omogen/eterogen, continuu/discret):
 - **omogene** – formate dintr-o singură fază omogenă și izotropă a unei substanțe → la nivel microscopic proprietățile sunt identice în toate punctele sistemului,
 - **eterogene** – formate din mai multe faze ale unei substanțe sau din mai multe substanțe → la nivel microscopic cel puțin o proprietate prezintă discontinuitate.

În funcție de criteriilor menționate anterior și de modul în care este definită suprafața de control, motorul termic poate fi văzut ca un sistem termodinamic cu diferite comportări:

- ▶ în ansamblu, motorul poate fi considerat un sistem deschis, staționar;
- ▶ în schimb, un singur cilindru al motorului poate fi privit ca un sistem deschis, nestaționar.

În cazul ideal, pe durata procesului de comprimare (dacă se neglijează scăpările de gaze din cilindru), camera de ardere poate fi privită chiar ca un sistem închis.

Pentru a putea descrie mai precis un sistem, se utilizează **starea termodinamică**. Aceasta se referă la condiția unui sistem, așa cum este ea descrisă de proprietățile măsurabile ale acestuia. Cu alte cuvinte, starea termodinamică descrie sistemul din punct de vedere energetic și permite evidențierea oricărei modificări. Prin noțiunea de **mărime de stare** se înțelege o mărime fizică care caracterizează la nivel macroscopic starea unui sistem (ex. presiunea, temperatura, volumul etc.). Altfel spus, mărimea de stare depinde doar de starea momentană a sistemului. **Procesul termodinamic** reprezintă o variație (modificare) a stării sistemului ca urmare a variației unei proprietăți a acestuia. **Schimbarea (transformarea) de stare** este o consecință a unui proces termodinamic și reprezintă o mulțime ordonată de stări succesive prin care trece sistemul în timp. Dacă niciuna din proprietățile sale nu variază în timp, sistemul se află în **echilibru termodinamic**. Acest echilibru poate fi intern (caz în care energia este distribuită uniform în interiorul sistemului) sau extern (când sistemul și mediul exterior au același nivel de energie).

O proprietate reprezintă o *mărime macroscopică* a unui sistem căreia îi poate fi atribuită o valoare numerică în orice moment, fără a cunoaște starea anterioară a sistemului. Se poate distinge între **proprietăți extensive** (ex. masa, volumul etc.), care depind de dimensiunea sistemului (sau a cantității de substanță) – valoarea lor poate varia în timp, dar nu și în spațiu – și **proprietăți intensive** (ex. densitatea, presiunea, temperatura etc.) care nu depind de dimensiunea sistemului – valoarea lor poate varia atât în timp cât și în spațiu. O prezentare succintă a proprietăților unui sistem se poate observa în tabelul 2.1.

Tabelul 2.1 Mărimi de stare

Mărime de stare (MS)	Relație
Mărimi extensive de stare (m, V etc.) → proporționale cu dimensiunea sistemului	$MS = \sum_i MS_i$
Mărimi intensive de stare (p, T etc.) → independente de dimensiunea sistemului	$MS = MS_1 = MS_2$
Mărimi specifice de stare (u, h, v etc.) → raportate la masa sistemului	$ms = \frac{MS}{m}$
	$\bar{ms} = \frac{MS}{n}, n = \frac{N}{N_A}$
Mărimi molare de stare ($\bar{u}, \bar{h}, \bar{v}$ etc.) → raportate la cantitatea de substanță	N – numărul de particule 1 mol de substanță reprezintă $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ particule – numărul lui Avogadro

u – energia internă specifică; h – entalpia specifică; v – volumul specific.

În comparație cu mărimile de stare, **mărimile de proces** (ex. căldura, lucrul mecanic) depind de drumul transformării. Cu alte cuvinte, *mărimile de proces descriu cum are loc o transformare. Procesul termodinamic descrie modul în care s-a produs transformarea.* Este important de reținut că este posibil ca două procese distincte să ducă la aceeași schimbare de stare. Pentru a diferenția între o mărime de stare și o mărime de proces se poate apela la teorema lui Schwartz:

$$\frac{\partial \left(\frac{\partial Y}{\partial X_1} \right)}{\partial X_2} = \frac{\partial \left(\frac{\partial Y}{\partial X_2} \right)}{\partial X_1} \Rightarrow \frac{\partial Y}{\partial X_1 \partial X_2} = \frac{\partial Y}{\partial X_2 \partial X_1}, \quad (2.1)$$

care spune că în cazul derivatelor parțiale mixte, indiferent de ordinea de derivare (indiferent de drumul parcurs), trebuie să conducă la același rezultat. Acest lucru este valabil și în cazul mărimilor de stare. Spre exemplu, pentru ecuația termică de stare care leagă presiunea (p), temperatura (T) și volumul (V) sau volumul specific (v) sau molar (\bar{v}), pentru gaze ideale se poate scrie:

$$\begin{aligned}
 pV &= mRT, \\
 pv &= RT, \\
 pV &= n\bar{R}T, \\
 p\bar{v} &= \bar{R}T,
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

unde: R este **constantă universală a gazelor** ($\bar{R} = 8,3415 \text{ kJ/kmolK}$), $R = \bar{R} / \bar{M}$ - **constantă de gaz ideal**, \bar{M} - masa molară a substanței, iar n - numărul de moli de substanță. Rearanjând termenii ecuației de stare a gazelor ideale pentru presiune, se poate scrie:

$$p = \underset{\text{constant}}{R} \frac{T}{v} \xrightarrow{Y=f(X_1, X_2)} p = f(T, v).
 \tag{2.3}$$

Derivând se obține:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial T} = \frac{R}{v} \right|_{\frac{\partial}{\partial v}} \rightarrow \frac{\partial^2 p}{\partial T \partial v} = -\frac{R}{v^2},
 \tag{2.4}$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial v} = -\frac{R}{v^2} T \right|_{\frac{\partial}{\partial T}} \rightarrow \frac{\partial^2 p}{\partial v \partial T} = -\frac{R}{v^2}.
 \tag{2.5}$$

Se poate observa că indiferent de ordinea de derivare (sau, altfel spus, indiferent de drumul parcurs) rezultatul este același. Prin urmare, s-a demonstrat că presiunea este o mărime de stare.

Deoarece prezintă importanță în cadrul analizelor termodinamice, se definesc următoarele:

- ▶ **fază** - se referă la o cantitate de materie care este omogenă atât ca structură fizică (se referă la faptul că materia este în totalitate solid, lichid sau vapori (sau gaz)) cât și ca și compoziție chimică. Un sistem poate conține una sau mai multe faze;
- ▶ **substanță pură** - substanță a cărei compoziție chimică este uniformă și invariabilă. O substanță pură poate avea mai multe faze, însă compoziția sa chimică trebuie să fie aceeași în fiecare fază;

- **sistem simplu compresibil** – sistem pentru care se neglijează efectele electrice, magnetice, gravitaționale, de mișcare și tensiunii superficiale – altfel spus, efectele câmpurilor de forțe exterioare (aceste efecte pot fi neglijate pentru o mare parte din problemele de termodinamică).

La echilibru, starea intensivă a unui sistem închis reprezintă condiția acestuia așa cum este ea descrisă de valorile proprietăților sale termodinamice intensive. Această stare poate fi determinată cunoscând valorile unui subset de proprietăți intensive **independente** (două proprietăți sunt independente dacă una dintre ele poate fi variată în timp ce cealaltă rămâne constantă), în timp ce valorile celorlalte proprietăți se determină pe baza subsetului cunoscut. Pentru a stabili numărul de proprietăți independente necesare determinării stării unui sistem se aplică **principiul stărilor** – numărul de proprietăți independente este egal cu unu (numărul de interacțiuni relevante sub formă de căldură) plus numărul de interacțiuni relevante sub formă de lucru mecanic [40]. Pentru sistemele compresibile simple s-a demonstrat că sunt necesare oricare două proprietăți termodinamice intensive independente pentru a calcula și celelalte proprietăți. Ca o regulă generală, se poate aplica **legea fazelor lui Gibbs** care arată numărul de mărimi termice de stare independente necesare pentru a preciza starea unui sistem (altfel spus numărul de grade de libertate *GDL*), în funcție de numărul de componente din sistem C_{sistem} și numărul de faze (gaz, lichid, solid) ale fiecărei componente $F_{componenta}$ [51]:

$$GDL = C_{sistem} - F_{componenta} + 2. \quad (2.6)$$

Pentru studiul proprietăților substanțelor se apelează la reprezentările grafice în forma **suprafeței p - v - T** , respectiv **tabele de proprietăți** [18].

2.1.2. Forme de energie și schimb de energie

Energia poate să existe în numeroase forme precum: termică, mecanică, cinetică, potențială, electrică, magnetică, chimică și nucleară. Suma tuturor acestor forme de energie reprezintă energia totală (E) a unui sistem. Chiar dacă nu poate fi definită exact, energia poate fi văzută ca fiind abilitatea de a produce schimbare. Energia mai poate fi privită ca abilitatea unui sistem de a schimba lucru mecanic și/sau căldură cu alte sisteme sau mediul exterior. Transportul și conversia energiei sunt guvernate de o serie de legi (legile termodinamicii) care definesc cadrul de desfășurare a proceselor termodinamice:

$$e = \frac{E}{m} \left[\frac{kJ}{kg} \right], \quad (2.7)$$

unde: m este masa, iar e – *energia totală specifică*.

Pentru analiza termodinamică a sistemelor se au în vedere două forme de energie:

- ▶ *externă (macroscopică)* – reprezintă formele de energie pe care un sistem le posedă (ca întreg) în raport cu un sistem de referință extern (ex. energia cinetică și energia potențială);
- ▶ *internă (microscopică)* – reprezintă formele de energie legate de structura și nivelul de activitate moleculară și sunt independente de sistemele de referință externe. Suma tuturor formelor microscopice de energie este denumită energie internă (U) (ex. energia sensibilă – asociată cu energia cinetică a moleculelor, energia latentă – asociată cu faza unui sistem, energia chimică – asociată cu legăturile atomice din molecule, energia nucleară – asociată cu legăturile din nucleul atomului).

2.1.2.1. Energia cinetică

Pornind de la definiția lucrului mecanic din fizică, conform căreia o forță produce lucru mecanic atunci când apare o variație a punctului de aplicație pe direcția forței (fig. 2.3):

$$W = \int F \cos \alpha ds \quad (2.8)$$

și ținând cont de legea a II-a a lui Newton:

$$F_s = m \cdot a = m \frac{dV}{dt} = m \frac{dV}{ds} \frac{ds}{dt} = mV \frac{dV}{ds}, \quad (2.9)$$

$$F_s ds = mV dV \Rightarrow \int_{s_1}^{s_2} F_s ds = \int_{V_1}^{V_2} mV dV, \quad (2.10)$$

rezultă că:

$$\int_{s_1}^{s_2} \vec{F} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{2} m \cdot \underbrace{(V_2^2 - V_1^2)}_{\text{variația energiei cinetice } \Delta KE}. \quad (2.11)$$

$$\Delta KE = KE_2 - KE_1 = \frac{1}{2} m \cdot (V_2^2 - V_1^2). \quad (2.12)$$

Se poate concluziona că lucrul mecanic al forței rezultante care acționează asupra corpului este egal cu variația de **energie cinetică (KE)**.

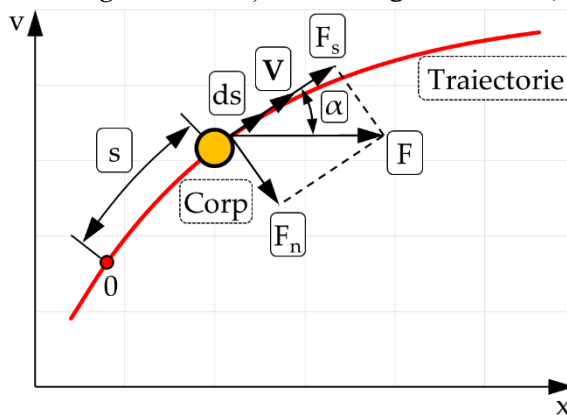


Fig. 2.3 Forțele care acționează asupra unui sistem în mișcare (adaptare după [40])

2.1.2.2. Energia potențială

Un alt tip de energie exterioară sistemului este energia potențială (PE). Pentru definirea acesteia se consideră un corp de masă m , aflat la înălțimea z_1 care cade liber pana la o înălțime z_2 , în raport cu suprafața de referință. În acest caz asupra corpului acționează două forțe: forța gravitațională (mg) și rezultanta tuturor celorlalte forțe (R). Considerând g constant, se poate scrie:

$$\frac{1}{2} m \cdot (V_2^2 - V_1^2) = \int_{z_1}^{z_2} R dz - \int_{z_1}^{z_2} mg dz$$

$$\xrightarrow{g=\text{constant}} \frac{1}{2} m \cdot (V_2^2 - V_1^2) + \underbrace{mg(z_2 - z_1)}_{\text{variația energiei potențiale } \Delta PE} = \int_{z_1}^{z_2} R dz \quad (2.13)$$

$$\Delta PE = PE_2 - PE_1 = mg(z_2 - z_1) \quad (2.14)$$

unde PE este **energia potențială gravitațională**.

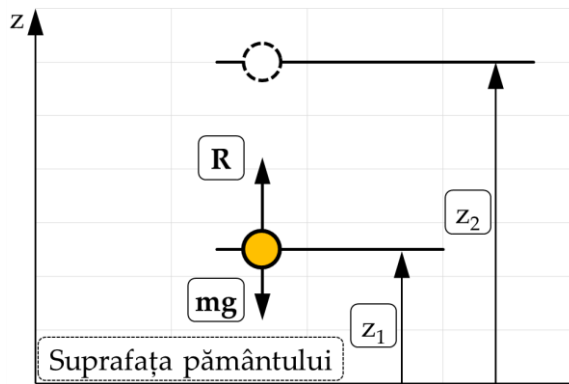


Fig. 2.4 Ilustrarea conceptului de energie potențială (adaptare după [40])

Este important de reținut că, pentru a atribui o valoare energiei cinetice/potențiale trebuie ales un punct de referință. Totodată, deoarece sunt necesare doar variațiile energiei cinetice/potențiale, referințele se anulează.

2.1.2.3. Lucrul mecanic

Pentru termodinamică este necesară o extindere a conceptului de energie pentru a îngloba modurile complexe de interacțiune dintre sistem și mediul exterior. Pe baza observațiilor macroscopice s-a stabilit faptul că lucrul mecanic realizat de sistem este:

$$W = \int_{s_1}^{s_2} \vec{F} \cdot d\vec{s} . \quad (2.15)$$

În termotehnică, conceptul de lucru mecanic este definit după cum urmează:

Lucrul mecanic (termodinamică)

Un sistem produce lucrul mecanic asupra mediului exterior dacă singurul efect asupra a tot ceea ce este exterior sistemului ar putea fi ridicarea unei greutăți.

Observație

Noțiunea de lucru mecanic nu se referă la ce este transferat între sisteme sau la ce este stocat în sistem. Energia este transferată sau stocată atunci când se produce lucru mecanic.

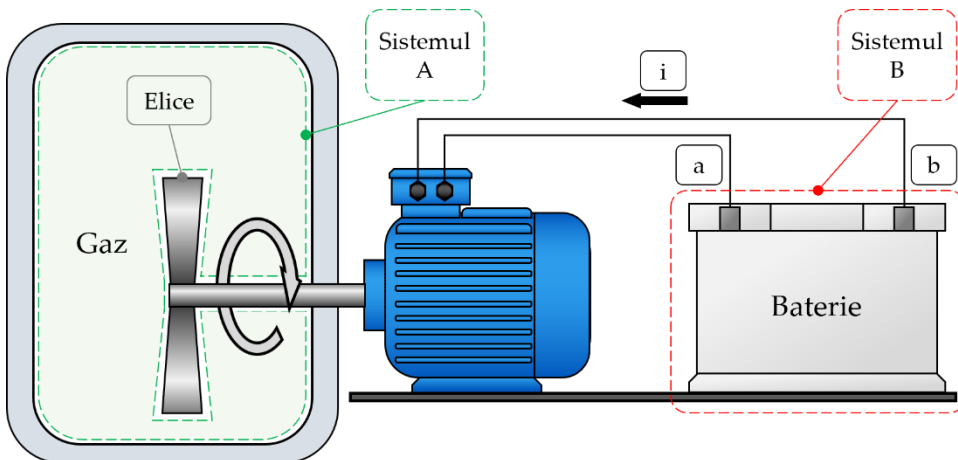


Fig. 2.5 Exemple de lucru mecanic (adaptare după [40])

i – curentul; *a, b* – poli.

Convenția de semne

Convenția de semne utilizată în termodinamică pentru lucrul mecanic este:

$W > 0$ – lucrul mecanic realizat de sistem,

$W < 0$ – lucrul mecanic realizat asupra sistemului.

În cazul în care nu se cunoaște sensul interacțiunii sub formă de lucru mecanic, se poate *adopta* un sens oarecare, rezolvând apoi problema în funcție de sensul ales. Dacă rezultatul este pozitiv, sensul a fost ales corect. În schimb, un rezultat negativ indică faptul că sensul interacțiunii este opus sensului ales.

Observație

Lucrul mecanic nu este o proprietate. Noțiunea de lucru mecanic la o anumită stare nu are nicio semnificație.

Valoarea lucrului mecanic depinde de detaliile interacțiunii care are loc între sistem și mediul exterior pe durata unui proces și nu doar de stare inițială și cea finală a sistemului (fig. 2.6). Ca urmare, diferențiala δW este inexactă (se utilizează această notație pentru a sublinia diferența față de diferențialele exacte) deoarece integrala nu poate fi evaluată fără specificarea detaliilor procesului:

$$W = \int_1^2 \delta W \neq \underbrace{W_2 - W_1}_{\text{NU este corect}}. \quad (2.16)$$

Prin contrast, diferențiala unei proprietăți este exactă deoarece variația proprietății între două stări nu depinde de detaliile procesului care leagă cele două stări.

Prin raportarea lucrului mecanic la unitatea de timp se obține puterea care poate fi definită astfel:

Puterea P

Puterea reprezintă viteza de transfer a energiei sub formă de lucru mecanic.

$$P = \dot{W} = F \cdot V \quad [W], \left[\frac{J}{s} \right]. \quad (2.17)$$

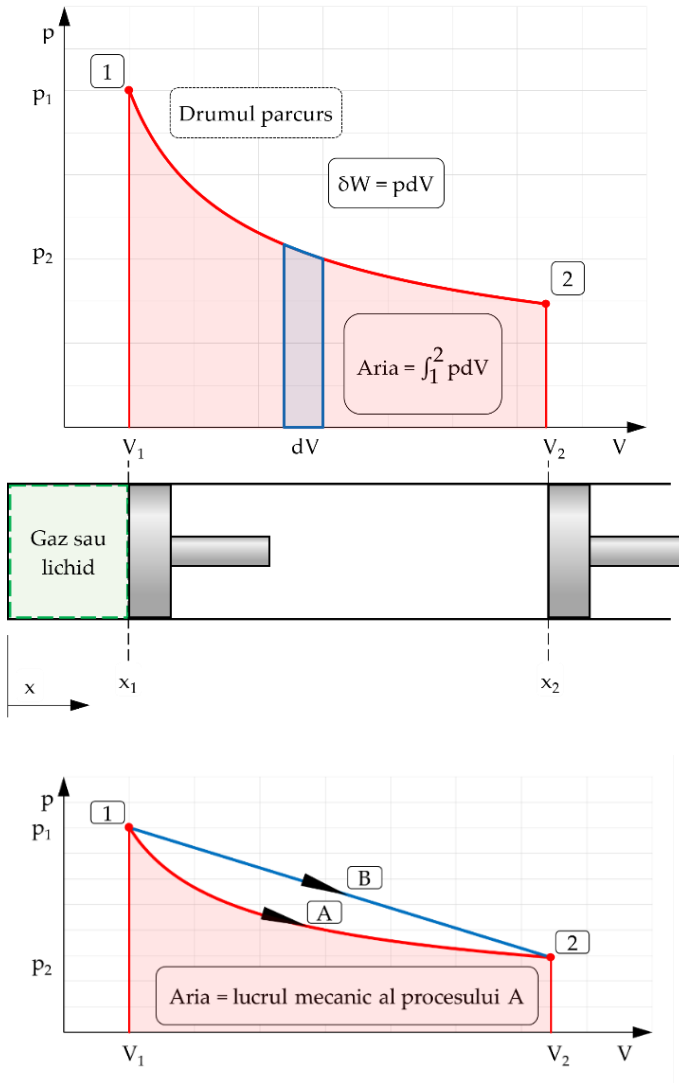


Fig. 2.6 Lucrul mecanic al unui proces în coasi-echilibru (sus) și dependența lucrului mecanic de drumul parcurs (jos) (adaptare după [18])

În termodinamică există mai multe tipuri de lucru mecanic între care trebuie să se facă distincție: tehnic, intern, de dilatare (exterior), util, de dislocare (deplasare), de frecare:

- lucrul mecanic tehnic (W_t) – lucrul mecanic care traversează limitele sistemului (transmis mediului exterior) (fig. 2.7);

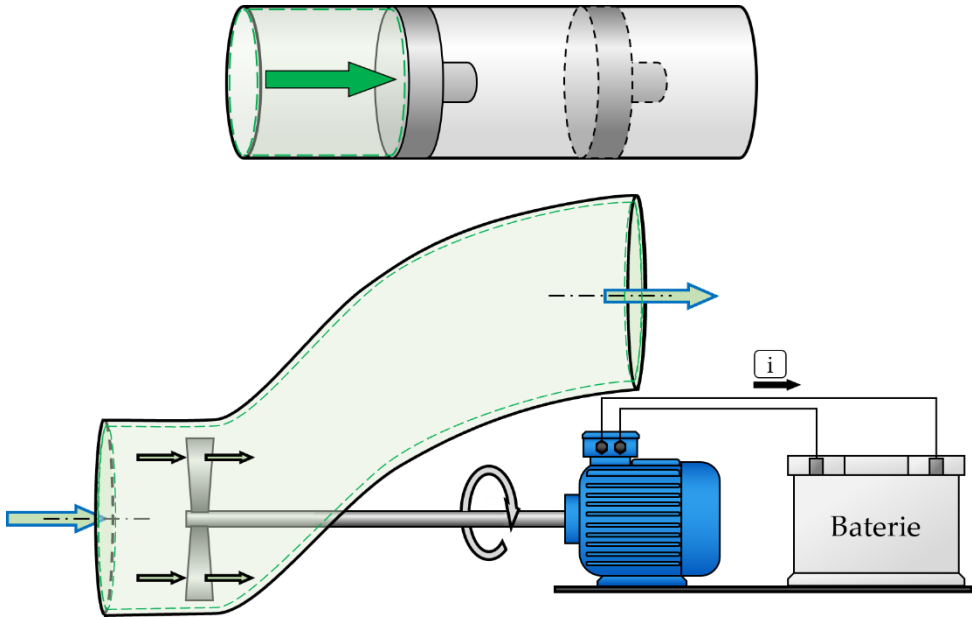


Fig. 2.7 Exemple de lucru mecanic tehnic

- lucrul mecanic de dilatare (W_v) – lucrul mecanic care apare ca urmare a modificării volumului la destindere sau la comprimare (fig. 2.6);

$$W_v = \int_{1/2}^{2} p dV$$

$$w_v = \int_1^2 p dv$$
(2.18)

- lucrul mecanic intern (W_i) – suma dintre lucrul mecanic de dilatare și lucrul mecanic tehnic:

$$W_i = W_v + W_t ,$$
(2.19)

- lucrul mecanic de dislocare/deplasare (sau lucrul mecanic de curgere) (W_d) – echivalent cu energia necesară deplasării unei mase de fluid la presiune constantă (cauzat de o forță de presiune care acționează asupra unui fluid pe o distanță) (fig. 2.8);

Lucrul mecanic necesar pentru a introduce / elimina fluidul în / din CV
 $W_d = p \cdot V$ $w_d = p \cdot v$

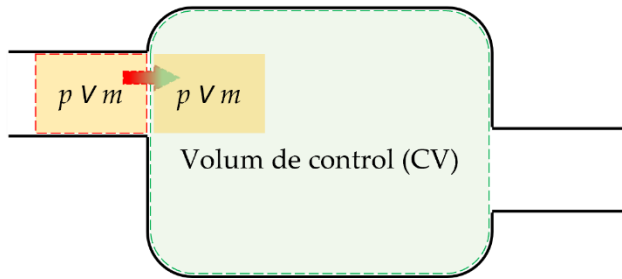


Fig. 2.8 Ilustrare a lucrului mecanic de dislocare pentru deplasarea unui fluid

- ▶ lucrul mecanic util (W_n) – lucrul mecanic care se obține dacă din lucrul mecanic de dilatare se scade presiunea atmosferică/presiunea care se opune dilatării;
- ▶ lucrul mecanic de frecare (W_f) – partea din lucrul mecanic tehnic transformată în energie internă (căldură).

Pentru a putea integra ecuația lucrului mecanic este necesară o relație între presiunea la limita sistemului și volumul acestuia. În acest scop se consideră sistemul din figura 2.9.

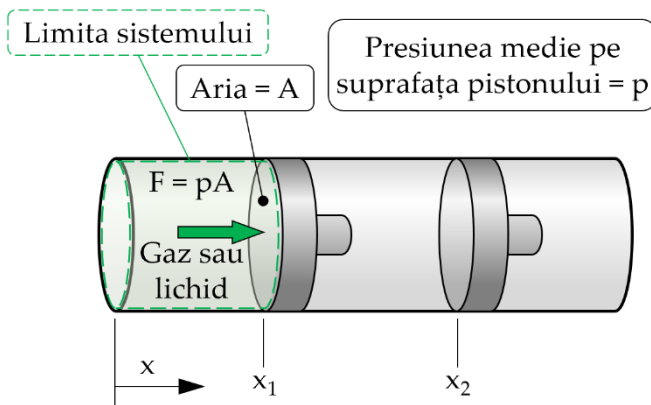


Fig. 2.9 Lucrul mecanic de dilatare (în acest caz, lucrul mecanic de destindere)

Gazul se destinde, acționând asupra pistonului având aria A , cu forța $F = p \cdot A$, unde p este presiunea medie pe suprafața pistonului. Lucrul mecanic efectuat de sistem la deplasarea pistonului pe distanța dx este:

$$\delta W = p \cdot A \cdot dx , \quad (2.20)$$

$$\delta W = p \cdot dV , \quad (2.21)$$

destindere: $dV > 0 \rightarrow \delta W > 0 ,$

comprimare: $dV < 0 \rightarrow \delta W < 0 .$

Prin urmare, lucrul mecanic de dilatare (destindere/comprimare) între două stări poate fi scris sub forma:

$$W = \int_1^2 p dV . \quad (2.22)$$

Observație

Ecuția este valabilă pentru orice sistem pentru care presiunea este uniformă la interfața mobilă a sistemului.

Observație

- 1) *Pentru integrarea ecuației lucrului mecanic de dilatare este necesară o relație între presiunea la limita mobilă a sistemului și volumul acestuia.*
- 2) *Nu este obligatoriu ca un sistem care trece printr-un proces să fie în echilibru pe durata procesului.*

Uneori, procesele sunt modelate ca procese idealizate, numite și **proces în cvasiechilibru** (proces în cadrul cărora diferența față de echilibrul termodinamic este cel mult infinitezimală). Ca urmare, toate stările prin care procesul trece pot fi considerate stări de echilibru. În realitate, însă efectele de dezechilibru sunt inevitabil prezente. Cu toate acestea procesele în cvasiechilibru sunt frecvent utilizate deoarece permit dezvoltarea unor modele termodinamice simple (acestea permit cel puțin o evaluare calitativă a comportamentului sistemului termodinamic analizat) și deoarece sunt

esențiale în determinarea relațiilor dintre proprietățile sistemului în starea de echilibru. În baza determinărilor experimentale (spre exemplu, figura 2.10) s-au stabilit relații analitice între presiune și volum, respectiv între presiune și volumul specific:

Proces politropic

Proces în cvasiechilibru descris de relația:

$$p \cdot V^n = \text{const.} \quad (2.23)$$

sau

$$p \cdot v^n = \text{const.} \quad (2.24)$$

Observație

Se pot utiliza și alte forme analitice ale relației dintre presiune și volum.

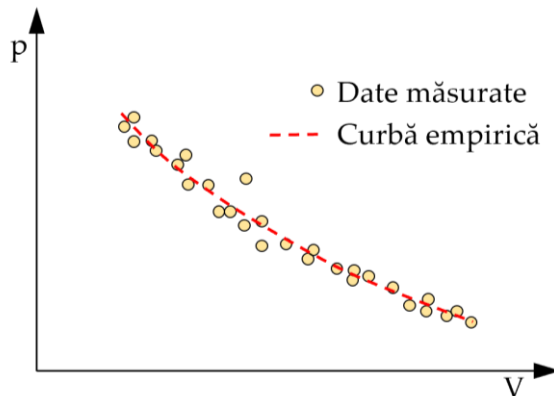


Fig. 2.10 Variația presiunii pe suprafața pistonului în funcție de volum (adaptare după [40])

2.1.2.4. Energia totală a sistemului

Se consideră energia totală (E) a unui sistem care include: energia cinetică (KE), energia potențială gravitațională (potențială) (PE) și alte forme de energie. Există situații când asupra sistemului se efectuează lucru mecanic, iar schimbarea energiei sistemului nu poate fi atribuită unei variații a energiei cinetice și nici a energiei potențiale gravitaționale.

Exemplu

- efectuând lucru mecanic asupra unui arc în scopul comprimării, energia este stocată în arc.

În termodinamică se consideră că, variația energiei totale a sistemului este constituită din trei contribuții macroscopice:

- ▶ variația energiei cinetice (KE) asociată deplasării sistemului ca întreg față de un sistem extern de referință;
- ▶ variația energiei potențiale gravitaționale (PE) asociată cu poziția sistemului ca întreg față de câmpul gravitațional al pământului;
- ▶ toate celelalte variații se consideră a fi înglobate în *energia internă* (U).

Energia internă

Energia internă se consideră a fi suma tuturor formelor de energie proprii sistemului care variază în timpul unei transformări de stare.

Ca urmare, variația energiei totale a sistemului poate fi exprimată sub forma:

$$E_2 - E_1 = (U_2 - U_1) + (KE_2 - KE_1) + (PE_2 - PE_1) , \quad (2.25)$$

$$\Delta E = \Delta U + \Delta KE + \Delta PE . \quad (2.26)$$

Exemplu

Se consideră un sistem constând dintr-un gaz conținut într-un recipient. Interpretarea microscopică a energiei interne:

- moleculele de gaz se mișcă în interiorul recipientului întâlnind alte molecule sau pereții acestuia;
- energia internă a gazului reprezintă energia cinetică de translație, energia cinetică de rotație (în raport cu centrul de masă al moleculelor), respectiv energia cinetică de vibrație;
- suplimentar, energia internă este stocată în legăturile chimice dintre atomi (la nivel atomic).

2.1.2.5. Căldura

Așa cum s-a menționat anterior, un sistem termodinamic poate schimba energie atât sub formă de lucru mecanic cât și sub formă de căldură.

Schimbul de energie sub formă de căldură

Schimbul de energie sub formă de căldură are loc ca urmare a unei diferențe de temperatură între sistem și mediul exterior și doar în sensul descreșterii temperaturii.

Spre deosebire de convenția de semne pentru schimbul de energie sub formă de lucru mecanic, în cazul schimbului de energie sub formă de căldură:

$Q > 0$ – transfer de căldură spre sistem (sistemul primește căldură)

$Q < 0$ – transfer de căldură de la sistem (sistemul cedează căldură)

(invers față de convenția de semne pentru lucrul mecanic).

Observație

- 1) *Valoarea schimbului de căldură depinde de întreg procesul și nu doar de starea inițială și de starea finală. Prin urmare, căldura nu este o proprietate, motiv pentru care noțiunea de căldură la o stare nu are sens.*
- 2) *Diferențiala căldurii se scrie δQ .*

Ținând cont că schimbul de energie sub formă de căldură depinde de detaliile procesului, la fel ca în cazul lucrului mecanic, diferențiala δQ este inexactă. Prin urmare, cantitatea de căldură schimbată între două stări 1 și 2 se poate scrie:

Căldura schimbată Q

$$Q = \int_1^2 \delta Q \text{ [kJ]} . \quad (2.27)$$

Dacă schimbul de căldură este raportat la timp (\dot{Q}) atunci, într-un interval de timp (de la momentul t_1 la momentul t_2), cantitatea de căldură schimbată este:

$$\text{Viteza de transmitere a căldurii } \dot{Q} = \frac{dQ}{dt}$$

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q} dt \quad [\text{kJ}]. \quad (2.28)$$

Observație: Pentru integrare trebuie cunoscut modul în care variază schimbul de căldură în timp.

În anumite situații este convenabilă utilizarea fluxului termic (\dot{q}) care, reprezintă viteza de transfer de căldură raportată la unitatea de suprafață a sistemului.

$$\text{Fluxul termic } \dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A}$$

$$\dot{Q} = \int_A \dot{q} dt \quad [\text{kW}] \quad , \quad (2.29)$$

unde $\dot{q} \left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$.

Observație
Sistemele care nu schimbă căldură sunt sisteme izolate termic sau adiabatice.

Schimbul (transferul) de energie sub formă de căldură este evaluat prin metode bazate pe experiment. În acest sens sunt recunoscute două mecanisme de bază de schimb de căldură: *conducția și radiația termică*. De asemenea, la *convecția termică*, care include efectul combinat al conducției și al mișcării fluidului, sunt disponibile relații empirice.

Conducția

Conducția

Conducția poate fi privită ca un transfer de energie de la particulele cu energie mai mare către particulele învecinate caracterizate de un nivel energetic mai redus, ca urmare a interacțiunii dintre acestea.

Transferul de energie prin conducție poate avea loc în solide, lichide și gaze. Macroscopic, viteza de transfer termic prin conducție este cuantificată prin legea lui Fourier. Pentru aceasta se consideră un perete plan, de grosime L , prin care are loc un schimb de căldură în regim staționar, unde $T(x)$ variază liniar cu poziția x (fig. 2.11).

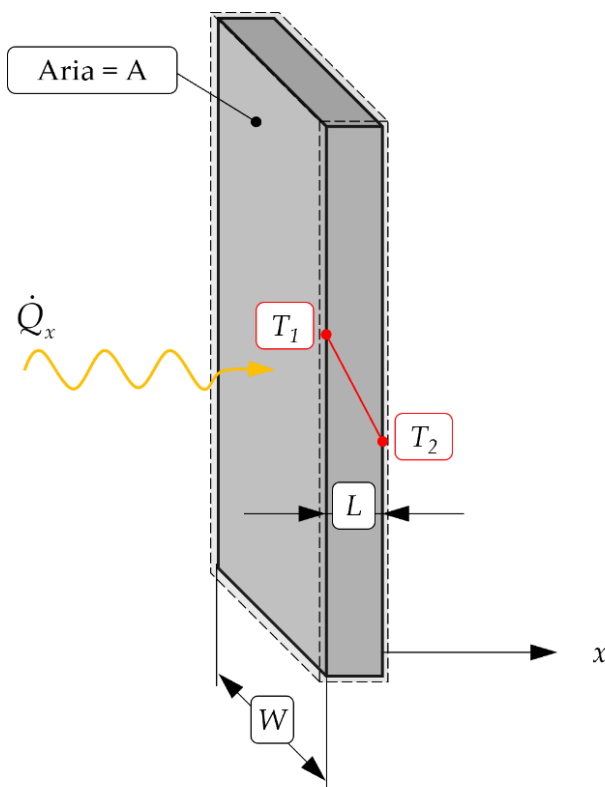


Fig. 2.11 Ilustrație a legii lui Fourier

Legea lui Fourier (conducția)

Viteza de transfer termic prin orice plan normal la direcția x , (\dot{Q}_x) este proporțională cu aria peretelui (A) și cu gradientul de temperatură pe direcția x , $\left(\frac{dT}{dx}\right)$:

$$\dot{Q}_x = -\kappa A \frac{dT}{dx}, \quad (2.30)$$

unde κ este un factor de proporționalitate numit **conductivitate termică**.

Observație: semnul „-” este o consecință a transferului de energie în sensul descreșterii temperaturii.

Radiația**Radiația**

Radiația termică este transferul de energie datorită undelor electromagnetice. Aceasta are loc ca urmare a schimbărilor în configurația electronică a atomilor sau moleculelor materiei. Transportul energiei prin radiație nu are nevoie de un mediu pentru propagare.

Suprafețele solide, gazele și lichidele emit, absorb și transmit radiație termică. Viteza de emisie a unei suprafețe de arie A se cuantifică macroscopic printr-o formă modificată a legii Stefan-Boltzmann (fig. 2.12). Fluxul de căldură emis de o suprafață cu aria A poate fi determinat cu relația lui Stefan-Boltzmann adaptată pentru corpuri diferite de corpul negru absolut.

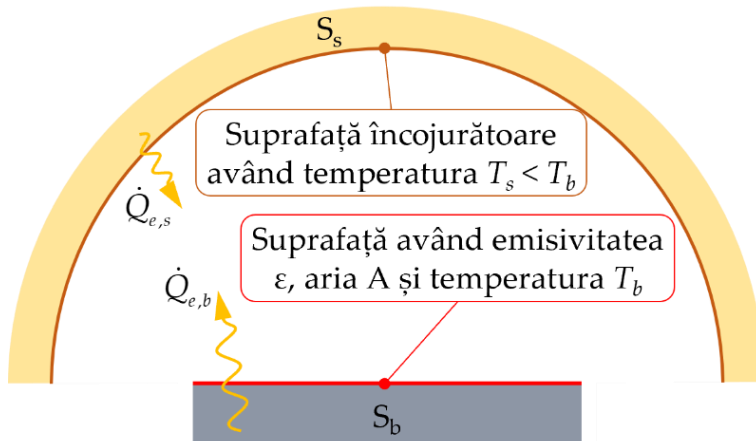


Fig. 2.12 Ilustrație a radiației (adaptare după [17])

Fluxul de căldură emis

$$\dot{Q}_{e,S_b} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T_b^4 \quad [\text{kW}] , \quad (2.31)$$

unde: T_b – temperatura absolută a suprafeței, ε – emisivitatea ($0 \leq \varepsilon \leq 1$),
 σ – constanta Stefan-Boltzmann,

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4} \right] . \quad (2.32)$$

Observație: emisivitatea este o proprietate a suprafeței care indică cât de eficient radiază suprafața.

În general, viteza de transfer a energiei prin radiație între două suprafețe implică relații între proprietățile suprafețelor, orientarea uneia în raport cu cealaltă, măsura în care mediul dispersează, emite și absoarbe radiația termică și alți factori. Un caz frecvent întâlnit este schimbul de energie prin radiație între o suprafață (S_b) aflată la temperatura T_b și o suprafață (S_s) care o înconjoară (mult mai mare), aflată la temperatura T_s :

$$\dot{Q}_c = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_b^4 - T_s^4) \quad [\text{kW}] . \quad (2.33)$$

Convecția

Convecția

Reprezintă transferul de energie între o suprafață solidă și un fluid învecinat aflat în mișcare și implică efectul combinat al convecției și mișcării fluidului.

Se consideră o placă de temperatură T_b și un fluid aflat în mișcare la temperatura T_f (fig. 2.13). În acest caz energia este transferată în direcția indicată de săgeți datorită efectului combinat al convecției și al mișcării aerului. Viteza de transfer a energiei de la suprafață la aer poate fi cuantificată printr-o relație empirică numită legea de răcire a lui Newton.

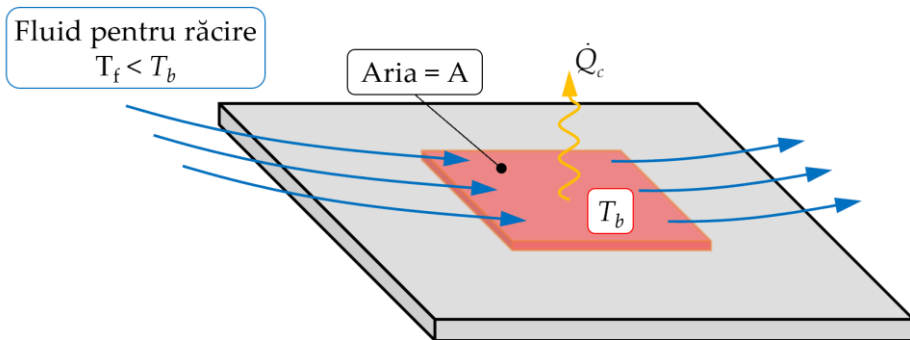


Fig. 2.13 Ilustrație a legii de răcire a lui Newton (adaptare după [40])

Legea de răcire a lui Newton

$$\dot{Q}_c = h \cdot A \cdot (T_b - T_f) \quad [\text{kW}], \quad (2.34)$$

unde h este un factor de proporționalitate numit **coeficient de transfer termic** (sau **coeficient de convecție**).

Observație

Coeficientul de transfer termic **nu** este o proprietate termodinamică. Acesta este un parametru empiric care încorporează în relația de transfer termic tipul de curgere în apropierea suprafeței, proprietățile fluidului și geometria.

Dacă mișcarea fluidului este cauzată de ventilatoare sau pompe, valoarea coeficientului de transfer termic este uzual mai mare decât atunci când apar mișcări mai lente (induse de flotabilitate). Ca urmare se poate distinge între:

- ▶ convecție liberă
- ▶ convecție forțată.

Observație

În anumite situații transferul de energie sub formă de căldură poate fi neglijat din motive care țin de mecanismele de transfer termic: sistemele care înconjoară sistemul sunt buni izolatori, diferența de temperatură este prea mică, suprafața de transfer termic nu este suficientă etc.

2.1.3. Agenți de lucru

Modelul gazului ideal

În motoarele cu ardere internă, agenții de lucru sunt atât gaze cât și lichide. Spre deosebire de lichide și solide, gazele au un comportament termodinamic mai simplu. Un aspect deosebit de important este faptul că forțele de interacțiune dintre moleculele gazelor sunt reduse, motiv pentru care, un gaz ocupă întreg volumul pe care îl are la dispoziție. Odată cu scăderea presiunii și creșterea temperaturii forțele se reduc suplimentar, ceea ce permite ca, prin extrapolarea până la condiții extreme, să se poată defini un gaz ideal (perfect). Acest lucru este justificat deoarece utilizarea modelului gazului ideal în cadrul analizelor termodinamice permite o abordare simplificată și totuși (în multe cazuri – presiune redusă și/sau temperatură ridicată) o precizie ridicată.

Observație

Conform teoriei cinetico-moleculare, gazele se compun din molecule care se mișcă dezordonat în volumul pe care îl au la dispoziție. Pornind de la această idee se pot explica mărimile fizice precum presiunea, viscozitatea, conductibilitatea termică și procese precum conducția căldurii și difuzia.

Conform teoriei cinetico-moleculare gazul ideal este definit de următoarele condiții:

- ▶ moleculele gazului sunt perfect sferice și perfect elastice;
- ▶ volumul propriu al moleculelor este neglijabil în raport cu volumul ocupat de gaz;
- ▶ forțele de interacțiune intermoleculare sunt nule.

Consecințele acestor condiții sunt:

- ▶ gazul nu are viscozitate;
- ▶ nu apare frecarea în procesul de curgere al gazului ideal;
- ▶ indiferent de temperatura și presiunea la care este supus rămâne în stare gazoasă cu aceleași proprietăți;
- ▶ în apropierea punctului de zero absolut volumul gazului ideal tinde spre zero fără să se lichefieze;
- ▶ interacțiunea dintre molecule în decursul agitației termice se produce numai sub formă de ciocniri elastice;
- ▶ între două ciocniri moleculele au o mișcare rectilinie uniformă, până întâlnesc alte molecule;
- ▶ lungimea medie a drumului parcurs între două ciocniri depinde de densitatea gazului.

Ecuția de stare a gazelor ideale

Pe baza analizelor efectuate cu gaze reale, cercetătorii Robert Boyle (*la temperatură constantă, produsul dintre presiune și volum este aproximativ constant – pentru gaze ideale este constant*), Charles și Gay-Lussac (*la presiune constantă, volumul variază aproximativ liniar cu temperatura – pentru gaze ideale variația este liniară*), respectiv Avogadro (*în condiții constante de presiune și temperatură, volumul și numărul de moli sunt aproximativ direct proporționale – pentru gaze ideale ele sunt direct proporționale*) au determinat o serie de relații importante între presiune (p), temperatură (T), volum (V) și cantitatea de substanță (exprimată prin numărul de moli n):

$$pV = \text{constant} = n\bar{R}T , \quad (2.35)$$

$$\frac{V}{T} = \text{constant} = \frac{n\bar{R}}{p} , \quad (2.36)$$

$$\frac{V}{n} = \text{constant} = \frac{\bar{R}T}{p} = \bar{v} . \quad (2.37)$$

Combinând aceste legi cu modelul gazului ideal se obține **ecuația de stare a gazelor ideale**:

$$pV = n\bar{R}T , \quad (2.38)$$

$$pV = \frac{m}{M}\bar{R}T = m\frac{\bar{R}}{M}T = mRT , \quad (2.39)$$

$$p = \frac{n}{V}RT = \frac{RT}{\bar{v}} , \quad (2.40)$$

$$p = \frac{m}{V}RT = \rho RT = \frac{1}{v}RT . \quad (2.41)$$

Amestecuri de gaze ideale

În natură și în cazul motoarelor cu ardere internă, se întâlnesc amestecuri de gaze; atât timp cât gazele nu reacționează între ele, acestea pot fi considerate gaze ideale, rezultând astfel un **amestec de gaze ideale**. În acest caz, principalele ipoteze simplificatoare sunt:

- ▶ gazele ideale care compun amestecul nu reacționează între ele;
- ▶ amestecul de gaze este omogen și se află atât în echilibru termic, cât și în echilibru mecanic;
- ▶ proprietățile amestecului de gaze ideale diferă de proprietățile gazelor ideale care îl compun, însă sunt determinate de acestea.

Proprietățile unui amestec de gaze ideale pot fi determinate pe baza mărimilor prezentate în tabelul 2.2.

Tabelul 2.2 Mărimi utilizate pentru descrierea unui amestec de gaze ideale

Mărime	Formulă
Participație masică	$Y_i = \frac{m_i}{\sum_j m_j} = \frac{m_i}{m}, \quad \sum_i Y_i = 1$
Participație volumică/molară	$X_i = \frac{n_i}{\sum_j n_j} = \frac{n_i}{n}, \quad \sum_i X_i = 1$
Presiunea parțială (Legea lui Dalton)	$p_i(T, V) = X_i \cdot p$
Volum parțial (Legea lui Amagat)	$V_i(p, T) = X_i \cdot V$
Masa molară (aparentă) a amestecului	$\bar{M} = \sum_i X_i \cdot \bar{M}_i$
Constanta de gaz a amestecului	$R = \frac{\bar{R}}{\bar{M}}$
Energia internă specifică	$h = \sum_i Y_i \cdot h_i$
Energia internă molară	$\bar{h}_m = \sum_i X_i \cdot \bar{h}_i$
Entalpia specifică	$h = \sum_i Y_i \cdot h_i$
Entalpia molară	$\bar{h} = \sum_i X_i \cdot \bar{h}_i$
Entropia specifică	$s = \sum_i Y_i \cdot s_i$
Entropia molară	$\bar{s} = \sum_i X_i \cdot \bar{s}_i$
Căldura specifică la volum constant	$c_v = \sum_i Y_i \cdot c_{v,i}(T)$
Căldura molară la volum constant	$\bar{c}_v = \sum_i X_i \cdot \bar{c}_{v,i}(T)$
Căldura specifică la presiune constantă	$c_p = \sum_i Y_i \cdot c_{p,i}(T)$
Căldura molară la presiune constantă	$s = \text{const.}$

Gaze reale

Odată cu creșterea presiunii și/sau reducerea temperaturii, relațiile specifice gazelor ideale duc la erori mari. Ca urmare, devine necesară tratarea gazelor ca și gaze reale. În acest scop se utilizează **factorul de compresibilitate** Z , care indică abaterile gazelor reale de la comportamentul de gaze ideale:

$$Z = \frac{p\bar{v}}{\bar{R}T} = \frac{p\nu}{RT} , \quad (2.42)$$

$$p\bar{v} = Z\bar{R}T , \quad (2.43)$$

$$p\nu = ZRT . \quad (2.44)$$

Comparând această ecuație cu ecuația de stare a gazelor ideale se poate constata că, pentru gazele ideale $Z = 1$. Variația Z este prezentată uzual în **diagrame de compresibilitate generalizate** (fig. 2.14) în funcție de **presiunea redusă** p_R ($p_R = p/p_{cr}$, unde p_{cr} este presiunea în punctul critic) și **temperatura redusă** T_R ($T_R = T/T_{cr}$, unde T_{cr} este temperatura în punctul critic).

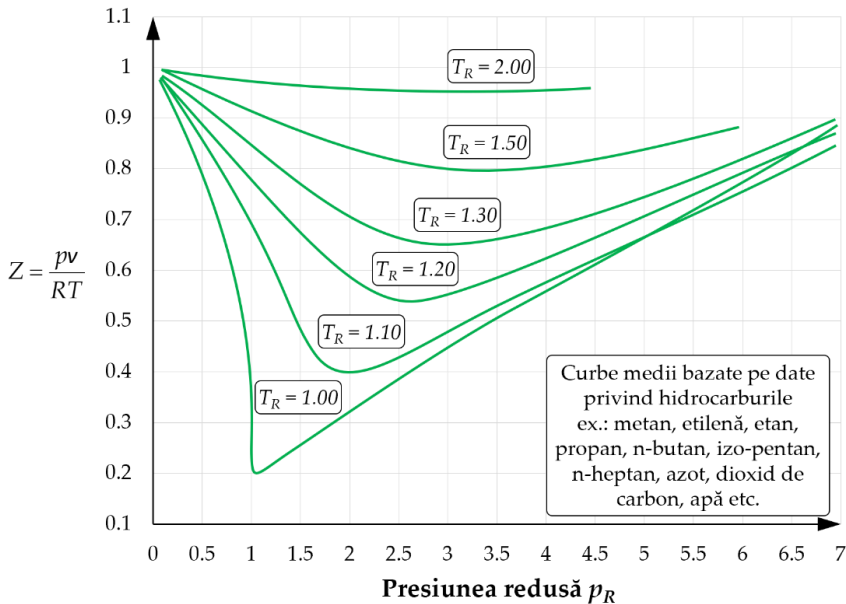


Fig. 2.14 Exemplu de diagramă de compresibilitate generalizată (adaptare după [18])

2.1.4. Transformările de stare ale agenților de lucru

Așa cum s-a precizat anterior, atunci când sistemul trece dintr-o stare în altă stare el suferă o transformare de stare. În cadrul transformării de stare se modifică una sau mai multe mărimi de stare, motiv pentru care **transformările elementare de stare** (transformări pentru care una din mărimile de stare p , V sau T , sau o combinație a lor este constantă pe parcursul transformării) sunt denumite după mărimea de stare care rămâne constantă. Aceste transformări de stare permit simplificarea calculului schimbului de energie dintre sistem și mediul exterior pe durata unui proces termodinamic, respectiv analiza și determinarea mărimilor de stare din punctele extreme ale procesului. În principiu, toate transformările de stare pot fi descrise pornind de la transformarea (generală) politropică $pV^n = \text{const.}$ Transformările elementare de stare ale gazului perfect sunt prezentate sintetic în tabelul 2.3.

Tabelul 2.3 Mărimi de stare

Transformare de stare	Mărime constantă	Exponent politropic
Izotermică	$T = \text{const.}$	$n = 1$
Izobară	$p = \text{const.}$	$n = 0$
Izocoră	$v = \text{const.}$	$n \rightarrow \infty$
Izoenergetică	$u = \text{const.}$	$n = 1$
Izentalpică	$h = \text{const.}$	$n = 1$
Izentropică (adiabatică și reversibilă)	$s = \text{const.}$	$n = k$

Deoarece transformarea izentropică este frecvent întâlnită în termodinamică (ex. compresoare, turbine, ajutaje etc.), în continuare se vor scrie ecuațiile care descriu o transformare izentropică între două stări 1 și 2. În acest scop se pornește de la ecuația:

$$pV^k = \text{const.} \quad (2.45)$$

Înlocuind presiunea din ecuația de stare a gazelor ideale se obține:

$$RT \frac{v^k}{v} = \text{const.} \quad (2.46)$$

$$Tv^{k-1} = \text{const.} \quad (2.47)$$

Pe baza acestora, se pot scrie relațiile între mărimile de stare corespunzătoare celor două stări:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k, \quad (2.48)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}, \quad (2.49)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (2.50)$$

2.1.5. Entalpia și ecuațiile calorice de stare

Pentru a putea aplica prima lege a termodinamicii (detaliată ulterior)

$$\Delta KE + \Delta PE + \Delta U = Q - W, \quad (2.51)$$

este necesară analiza integralei energiei interne (U) pe parcursul unui proces. În acest scop se pornește de la ecuația de stare a gazelor și se ține cont de regula fazelor lui Gibbs pentru sisteme simple compresibile. Acestea pun în evidență faptul că, atunci când se cunosc (oricare) două mărimi intensive și independente de stare, se pot determina valorile tuturor celorlalte mărimi de stare. Ca urmare, energia internă poate fi determinată dacă se cunosc oricare dintre: (T, v) , (p, v) sau (p, T) . Știind că $U = m \cdot u$ (u – energia internă specifică) derivata energiei interne va fi:

$$dU = d(mu) = mdu + udm. \quad (2.52)$$

Ținând cont că energia internă este dependentă de mai multe variabile, du va fi:

$$du(T, v) = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv , \quad (2.53)$$

$$du(p, v) = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p dv , \quad (2.54)$$

$$du(p, T) = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T dp . \quad (2.55)$$

Căldura specifică (sau capacitatea termică specifică) la volum constant c_v

Cantitatea de căldură necesară pentru a crește temperatura unui sistem închis cu un grad per unitatea de masă în condițiile unui proces care se desfășoară la volum constant ($\delta W = 0$):

$$c_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{\partial T} \right)_v . \quad (2.56)$$

Pe baza legii I a termodinamicii, căldură specifică la volum constant poate fi legată de energia internă a agentului de lucru. Mai mult, aceasta poate fi considerată o proprietate intensivă a agentului de lucru.

Pornind de la forma diferențială a legii I a termodinamicii (detaliată ulterior)

$$dU + dKE + dPE = dE = \delta Q - \delta W , \quad (2.57)$$

și considerând că masa de agent de lucru din sistem este constantă ($m = \text{const.}$), că nu apar variații ale energiei cinetice ($dKE = 0$) și nici ale energiei potențiale ($dPE = 0$), respectiv că procesul se desfășoară la volum constant, se poate scrie:

$$dU = d(mu) = mdu = \delta Q . \quad (2.58)$$

Ținând cont de relația 2.53, pentru un sistem închis rezultă:

$$c_v = \frac{1}{m} \left[\frac{\partial(mu)}{\partial T} \right]_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \frac{dv}{dT} = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v . \quad (2.59)$$

Analog, căldurii specifice la volum constant se definește căldura specifică la presiune constantă.

Căldura specifică (sau capacitatea termică specifică) la presiune constantă c_p

Cantitatea de căldură necesară pentru a crește temperatura unui sistem închis cu un grad per unitatea de masă în condițiile unui proces care se desfășoară la presiune constantă:

$$c_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{\partial T} \right)_p . \quad (2.60)$$

Se consideră un sistem închis a cărui limită este mobilă (sistemul se poate dilata) pentru a putea menține presiunea constantă. Considerând că masa de agent de lucru din sistem este constantă ($m = \text{const.}$), că nu apar variații ale energiei cinetice ($dKE = 0$) și nici ale energiei potențiale ($dPE = 0$) se poate scrie:

$$dU = d(mu) = mdu = \delta Q - pdv . \quad (2.61)$$

Deoarece presiunea și masa sunt constante, ecuația poate fi rescrisă astfel:

$$dU = d[m(u + pv)] = \delta Q . \quad (2.62)$$

Energia internă poate fi considerată a fi energia termică a agentului de lucru, însă ea nu poate fi luată în considerare în calcul prin specificarea poziției, vitezei sau masei. În schimb, produsul $p \cdot v$ reprezintă o energie mecanică a agentului de lucru (vezi definiția lucrului mecanic de dilatare). Suma dintre

energia internă specifică u și produsul $p \cdot v$ este frecvent întâlnită în termodinamică, cu precădere în cazul sistemelor deschise, motiv pentru care se definește o nouă mărime:

Entalpia h, H

$$h = u + p \cdot v , \quad (2.63)$$

$$H = U + p \cdot V . \quad (2.64)$$

Pe baza sistemului considerat, entalpia poate fi explicată astfel:

- ▶ sistemul primește căldură, iar ca urmare energia termică (u) a agentului de lucru crește;
- ▶ totodată crește și presiunea astfel că, pentru a menține din sistem presiunea constantă, este necesar un lucru mecanic de destindere ($p \cdot v$) care să asigure sistemului spațiul necesar;
- ▶ în consecință, pe parcursul procesului, agentul de lucru schimbă atât energie termică (sub formă de căldură), cât și energie mecanică (sub formă de lucru mecanic).

Analog energiei interne și pentru entalpie se poate scrie:

$$dh(T, v) = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial h}{\partial v} \right)_T dv , \quad (2.65)$$

$$dh(p, v) = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial h}{\partial v} \right)_p dv , \quad (2.66)$$

$$dh(p, T) = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp . \quad (2.67)$$

Ecuțiile 2.53–2.55, împreună cu ecuațiile 2.65–2.67 reprezintă **ecuațiile calorice de stare**. Se poate concluziona că ecuațiile calorice de stare fac legătura între fiecare dintre mărimile calorice de stare (u – energia internă

specifică, h – entalpia) și două mărimi de stare (p, v, T). Mărimile de stare pot fi măsurate direct, pe când mărimile calorice de stare se obțin prin calcul.

Ținând cont de definiția entalpiei, ecuația 2.64 se poate rescrie astfel:

$$dH = d(mh) = mdh = \delta Q . \quad (2.68)$$

Ținând cont de ecuațiile 2.67 și 2.68, respectiv de ipotezele inițiale pentru sistemul închis considerat, se poate scrie:

$$c_p = \frac{1}{m} \left[\frac{\partial(mh)}{\partial T} \right]_p = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dT} + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p . \quad (2.69)$$

Pentru gazele ideale Joule a demonstrat faptul că energia internă și astfel entalpia, depind doar de temperatură. Ca urmare, diferențiala inexactă poate fi înlocuită de o diferențială exactă, iar variațiile u și h pot fi rescrise astfel:

$$\Delta u = u(T_2) - u(T_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT , \quad (2.70)$$

$$\Delta h = h(T_2) - h(T_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT . \quad (2.71)$$

unde:

$$c_v(T) = \frac{du}{dT} , \quad (2.72)$$

$$c_p(T) = \frac{dh}{dT} . \quad (2.73)$$

Pe baza ecuației de stare a gazelor ideale și a definiției entalpiei

$$h = u + p \cdot v ,$$

$$p \cdot v = RT ,$$

se poate scrie:

$$h = u + RT , \quad (2.74)$$

$$\bar{h} = \bar{u} + \bar{R}T . \quad (2.75)$$

Derivând în funcție de temperatură, rezultă:

$$\frac{dh}{dT} = \frac{du}{dT} + R , \quad (2.76)$$

respectiv

$$c_p(T) = c_v(T) + R . \quad (2.77)$$

Se notează cu k **raportul căldurilor specifice** (numit și **exponent izentropic**):

$$k = \frac{c_p(T)}{c_v(T)} . \quad (2.78)$$

Acesta prezintă o importanță deosebită, cu precădere în cazul proceselor izentropice (când $n = k$). Ținând cont de relațiile 2.77 și 2.78, se poate scrie:

$$c_v(T) = \frac{R}{k-1} , \quad (2.79)$$

$$c_p(T) = \frac{kR}{k-1} . \quad (2.80)$$

Observație

Proprietățile c_v și c_p sunt numite călduri specifice (sau capacități termice specifice) deoarece, în anumite condiții speciale, acestea fac legătura între variația de temperatură a sistemului și cantitatea de energie schimbată sub formă de căldură. Se recomandă însă utilizarea definiției lor și nu această interpretare.

2.1.6. Legea (principiul) conservării masei pentru sistemele deschise

Suplimentar față de bilanțul energetic, în cazul sistemelor deschise (volum de control) prezintă interes și bilanțul masic care se bazează pe legea conservării masei.

În continuare sunt prezentate aspecte de bază privind determinarea și utilizarea bilanțului masic.

Determinarea bilanțului masic

Pe baza figurii 2.15 se poate scrie *legea (principiul) conservării masei*:

<i>Legea (principiul) conservării masei</i>				
<i>variația masei aflate în volumul de control la momentul t</i>	=	<i>debitul masic la intrarea în volumul de control, la momentul t</i>	-	<i>debitul masic la ieșirea din volumul de control, la momentul t</i>

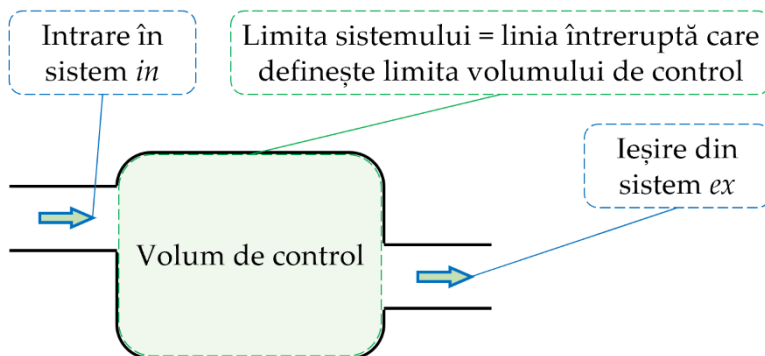


Fig. 2.15 Volum de control cu o intrare și o ieșire

Notând masa conținută în volumul de control la momentul t cu $m_{cv}(t)$, se poate scrie:

$$\frac{dm_{cv}}{dt} = \dot{m}_{in} - \dot{m}_{ex} \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right], \quad (2.81)$$

unde \dot{m}_{in} și \dot{m}_{ex} reprezintă debitele masice instantanee la intrarea în sistem, respectiv la ieșirea din sistem (fig. 2.16). Deoarece, uzual, un volum de control prezintă mai multe intrări/ieșiri, pentru a ține cont de acestea se poate scrie:

$$\frac{dm_{CV}}{dt} = \sum_{in} \dot{m}_{in} - \sum_{ex} \dot{m}_{ex} \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]. \quad (2.82)$$

Această ecuație reprezintă ecuația bilanțului masic pentru un volum de control cu multiple intrări și ieșiri.

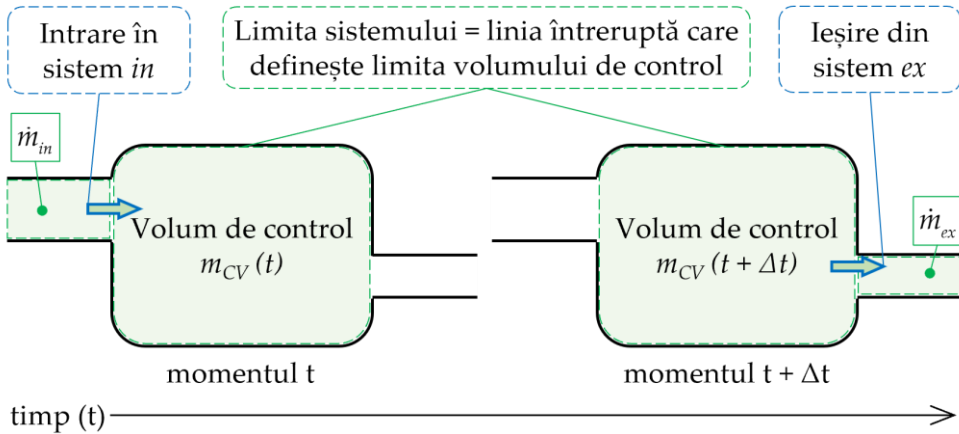


Fig. 2.16 Schiță pentru determinarea legii conservării masei

Evaluarea bilanțului masic

Pentru debitul masic \dot{m} de materie care intră/iese dintr-un volum de control se poate deduce o expresie în funcție de proprietățile locale pornind de la o mică cantitate de materie care curge cu viteza V prin aria dA în intervalul de timp Δt (figura 2.17). Se menționează faptul că viteza V reprezintă o viteză relativă față de aria dA , deoarece nu întotdeauna porțiunea din volumul de control prin care curge masă se află în repaus. În raport cu planul care conține aria dA , viteza se poate descompune într-o componentă tangențială și o componentă normală V_n (viteza relativă normală la aria dA pe direcția de curgere). Volumul de materie care traversează aria dA în intervalul de timp Δt este un cilindru înclinat având volumul egal cu produsul dintre aria bazei

dA și înălțimea $V_n \Delta t$. Multiplicând acest volum cu densitatea se obține cantitatea de masa care traversează dA în intervalul de timp Δt :

$$\left[\begin{array}{l} \text{cantitatea de masa care} \\ \text{traversează } dA \text{ în} \\ \text{intervalul de timp } \Delta t \end{array} \right] = \rho \underbrace{\left(\underbrace{V_n \Delta t}_{\text{înălțimea volumului de fluid}} \right)}_{\text{volumul de fluid}} dA . \quad (2.83)$$

Prin raportarea la timp, se poate obține debitul masic instantaneu prin aria dA :

$$\left[\begin{array}{l} \text{debitul masic} \\ \text{instantaneu prin} \\ dA \end{array} \right] = \rho V_n dA . \quad (2.84)$$

Integrând pe aria (A) prin care trece masa, se obține o expresie a debitului masic:

$$\dot{m} = \int_A \rho V_n dA . \quad (2.85)$$

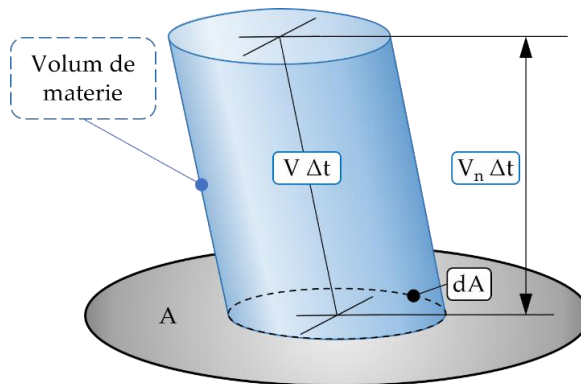


Fig. 2.17 Schiță pentru determinarea legii conservării masei în funcție de proprietățile fluidului (adaptare după [40])

1.1.1 Forme ale bilanțului masic

Atunci când un flux de materie care intră/iese dintr-un volum de control suportă următoarea idealizare, curgerea poate fi considerată monodimensională:

- ▶ direcția de curgere este normală la limitele de intrare/ieșire din volumul de control;
- ▶ toate proprietățile intensive, inclusiv viteza și densitatea, sunt uniforme cu poziția (valori globale medii) pentru fiecare arie de intrare sau ieșire prin care curge materia.

În cazul curgerii monodimensionale, debitul masic devine:

$$\dot{m} = \rho AV, \quad (2.86)$$

iar dacă se utilizează volumul specific:

$$\dot{m} = \frac{AV}{v}. \quad (2.87)$$

În aceste relații, produsul AV reprezintă debitul volumetric (\dot{V}).

În cazul curgerii monodimensionale, conservarea masei pentru un volum de control cu multiple intrări și/sau ieșiri se poate scrie:

$$\frac{dm_{CV}}{dt} = \sum_i \frac{A_i V_i}{v_i} - \sum_e \frac{A_e V_e}{v_e} \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]. \quad (2.88)$$

Regim staționar

În regim staționar toate proprietățile sunt constante în timp. În cazul unui volum de control, în regim staționar identitatea materiei se schimbă continuu, însă cantitatea totală conținută în orice moment rămâne constantă cu timpul astfel încât:

$$\frac{dm_{CV}}{dt} = 0, \quad (2.89)$$

iar ca urmare

$$\underbrace{\sum_{in} \dot{m}_{in}}_{\text{debitul masic la intrare}} = \underbrace{\sum_{ex} \dot{m}_{ex}}_{\text{debitul masic la iesire}} . \quad (2.90)$$

Trebuie avut în vedere faptul că egalitatea debitelor masice de intrare, respectiv ieșire nu implică neapărat faptul că un volum de control este în regim staționar.

Observație

Ipooteza curgerii monodimensionale și ipoteza regimului staționar sunt independente una de cealaltă.

Forma integrală

Masa totală existentă la un moment dat t într-un volum de control, poate fi determinată în funcție de densitate, prin integrare pe întreg volumul V :

$$m_{CV}(t) = \int_V \rho dV . \quad (2.91)$$

Utilizând relațiile 2.90–2.91, se obține ecuația de bilanț masic:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \sum_{in} \left(\int_A \rho V_n dA \right)_{in} - \sum_{ex} \left(\int_A \rho V_n dA \right)_{ex} , \quad (2.92)$$

relație în care integrarea se face pe ariile suprafețelor de intrare, respectiv ieșire a cantității de fluid în/din volumul de control. Produsul ρV_n reprezintă debitul masic per unitatea de arie și poartă denumirea de **flux de masă**. Pentru a evalua termenul din dreapta sunt necesare informații privind variația fluxului de masă prin suprafețele de curgere.

2.1.7. Legile (principiile) termodinamicii

Legile termodinamicii constituie un instrument deosebit de important care permite realizarea bilanțului energetic al proceselor și astfel, calculul lor. În acest fel, legile termodinamicii contribuie la o mai bună înțelegere a proceselor termodinamice.

În continuare sunt prezentate primele trei legi (principii) fundamentale ale termodinamicii.

2.1.7.1. Legea (principiul) 0 a (al) termodinamicii

Dacă două corpuri sunt în echilibru termic cu un al treilea corp, atunci ele sunt în echilibru termic unul cu celălalt. Această lege stă la baza principiului de măsurare a temperaturii prin contact. Ea se bazează pe experiența că, dacă două corpuri având temperaturi diferite, sunt aduse în contact, ele vor schimba energie termică. În acest scop, corpul cald cedează căldură, care mai apoi este absorbită de corpul rece, până când ambele corpuri ajung la aceeași temperatură. Odată atinsă această stare, numită echilibru termic, ea nu se mai schimbă de la sine.

2.1.7.2. Legea (principiul) I a (al) termodinamicii

Energia nu poate fi creată, nici distrusă, ci poate fi doar transformată în alte forme de energie. Această lege se bazează pe principiul conform căruia, o mașină nu poate să producă lucru mecanic în mod continuu dacă nu primește un aport corespunzător de energie (Perpetuum mobile de speța 1).

În continuare sunt prezentate formulările matematice pentru sisteme închise (mase de control), respective pentru sisteme deschise (volum de control).

Bilanțul energetic pentru sisteme închise (mase de control)

Energia unui sistem închis poate fi modificată doar prin schimb de lucru mecanic sau căldură. Pe baza experimentelor lui Joule și ale altora, s-a stabilit un aspect fundamental al conceptului de energie: **energia se conservă**.

Principiul I al termodinamicii (Conservarea energiei)

<i>variația cantității de energie conținută într-un sistem într-un interval de timp oarecare</i>	=	<i>cantitatea netă de energie transferată în sistem prin limitele sistemului prin schimb de căldură în intervalul de timp</i>	-	<i>cantitatea netă de energie transferată în afara sistemului prin limitele sistemului prin schimb de lucru mecanic în intervalul de timp</i>
--	---	---	---	---

Cu alte cuvinte, energia sistemului crește sau descrește cu o cantitate egală cu cantitatea netă de energie transferată prin limitele sistemului. „Cantitatea netă” reprezintă suma tuturor schimburilor dintre sistem și mediu, pentru care se ține cont de toate intrările și ieșirile din sistem.

Bilanțul energetic poate fi exprimat ca:

$$E_2 - E_1 = Q - W , \quad (2.93)$$

$$\Delta KE + \Delta PE + \Delta U = Q - W . \quad (2.94)$$

Observație

Un schimb de energie prin limitele sistemului duce la o variație a uneia sau mai multor forme macroscopice de energie.

Bilanțul energetic poate fi scris în diferite forme. Spre exemplu, sub formă diferențială, bilanțul poate fi scris ca:

$$dE = \delta Q - \delta W . \quad (2.95)$$

Bilanțul energetic instantaneu în funcție de timp:

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dt} &= \dot{Q} - \dot{W} , \\ \frac{dE}{dt} &= \frac{dKE}{dt} + \frac{dPE}{dt} + \frac{dU}{dt} , \\ \frac{dKE}{dt} + \frac{dPE}{dt} + \frac{dU}{dt} &= \dot{Q} - \dot{W} .\end{aligned}\tag{2.96}$$

Atunci când se aplică diversele forme ale ecuației bilanțului energetic este important să se acorde atenție semnelor și unităților și să se facă distincție între viteze și cantități. Totodată, trebuie conștientizat faptul că poziția limitei sistemului poate fi relevantă pentru a stabili dacă un anumit tip de transfer de energie este sub formă de schimb de căldură sau de lucru mecanic. Ținând cont de aceste aspecte, pentru sistemele închise (mase de control), bilanțul energetic ia următoarele forme:

Bilanțul energetic pentru sistem închise

$$\Delta KE + \Delta PE + \Delta U = Q - W .\tag{2.97}$$

Bilanțul energetic pentru sistem închise – regim staționar

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \rightarrow 0 = \dot{Q} - \dot{W} ,\tag{2.98}$$

$$\dot{Q} = \dot{W} .\tag{2.99}$$

Bilanțul energetic pentru sisteme deschise (volum de control)

Bilanțul energetic pentru un volum de control poate fi determinat similar cu bilanțul de masă. La fel ca masa, energia este o proprietate extensivă, astfel că și aceasta poate fi transferată în volumul de control sau în afara acestuia ca urmare a curgerii masei. Deoarece aceasta este singura diferență față de ecuația pentru sistemele închise, ecuația pentru volumele de control poate fi obținută prin includerea schimbului de masă în ecuația pentru sistemele închise.

Prin aplicarea *principiului conservării energiei* unui volum de control se obține:

Principiul conservării energiei pentru volume de control						
<i>variația</i> cantității de energie conținută în volumul de control <i>la</i> <i>momentul t</i>	=	<i>viteza netă</i> de transfer a energiei prin schimb de căldură <i>în</i> volumul de control <i>la</i> <i>momentul t</i>	-	<i>viteza netă</i> de transfer a energiei sub formă de lucru mecanic <i>în</i> <i>afara</i> volumului de control <i>la</i> <i>momentul t</i>	+	<i>viteza netă</i> de transfer a energiei prin curgere de masă <i>în</i> volumul de control

În cazul unui volum de control cu o intrare și o ieșire (fig. 2.18) variația în timp a energiei totale a volumului de control (E_{CV}) este:

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \dot{m}_{in} \left(u_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \dot{m}_{ex} \left(u_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right) \quad (2.100)$$

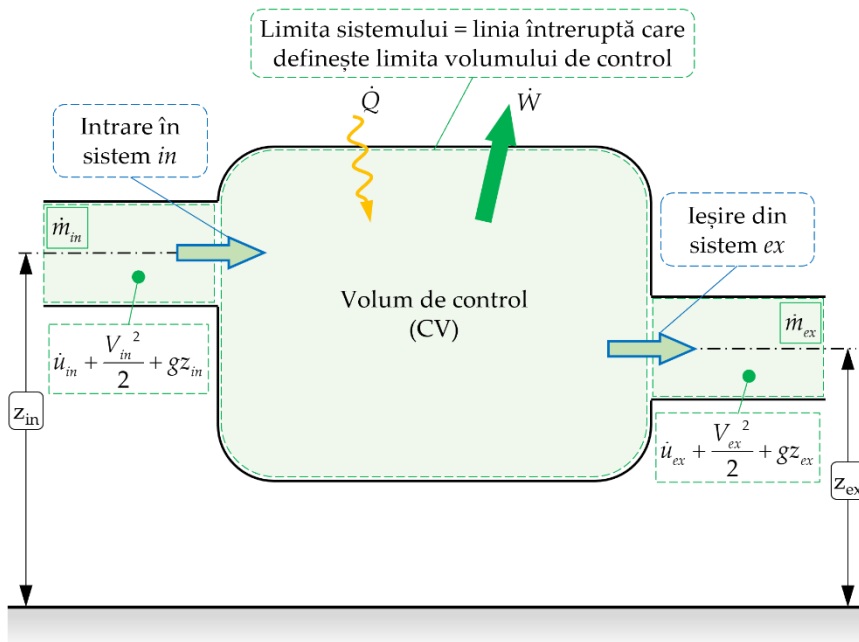


Fig. 2.18 Volum de control utilizat pentru determinarea ecuației (adaptare după [40])

Lucrul mecanic pentru un volum de control

Deoarece întotdeauna când apare o curgere de materie prin limitele sistemului se efectuează lucru mecanic asupra sistemului sau de către sistem, este convenabil a se separa termenul \dot{W} în două părți:

- ▶ *lucrul* mecanic de deplasare/dislocare (curgere) – asociat cu presiunea fluidului la introducerea masei în volumul de control, respectiv scoaterea acesteia din volumul de control $\rightarrow pV$
- ▶ lucrul mecanic asociat cu toate celelalte efecte ale lucrului mecanic precum efectele datorate arborilor în mișcare de rotație, deplasarea limitei și efecte electrice $\rightarrow W_{CV}$

Se consideră lucrul mecanic asociat cu presiunea materiei care curge prin ieșirea *ex*. Ținând cont de faptul că viteza de transfer a energiei prin lucru mecanic poate fi exprimată ca produsul dintre o forță și viteza în punctul de aplicație al forței, pentru forța normală la suprafața de ieșire ($p_{ex}A_{ex}$) și viteza fluidului (V_{ex}) se poate scrie:

$$\left[\begin{array}{l} \text{viteza de transfer a energiei sub forma} \\ \text{de lucru mecanic din volumul} \\ \text{de control în afara sa la ieșire } ex \end{array} \right] = (p_{ex} A_{ex}) V_{ex} . \quad (2.101)$$

Expresia pentru intrarea masei în sistem se poate scrie în mod analog.

Ținând cont de aceste considerații și de convenția de semne, termenul \dot{W} poate fi scris sub forma:

$$\dot{W} = \dot{W}_{CV} + (p_{ex} A_{ex}) V_{ex} - (p_{in} A_{in}) V_{in} . \quad (2.102)$$

Deoarece $AV = \dot{m}v$, ecuația se poate scrie și sub forma:

$$\dot{W} = \dot{W}_{CV} + \dot{m}_{ex} (p_{ex} v_{xe}) - \dot{m}_{in} (p_{in} v_{in}) . \quad (2.103)$$

Termenul $\dot{m}(pv)$ reprezintă lucrul mecanic asociat cu presiunea și este uzual denumit *lucru mecanic de deplasare (dislocare)* sau *lucru mecanic de curgere*.

Forma curgerii unidimensionale

Ținând cont de ecuațiile 2.100 și 2.103 se poate scrie bilanțul energetic pentru un volum de control în cazul curgerii unidimensionale:

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \dot{m}_{in} \left(u_{in} + p_{in} v_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \dot{m}_{ex} \left(u_{ex} + p_{ex} v_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right). \quad (2.104)$$

Știind că suma $(u + pv)$ reprezintă entalpia, ecuația devine:

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \dot{m}_{ex} \left(h_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right). \quad (2.105)$$

Deoarece în practică volumele de control pot avea multiple intrări și ieșire, ecuația devine:

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum_i \dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \sum_e \dot{m}_{ex} \left(h_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right). \quad (2.106)$$

Forma integrală

La fel ca în cazul bilanțului masic, bilanțul energetic poate fi exprimat pe baza proprietăților locale pentru a obține o formă cu aplicabilitate mai largă. Ca urmare, energia totală din volumul de control la momentul t ($E_{CV}(t)$) poate fi obținută prin integrarea pe volum:

$$E_{CV}(t) = \int_V \rho e dV = \int_V \rho \left(u + \frac{V^2}{2} + gz \right) dV. \quad (2.107)$$

Ținând cont de curgerea de masă, ecuația devine:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho e dV = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \\ + \sum_{in} \left[\int_A \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right) \rho V_n dA \right]_{in} - \sum_{ex} \left[\int_A \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right) \rho V_n dA \right]_{ex} \end{aligned} \quad (2.108)$$

unde V_n este viteza normală pe suprafață.

Se pot obține și alte forme ale ecuației dacă se exprimă căldura ca integrală a fluxului termic prin limita volumului de control, iar lucrul mecanic în funcție de presiune și volum.

Analiza volumelor de control în regim staționar [18,40]

$$\underbrace{\sum_{in} \dot{m}_{in}}_{\text{debitul masic la intrare}} = \underbrace{\sum_{ex} \dot{m}_{ex}}_{\text{debitul masic la iesire}}, \quad (2.109)$$

$$0 = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum_{in} \dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \sum_{ex} \dot{m}_{ex} \left(h_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right), \quad (2.110)$$

$$\underbrace{\dot{Q}_{CV} + \sum_{in} \dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right)}_{\text{debitul de energie care intra}} = \underbrace{\dot{W}_{CV} + \sum_{ex} \dot{m}_{ex} \left(h_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right)}_{\text{debitul de energie care iese}}. \quad (2.111)$$

Deoarece în multe aplicații practice volumul de control este caracterizat de o intrare și o ieșire, se poate scrie:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}, \quad (2.112)$$

$$0 = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \dot{m} \left[(h_1 - h_2) + \frac{(V_1^2 - V_2^2)}{2} + g(z_1 - z_2) \right], \quad (2.113)$$

iar dacă se raportează la masă:

$$0 = \frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{m}} - \frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} + (h_1 - h_2) + \frac{(V_1^2 - V_2^2)}{2} + g(z_1 - z_2). \quad (2.114)$$

Termenii pentru entalpie, energie cinetică și energie potențială apar ca diferențe între valorile la ieșire și cele la intrare. Ca urmare, se poate concluziona că referințele alese pentru stabilirea valorilor entalpiei specifice, vitezei și înălțimii se anulează. Aceste forme ale bilanțului energetic țin cont doar de cantitățile de energie schimbate prin limitele sistemului, fără a fi necesare informații privind energia conținută în sistem.

Bilanțul energetic pentru motorul cu ardere internă

Pentru motorul cu ardere internă lucrul mecanic exterior (W_{ext}) joacă un rol deosebit de important.

$$W_{ext} = \Delta PE + \Delta KE . \quad (2.115)$$

Spre exemplu, motorul aflat pe standul de testare este în repaus, iar ca urmare $W_{ext} = 0$. Motorul dintr-un autovehicul care se deplasează pe drum este în mișcare însă, dacă se realizează un bilanț energetic al camerei de ardere între două cicluri motoare, lucrul mecanic extern poate fi din nou neglijat cu o eroare suficient de mică. Suplimentar, între stările considerate, variațiile în timp a energiei cinetice, respectiv a energiei potențiale sunt suficient de mici încât să poată fi neglijate. Ca urmare, energia sistemului (E_{sys}) este:

$$\begin{aligned} E_{sys} &= U + \cancel{\Delta PE} + \cancel{\Delta KE} \\ E_{sys} &= U \end{aligned} . \quad (2.116)$$

Se pune întrebarea cum se poate modifica energia internă a sistemului în acest caz? Ținând cont de cele prezentate anterior, energia internă poate să varieze ca urmare a unui schimb de căldură (Q), lucru mecanic (W) sau de masa (m) – având o anumită energie specifică – prin limitele sistemului. Prin urmare se va obține forma de bilanț energetic pe baza legii I a termodinamicii:

$$U = \sum_i Q_i - \sum_j W_{i,j} + \sum_k m_k \left(h_k + \frac{V_k^2}{2} + gz_k \right) , \quad (2.117)$$

unde i, j, k sunt indici iar $1/2 V_k^2$ și gz_k sunt energia cinetică, respectiv energia potențială specifică care intră sau iese din sistem. În funcție de situație acești doi termeni pot sau nu să fie luați în considerare. Ecuația 2.117 se poate rescrie și sub formă de puteri:

$$\frac{dU}{dt} = \sum_i \dot{Q}_i - \sum_j \dot{W}_{i,j} + \sum_k \dot{m}_k \left(h_k + \frac{V_k^2}{2} + gz_k \right) . \quad (2.118)$$

2.1.7.3. Legea (principiul) a (al) II-a (lea) a (al) termodinamicii

Având în vedere aspectele discutate în capitolul anterior se poate concluziona că legea I a termodinamicii se referă la conversia energiei dintr-o formă în alta, însă fără a menționa în ce limite este posibilă această transformare. Răspunsul este oferit în schimb de legea a II-a a termodinamicii care, prin introducerea unei noi mărimi de stare (entropia), stabilește limitele de conversie a energiei.

Experiențele de zi cu zi au arătat faptul că procesele spontane au o anumită direcție (fig. 2.19).

Exemplu

- *un corp cu temperatură mai mare decât cea a mediului înconjurător se răcește până la temperatura mediului ambiant într-un proces spontan fără o sursă de energie care să îi readucă temperatura la valoarea inițială (fig. 2.19 - sus);*
- *un gaz aflat la o presiune mai mare decât cea atmosferică se destinde până la valoarea presiunii atmosferice într-un proces spontan atunci când se deschide robinetul și nu poate reveni la starea inițială decât cu aport de energie din exterior (fig. 2.19 - jos);*
- *o masă care cade de la o înălțime.*

În toate cazurile, starea inițială a sistemului poate fi restabilită însă nu printr-un proces spontan. Cu alte cuvinte, în fiecare caz este necesară un aport de energie (combustibil, electricitate etc.) pentru funcționarea unor sisteme auxiliare care să readucă sistemul în stare inițială, ceea ce duce la o schimbare permanentă a stării mediului exterior.

Acest lucru arată faptul că *nu orice proces care respectă principiul conservării energiei poate avea loc*. Suplimentar, doar bilanțul energetic nu permite stabilirea direcției de desfășurare a procesului și nicio diferențiere între procesele care pot avea loc și cele care nu pot avea loc.

Exemplele anterioare arată faptul că atunci când sistemele sunt lăsate libere, acestea tind să treacă printr-o schimbare spontană (rapidă sau lentă) până când se atinge condiția de echilibru atât intern cât și cu mediul exterior. Nici în acest caz, starea finală de echilibru nu poate fi stabilită doar pe baza principiului conservării energiei.

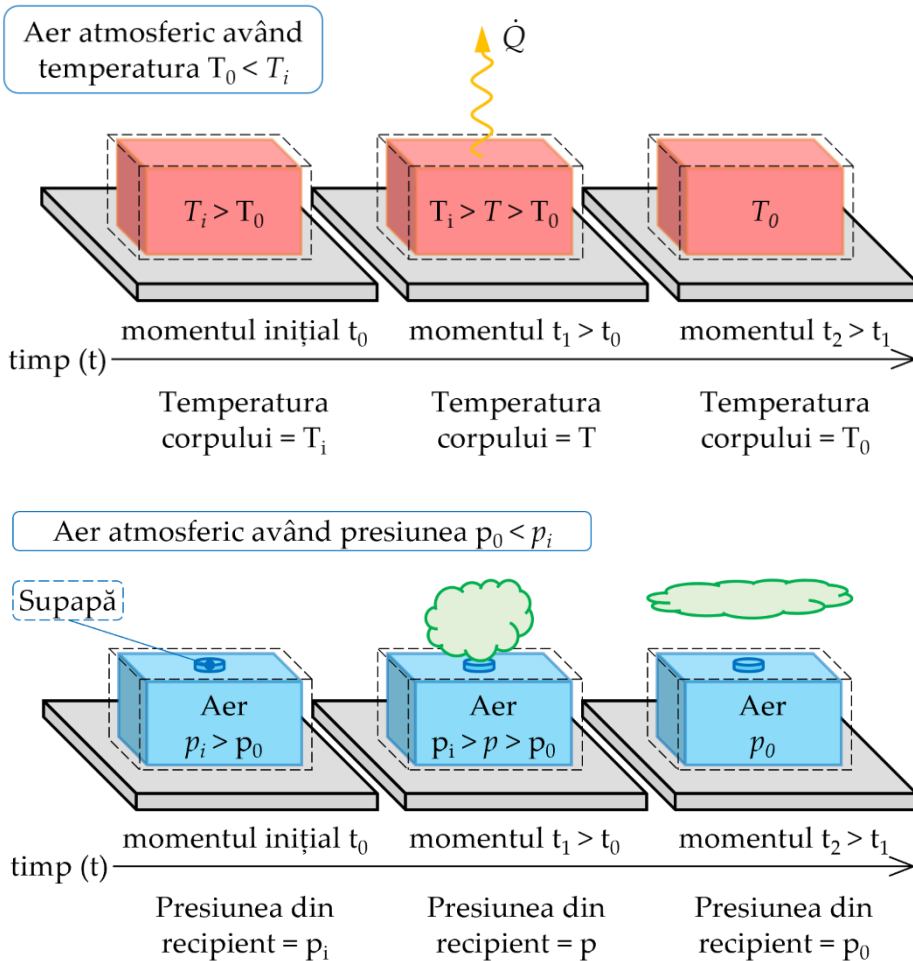


Fig. 2.19 Procese spontane cu atingerea echilibrului cu mediul exterior (adaptare după [40])

În ambele situații este necesară o informație suplimentară, care este furnizată de *legea a II-a a termodinamicii*.

Procesele spontane pot fi însă exploatare pentru a obține lucru mecanic. Altfel spus, atunci când între două sisteme există un dezechilibru, există o oportunitate de a efectua lucru mecanic, care altfel ar fi pierdut irevocabil, dacă sistemelor li s-ar permite să atingă starea de echilibru într-un mod necontrolat. Pornind de la acest potențial de a realiza lucru mecanic se pot pune în discuție următoarele:

- Care este valoarea maximă teoretică de lucru mecanic care poate fi obținută?
- Care sunt factorii care condiționează atingerea valorii maxime?

Legea a II-a și implicațiile sale permit:

1. precizarea direcției unui proces,
2. stabilirea condițiilor de echilibru,
3. determinarea performanțelor teoretice maxime pentru cicluri, motoare și alte dispozitive,
4. evaluarea cantitativă a factorilor care condiționează atingerea nivelului maxim teoretic de performanță.

Suplimentar, legea a II-a mai permite:

5. definirea unei scări de temperatură independentă de proprietățile termometrice ale substanței.
6. elaborarea metodelor de evaluare a proprietăților precum u sau h în funcție de proprietăți care sunt ușor măsurabile experimental.

Observație

Legea a doua poate fi aplicată și în alte domenii, nu numai în inginerie.

Legea a II-a are numeroase formulări în literatura de specialitate. Dintre acestea, trei formulări sunt mai frecvent utilizate:

► Formularea lui Clausius

Este imposibil ca un sistem să funcționeze în așa fel încât singurul efect să fie transferul de energie sub formă de căldură de la un corp mai rece spre un corp mai cald.

În consecință, pentru orice ciclu termodinamic:

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b \leq 0. \quad (2.119)$$

► Formularea Kelvin-Planck

Este imposibil ca un sistem să funcționeze după un ciclu termodinamic și să producă lucru mecanic atâta timp cât este în contact doar cu o singură sursă de căldură.

În consecință, pentru orice ciclu termodinamic:

$$W_c \leq 0.$$

► Formularea pe baza entropiei

Este imposibil ca un sistem să funcționeze în așa fel încât entropia să fie distrusă.

Entropia este, precum masa și energia, o proprietate extensivă a unui sistem, care este evaluată printr-un bilanț entropic:

<i>Bilanțul entropiei</i>			
<i>variația</i> cantității de entropie a unui sistem într-un interval de timp oarecare	=	cantitatea netă de entropie <i>transferată</i> în sistem prin limitele sistemului în intervalul de timp	+ cantitatea de entropie <i>produsă</i> în sistem în intervalul de timp

Totodată, asemeni masei și energiei, entropia poate fi transferată prin granițele sistemului. În cazul sistemelor închise, entropia poate fi transferată doar prin schimb de căldură, în timp ce, pentru volumele de control (sistemele deschise) transferul de energie se poate face și prin curgerea materiei.

Observație

Spre deosebire de masă și energie, care se conservă, entropia este produsă (sau generată).

Procese reversibile și ireversibile

Proces ireversibil

Un proces este ireversibil dacă sistemul și mediului din jurul sistemului nu pot fi readuse exact în starea lor inițială după ce procesul a avut loc.

Acest lucru nu înseamnă că sistemul nu poate fi readus în stare inițială. Ireversibilitatea apare datorită faptului că readucerea sistemului în starea inițială nu este posibilă în același timp cu readucerea mediului exterior în starea inițială.

Există mai multe tipuri de ireversibilități:

- ▶ transfer termic ca urmare a unei diferențe finite de temperatură;
- ▶ destinderea necontrolată a unui gaz sau lichid la o presiune mai mică;
- ▶ reacție chimică spontană;
- ▶ amestecare spontană a materiei având diferite compoziții sau stări;
- ▶ frecarea – inclusiv la curgerea fluidelor;
- ▶ trecerea curentului electric printr-o rezistență;
- ▶ magnetizarea sau polarizarea cu histerezis;
- ▶ deformarea neelastică etc.

Ireversibilitățile pot fi împărțite în:

- ▶ ireversibilități interne – apar în sistem;
- ▶ ireversibilități externe – apar în mediul exterior (adesea în mediul exterior apropiat).

Încadrarea în aceste tipuri de ireversibilități (interne sau externe) depinde de poziția limitei sistemului.

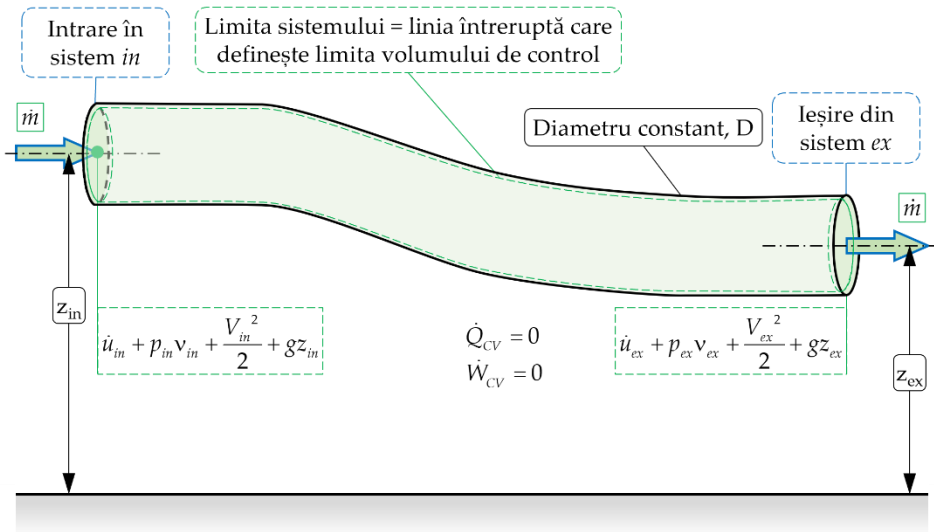


Fig. 2.20 Procese spontane cu atingerea echilibrului cu mediul exterior (adaptare după [40])

Un exemplu de ireversibilitate este curgerea prin conducte (fig. 2.20). Aceasta joacă un rol important pentru numeroase aplicații unde are loc destinderea gazelor în turbine, respectiv curgerea lichidelor prin pompe sau conducte. Pentru a demonstra existența ireversibilităților (mai precis conversia ireversibilă a energiei mecanice în energie internă datorită frecării) se consideră un volum de control în regim staționar care delimitează o conductă cu volum constant prin care curge un lichid. În cazul acestui volum de control $\dot{W}_{cv} = 0$, iar schimbul de căldură cu mediul exterior este neglijabil. Pe baza ipotezelor simplificatoare, ecuația bilanțului energetic este:

$$\frac{dE_{cv}}{dt} = \dot{Q}_{cv} - \dot{W}_{cv} + \dot{m} \left(u_{in} + p_{in} v_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \dot{m} \left(u_{ex} + p_{ex} v_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right). \quad (2.120)$$

Prin eliminarea debitului masic din ecuație se obține:

$$\underbrace{\left(p_{in} v_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \left(p_{ex} v_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right)}_{\text{reducere de energie mecanică}} = \underbrace{(u_{ex} - u_{in})}_{\text{reducere de internă}}. \quad (2.121)$$

Pentru a putea îndeplini cerințele bilanțului masic viteza (V) trebuie să fie constantă, astfel că ecuația se reduce la:

$$\underbrace{v(p_{in} - p_{ex}) + g(z_{in} - z_{ex})}_{\text{reducerea de energie mecanica}} = \underbrace{(u_{ex} - u_{in})}_{\text{reducerea de energie internă}}. \quad (2.122)$$

Pentru a pune în evidență rolul frecării asupra reducerii energiei mecanice la curgerea prin conducta considerată, se scrie următoarea relație în funcție de energia cinetică specifică:

$$v(p_{in} - p_{ex}) + g(z_{in} - z_{ex}) = f \frac{L}{D} \frac{V^2}{D}. \quad (2.123)$$

unde: D este diametrul interior al conductei; L – lungimea conductei, iar f un coeficient adimensional numit *coeficient de frecare*.

Pentru a demonstra ireversibilitatea se recomandă următorii pași:

- se presupune că există o posibilitate de a readuce sistemul și mediul exterior în starea inițială,
- se demonstrează că o consecință a acestei presupunerii este faptul că se poate obține un ciclu care încălcă enunțul Kelvin-Planck, respectiv un ciclu care efectuează lucru mecanic cu o singură sursă de căldură.

Se preferă însă utilizarea conceptului de producție de energie, care este mai la îndemână.

Proces reversibil

Un proces este reversibil dacă atât sistemul cât și mediul său exterior pot fi readuse în starea lor inițială.

Proces reversibil intern

Un proces este reversibil intern dacă nu există ireversibilități în sistem.

În acest caz ireversibilitățile pot însă să apară în mediul exterior.

Aspecte ale legii (principiului) a (al) II-a (lea) pentru ciclurile motoare

Utilizarea formulării Kelvin-Planck poate pune în evidență limitele de performanță ale sistemelor care parcurg cicluri motoare. Pentru un sistem care parcurge un ciclu în timp ce comunică cu două surse de căldură și dezvoltă lucrul mecanic net W_c , eficiența termică a ciclului este:

$$\eta = \frac{W_c}{Q_H} = 1 - \frac{Q_C}{Q_H} , \quad (2.124)$$

unde: Q_H reprezintă cantitatea de căldură primită de sistem de la sursa caldă, iar Q_C reprezintă cantitatea de căldură cedată de sistem sursei reci. Dacă Q_C ar fi 0, atunci sistemul ar funcționa cu un randament de 100%, însă în acest caz se încalcă afirmația Kelvin-Planck.

Se poate concluziona că pentru orice sistem care lucrează după un ciclu motor între două surse de căldură doar o parte din căldura primită de sistem poate fi transformată în lucru mecanic, iar restul de căldură (Q_C) trebuie cedată prin transfer termic sursei reci. Ca urmare, randamentul termic va fi întotdeauna mai mic de 100%. Pentru a ajunge la această concluzie, nu a fost necesară:

- ▶ identificarea naturii substanței din sistem;
- ▶ specificarea succesiunii exacte a proceselor care alcătuiesc ciclul;
- ▶ să se indice dacă procesele sunt reale sau idealizate.

Ținând cont de acestea, se poate afirma că *randamentul termic al tuturor ciclurilor motoare va fi mai mic de 100%*.

Corolare ale legii (principiului) a (al) II-a (lea) pentru ciclurile motoare

Se enunță următoarele două corolare Carnot pentru ciclurile motoare care vor permite determinarea randamentului teoretic maxim posibil:

1. Randamentul termic al unui ciclu motor ireversibil este întotdeauna mai mic decât randamentul termic al unui ciclu motor reversibil atunci când amândouă lucrează între aceleași două surse de căldură.
2. Toate ciclurile motoare reversibile care funcționează între aceleași două surse de căldură au același randament termic.

Ciclu reversibil

Un ciclu este considerat reversibil atunci când, la parcurgerea ciclului, nu există ireversibilități în sistem, iar schimbul de căldură dintre sistem și surse are loc reversibil.

Din corolarul 1 se poate deduce că prezența ireversibilităților la parcurgerea unui ciclu duce la pierderi.

Ciclul Carnot

În cazul unui ciclu Carnot, sistemul care parcurge ciclul trece prin patru procese reversibile intern: două procese adiabatice și două izotermice.

Ciclul motor Carnot

Desfășurarea ciclului motor Carnot al unui sistem constând dintr-un ansamblu cilindru cu piston (fig. 2.21) este prezentat în figura 2.22 într-o diagramă p-v. Sistemul este adiabetic astfel că pereții cilindrului și ai pistonului nu conduc căldura. În cazul de față sistemul lucrează între sursele de temperatura T_C și T_H . În starea 1, sistemul se află la temperatura T_C . Cele patru procese ale ciclului se desfășoară după cum urmează:

Procesul 1-2: Gazul din cilindru este comprimat adiabetic până în starea 2, la temperatura T_H .

Procesul 2-3: Sistemul este pus în contact cu sursa caldă de temperatură T_H . Gazul se destinde izotermic (la temperatura T_H) în timp ce primește prin transfer termic energia Q_H de la sursa caldă.

Procesul 3-4: Sistemul este izolat, iar gazul se destinde în continuare adiabetic până la temperatura T_C .

Procesul 4-1: Sistemul este pus în contact cu sursa rece de temperatură T_C . Gazul este comprimat izotermic până în starea inițială în timp ce cedează prin transfer termic energia Q_C sursei reci.

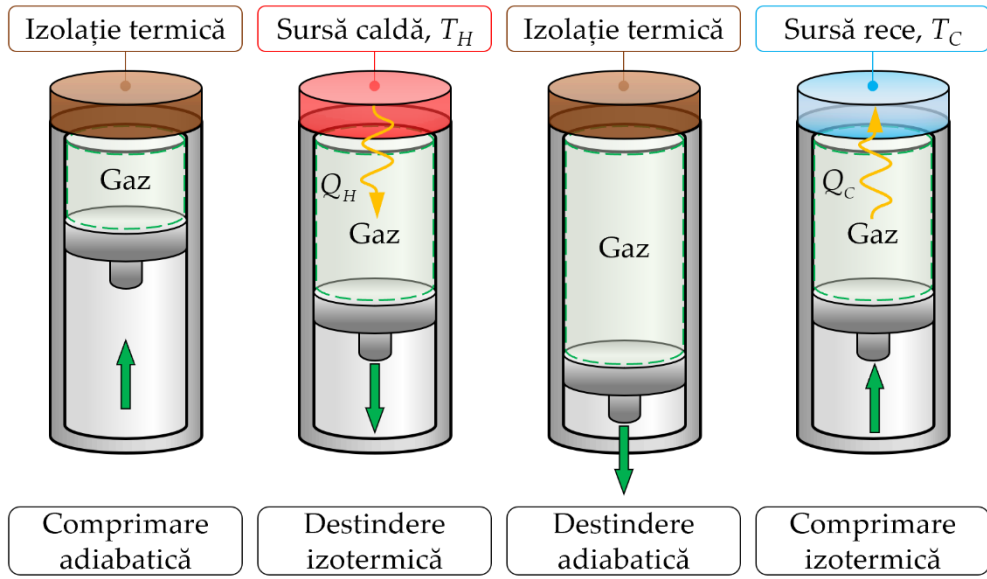
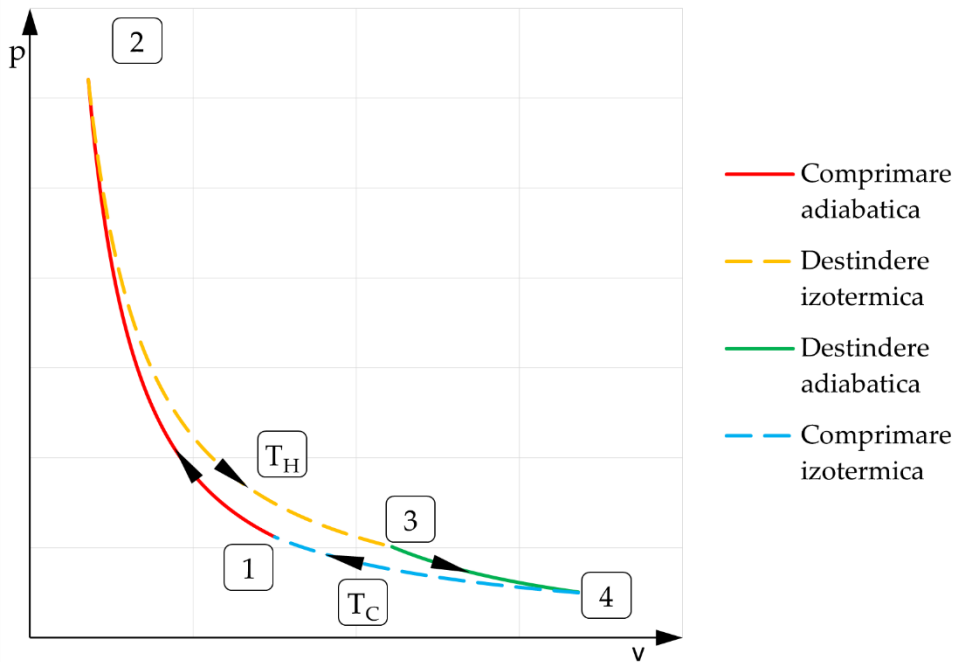


Fig. 2.21 Ilustrație a proceselor ciclului Carnot

Fig. 2.22 Diagrama p - v a ciclului Carnot

Pentru transferul termic din timpul proceselor 2-3, respectiv 4-1 diferența dintre temperatura gazului și temperatura sursei tinde spre zero. Deoarece temperatura sursei este constantă, și temperatura gazului va fi constantă.

Pentru fiecare dintre cele patru procese reversibile intern ale ciclului Carnot, lucrul mecanic poate fi reprezentat ca o arie pe figura 2.22. Aria de sub procesele 1-2, respectiv 4-1 reprezintă lucrul mecanic specific (raportat la unitatea de masă) efectuat asupra sistemului pentru a comprima gazul. În schimb, aria de sub procesele 2-3, respectiv 3-4 reprezintă lucrul mecanic specific (raportat la unitatea de masă) efectuat de gaz în timpul destinderii. Lucrul mecanic specific net al ciclului este aria înscrisă între curbele aferente tuturor proceselor (1-2-3-4-1).

Ciclul Carnot nu este limitat la procese care au loc în sisteme închise într-un ansamblu cilindru cu piston. Acesta poate fi utilizat și pentru *ciclul cu abur* în care apa suferă transformări de fază. În acest caz, sistemul poate fi compus din: pompă, boiler, turbină și condensator.

Inegalitatea lui Clausius

Inegalitatea lui Clausius

Pentru orice ciclu termodinamic este valabilă relația:

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b \leq 0, \quad (2.125)$$

unde: δQ reprezintă transferul termic într-o zonă a limitei sistemului pe durata unei porțiuni a ciclului, iar T temperatura absolută în acea parte a limitei sistemului.

Indicele b este utilizat pentru a sublinia faptul că integrandul este evaluat la limita (boundary) sistemului care parcurge ciclul. Integrarea se face pentru toate părțile limitei și pe tot ciclul.

Observație

Semnele mai mic și egal au aceeași semnificație ca și în cazul formulării Kelvin-Planck:

„<” – se aplică când există ireversibilități interne

„=” – se aplică când nu există ireversibilități interne

O metodă alternativă de a exprima inegalitatea lui Clausius este:

Inegalitatea lui Clausius

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b = -\sigma_{\text{ciclu}} \quad (2.126)$$

unde σ_{ciclu} poate fi interpretat ca „amplitudinea” inegalității:

$\sigma_{\text{ciclu}} = 0 \rightarrow$ nu există ireversibilități interne în sistem

$\sigma_{\text{ciclu}} > 0 \rightarrow$ în sistem sunt prezente ireversibilități interne

$\sigma_{\text{ciclu}} < 0 \rightarrow$ imposibil

2.1.8. Entropia**Proprietate – definiție**

O mărime este o proprietate dacă și numai dacă variația valorii ei între două stări este independentă de proces.

Se consideră un sistem închis care execută ciclul 1-2-1 trecând într-un caz prin procesele A-C, iar în cel de-al doilea caz prin procesele B-C:

A – proces reversibil intern

B – proces reversibil intern

C – Proces reversibil intern.

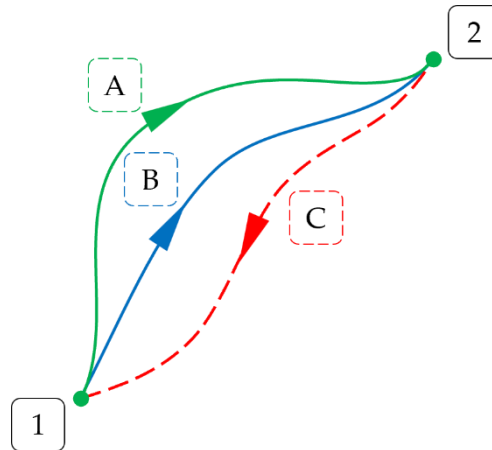


Fig. 2.23 Două procese reversibile intern (adaptare după [40])

În acest caz, inegalitatea lui Clausius ia forma:

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_A + \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_C = -\oint_{\text{ciclu}} \delta Q \cdot \quad (2.127)$$

Pentru cel de-al doilea ciclu:

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_B + \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_C = -\oint_{\text{ciclu}} \delta Q \cdot \quad (2.128)$$

Deoarece procesele care compun ciclul sunt reversibile intern, termenul $\oint_{\text{ciclu}} \delta Q$ este 0. Scăzând cele două ecuații, se obține:

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_A = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_B \cdot \quad (2.129)$$

Entropia

Deoarece A și B au fost alese arbitrare, această egalitate arată că, integrala $\delta Q/T$ are aceeași valoare pentru orice proces reversibil între două stări. Cu alte cuvinte, integrala depinde doar de stările limită ale procesului și, ca urmare, aceasta reprezintă variația unei proprietăți a sistemului. Acestei proprietăți i s-a atribuit simbolul S și denumirea de entropie.

Ținând cont de cele prezentate mai sus, pentru variația entropiei se poate scrie:

Variația entropiei

$$S_2 - S_1 = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} \left[\frac{J}{K} \right], \quad (2.130)$$

unde indicele "reversibil intern" indică faptul că integrarea se face pentru un proces reversibil intern care leagă cele două stări.

Ecuatie scrisă sub formă diferențială este:

$$dS = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} \cdot \quad (2.131)$$

Deoarece entropia este o proprietate, variația entropiei unui sistem care trece dintr-o stare în alta este aceeași pentru toate procesele care evoluează între cele două stări, indiferent dacă sunt reversibile sau ireversibile intern.

Valoarea entropiei în orice stare y față de o stare de referință x se obține aplicând relația:

$$S_y = S_x + \left(\int_x^y \frac{\delta Q}{T} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} \cdot \quad (2.132)$$

Observație

Pentru reacțiile chimice este necesar să se lucreze cu valori absolute ale entropiei, care se determină aplicând principiul al treilea al termodinamicii.

Un exemplu care ilustrează entropia se poate observa în figura 2.24. Într-un recipient adiabatic închis moleculele a două substanțe (roșu și verde) sunt separate unele de altele și ca urmare se află într-o stare ordonată (nivel de entropie scăzut). Schimbarea stării poate duce la mai multe stări finale având nivel de entropie mai ridicat. Este important de reținut faptul că schimbarea de stare a unui sistem adiabatic închis duce întotdeauna la o creștere a

entropiei. Pe baza diferenței dintre entropia stării finale și cea inițială se poate distinge între procese reversibile, ireversibile și imposibile (tabelul 2.4).

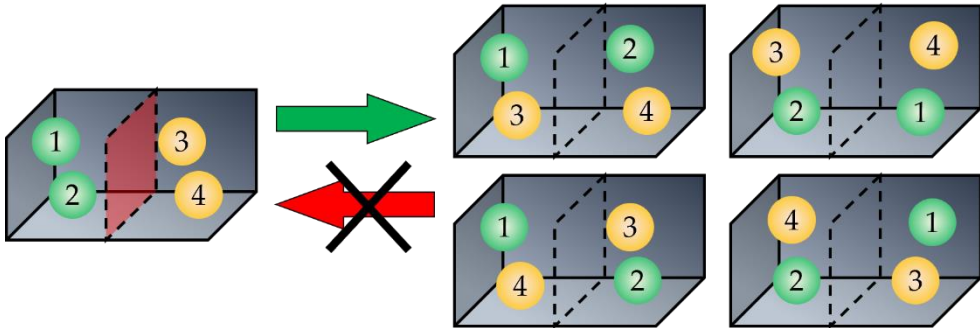


Fig. 2.24 Ilustrație a entropiei moleculelor de gaz

Tabelul 2.4 Caracterizarea proceselor unui sistem adiabatic închis prin variația entropiei

dS	Proces
$S_2 - S_1 = 0$	reversibil
$S_2 - S_1 > 0$	ireversibil
$S_2 - S_1 < 0$	imposibil

Așa cum s-a precizat anterior, pentru a fi reversibil, un proces trebuie să se desfășoare fără pierderi și să permită revenirea sistemului în starea inițială. Dacă oricare din aceste două condiții nu este îndeplinită procesul este ireversibil.

Pe baza exemplului din figura 2.24 se constată faptul că într-un sistem adiabatic închis nu este posibilă trecerea unui sistem de la o stare cu un nivel ridicat de entropie, la o stare cu un nivel scăzut de entropie, motiv pentru care:

$$dS \geq 0 . \quad (2.133)$$

Suplimentar, în cazul sistemelor reale rareori este îndeplinită ipoteza unui sistem adiabatic închis. Ca urmare sunt necesare considerații suplimentare

privind entropia și bilanțul ei pentru a putea generaliza afirmația privind realizarea unui proces, iar acest lucru duce la legea a II-a a termodinamicii. Această lege impune restricții privind conversia energiei termice, respectiv: energia termică nu poate fi convertită în alte forme de energie după bunul plac. Pentru a putea explica mai în detaliu acest aspect se consideră figura 2.25 în care, există mai multe posibilități de variație a entropiei:

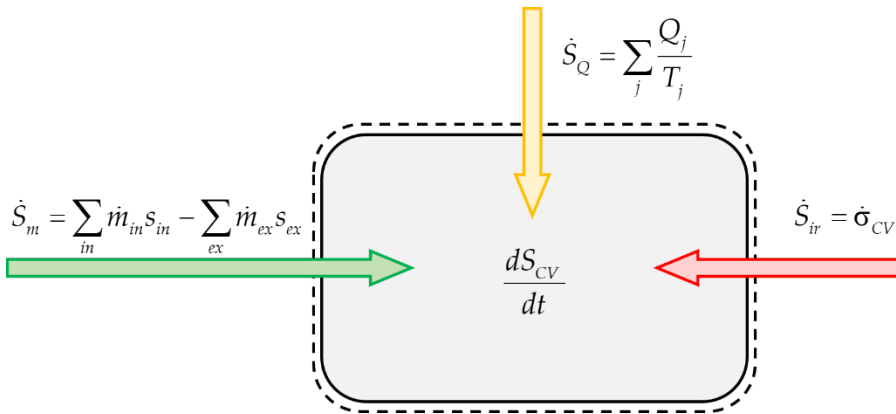


Fig. 2.25 Sistem considerat pentru determinarea bilanțului entropic

$\frac{dS_{CV}}{dt}$ reprezintă viteza de variație a entropiei sistemului și este suma tuturor fluxurilor de entropie care apar. Cu \dot{S}_Q s-a notat fluxul de entropie datorat schimbului de căldură (pot fi mai multe fluxuri). Termenul \dot{S}_m reprezintă transferul de entropie care însoțește fluxul de masă prin sistem (volumul de control). Deosebit de important în această ecuație este termenul $\dot{\sigma}_{CV}$ care reprezintă termenul producției de entropie datorită ireversibilităților (ex. frecare) și care este unul din factorii decisivi pentru a stabili dacă un proces este posibil sau nu.

Pentru sistemul din figură se poate scrie:

$$\frac{dS_{CV}}{dt} = \sum_j \frac{Q_j}{T_j} + \sum_i \dot{m}_i s_i - \sum_e \dot{m}_e s_e + \dot{\sigma}_{CV} . \quad (2.134)$$

Este important de reținut că în toate procesele reale există întotdeauna o producție de (se generează) entropie $\dot{\sigma}_{CV}$ datorită ireversibilității. Alături de alte surse, lucrul mecanic de frecare provoacă o parte din această producție de entropie. În consecință, este important ca acest termen să fie întotdeauna pozitiv.

2.1.8.1. Ecuțiile TdS

Variația entropiei poate fi determinată cu ajutorul ecuațiilor TdS utilizând proprietăți cunoscute. Aceste ecuații sunt dezvoltate pornind de la un sistem simplu compresibil pur (sistem pentru care se neglijează efectele electrice, magnetice, gravitaționale, de mișcare și tensiunii superficiale – altfel spus, efectele câmpurilor de forțe exterioare) care trece printr-un proces reversibil intern. În absența mișcării generale și a efectelor gravitației asupra sistemului, bilanțul energetic în formă diferențială este:

$$(\delta Q)_{\text{intern}}^{\text{reversibil}} = dU + (\delta W)_{\text{intern}}^{\text{reversibil}} . \quad (2.135)$$

Prin definiție, lucrul mecanic al sistemelor simple compresibile este:

$$(\delta W)_{\text{intern}}^{\text{reversibil}} = p dV . \quad (2.136)$$

Deoarece transferul termic este:

$$(\delta Q)_{\text{intern}}^{\text{reversibil}} = T dS , \quad (2.137)$$

se pot scrie următoarele ecuații:

Prima ecuație T dS

$$T dS = dU + p dV , \quad (2.138)$$

$$T ds = du + p dv , \quad (2.139)$$

$$T d\bar{s} = d\bar{u} + p d\bar{v} . \quad (2.140)$$

Cea de a doua ecuație se obține pornind de la $H = U + pV$.

A doua ecuație $T dS$

$$T dS = dH - Vdp, \quad (2.141)$$

$$T ds = dh - vdp, \quad (2.142)$$

$$T d\bar{s} = d\bar{h} - \bar{v}dp. \quad (2.143)$$

Observație

*Chiar dacă ecuațiile TdS sunt determinate considerând un proces reversibil intern, variația de entropie rezultată prin integrarea ecuațiilor este **variația pentru orice proces**, reversibil sau ireversibil, care evoluează între două stări de echilibru ale sistemului.*

Deoarece entropia este o proprietate, variația de entropie între două stări este independentă de detaliile procesului care leagă cele două stări.

2.1.8.2. Variația entropiei unui gaz ideal

Pentru a determina ecuațiile de variație a entropiei gazului ideal se pornește de la următoarea formă a ecuațiilor TdS :

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{p}{T}dv, \quad (2.144)$$

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp. \quad (2.145)$$

Pentru gazul ideal sunt valabile următoarele relații:

$$du = c_v(T)dT, \quad (2.146)$$

$$dh = c_p(T)dT, \quad (2.147)$$

$$pv = RT. \quad (2.148)$$

Utilizând aceste ecuații se obține:

$$ds = c_v(T) \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}, \quad (2.149)$$

$$ds = c_p(T) \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}, \quad (2.150)$$

ecuațiile se pot rescrie pentru a obține:

$$s(T_2, v_2) - s(T_1, v_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (2.151)$$

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (2.152)$$

Deoarece R este o constantă, ultimul termen poate fi integrat direct. Căldurile specifice sunt însă dependente de temperatură, motiv pentru care este necesar a se cunoaște relația funcțională înainte de integrare. Este însă suficient să se cunoască una dintre cele două călduri specifice deoarece acestea sunt legate prin relația:

$$c_p(T) = c_v(T) + R. \quad (2.153)$$

La fel ca în cazul energiei interne și entalpiei gazelor ideale, variațiile de entropie pot fi determinate utilizând tabele. Se introduce termenul:

$$s^0(T) = \int_{T'}^T \frac{c_p(T)}{T} dT, \quad (2.154)$$

unde T' este o temperatură de referință aleasă arbitrar. Prin integrare între două temperaturi T_1 și T_2 , se obține:

$$\int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} = \int_{T'}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} - \int_{T'}^{T_1} c_p \frac{dT}{T} = s^0(T_2) - s^0(T_1). \quad (2.155)$$

Înlocuind în ecuația 2.151, rezultă:

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = s^0(T_2) - s^0(T_1) - R \ln \frac{p_2}{p_1} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kgK}} \right], \quad (2.156)$$

$$\bar{s}(T_2, p_2) - \bar{s}(T_1, p_1) = \bar{s}^0(T_2) - \bar{s}^0(T_1) - \bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kgK}} \right]. \quad (2.157)$$

Deoarece s^0 depinde doar de temperatură, aceasta poate fi înscrisă în tabele în funcție de temperatură (la fel ca h și u). Considerând valori constante pentru căldurile specifice, se obține:

$$s(T_2, v_2) - s(T_1, v_1) = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (2.158)$$

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (2.159)$$

2.1.8.3. Variația entropiei proceselor reversibile intern ale unui sistem închis

La parcurgerea unui proces reversibil intern, entropia sistemului închis poate să crească, să descrească sau să rămână constantă, fapt ce reiese din:

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} . \quad (2.160)$$

Această relație arată că atunci când un sistem închis parcurge un proces reversibil intern dacă:

- ▶ sistemul primește căldură → entropia sistemului crește,
- ▶ sistemul cedează căldură → entropia sistemului scade.

Acest lucru poate fi interpretat ca un *transfer de entropie* care însoțește *transferul termic*. Direcția transferului de entropie este aceeași cu a transferului termic.

Observație

În cazul unui proces adiabatic reversibil intern, entropia rămâne constantă.
Acest proces poartă denumirea de **proces izentropic**.

Transferul termic poate fi reprezentat (asemenea lucrului mecanic) sub formă de arie. În acest scop se pornește de la relația:

$$(\delta Q)_{\text{reversibil intern}} = T dS . \quad (2.161)$$

Integrând între starea inițială 1 și starea finală 2 se obține:

$$Q_{\text{reversibil intern}} = \int_1^2 T dS . \quad (2.162)$$

Din această relație se poate deduce faptul că, în cazul unui proces reversibil intern parcurs de un sistem închis, transferul de energie sub formă de căldură poate fi reprezentat sub formă de arie într-o diagramă temperatură în [°K] sau [°R] – entropie sau T - S .

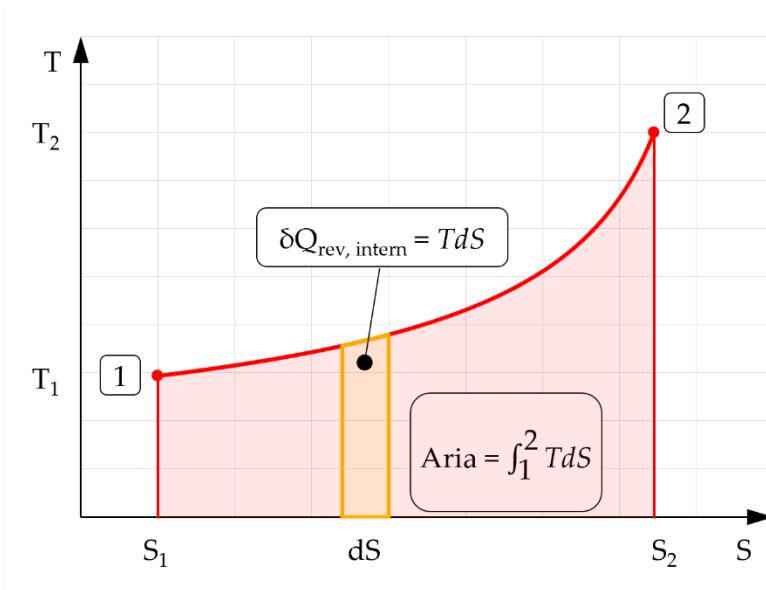


Fig. 2.26 Reprezentare grafică a transferului termic pentru un proces reversibil intern al unui sistem închis

Pentru ciclurile Carnot, aceste diagrame au forma din figura 2.27:

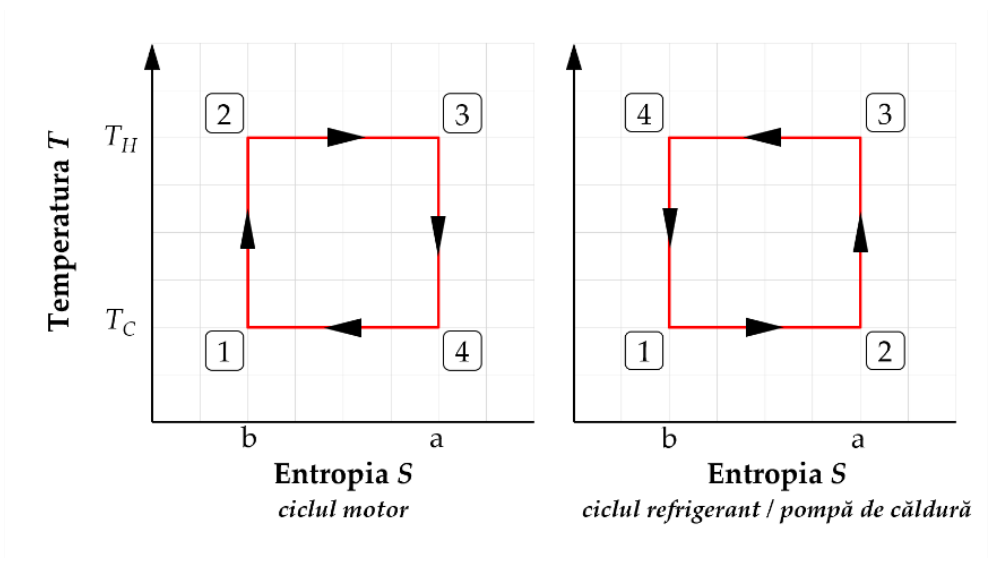


Fig. 2.27 Ciclul Carnot – ciclul motor (stânga) și ciclul inversat – refrigerant/pompă de căldură – (dreapta)

2.1.8.4. Bilanțul entropiei pentru sisteme închise

Pentru sisteme închise, bilanțul entropiei (fig. 2.28) poate fi scris astfel:

Bilanțul entropiei				
<i>variația</i> cantității nete de entropie conținută în sistem într-un interval de timp oarecare	=	cantitatea netă de entropie transferată în sistem prin limitele sistemului în intervalul de timp	+	cantitatea de entropie produsă în sistem în intervalul de timp

Bilanțul entropiei

$$\underbrace{S_2 - S_1}_{\text{variația entropiei}} = \underbrace{\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b}_{\text{transferul de entropie}} + \underbrace{\sigma}_{\text{producția de entropie}} . \quad (2.163)$$

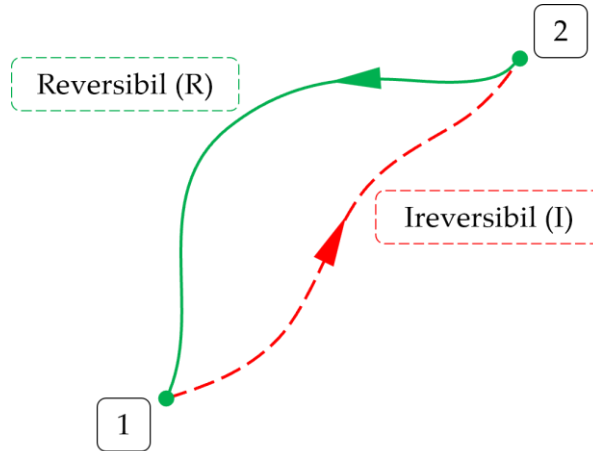


Fig. 2.28 Ciclul pentru determinarea bilanțului entropiei (adaptare după [40])

În formă diferențială, bilanțul entropiei este:

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \delta\sigma . \quad (2.164)$$

Pentru analiza sistemelor din inginerie, bilanțul entropiei este o metodă mai eficientă de aplicare a principiului al II-lea în comparație cu formulările Clausius și Kelvin-Planck.

Viteza de variație a entropiei

Considerând temperatura T_b constantă se obține:

$$S_2 - S_1 = \frac{Q}{T_b} + \sigma , \quad (2.165)$$

în care Q/T_b reprezintă *cantitatea* de entropie transferată prin porțiunea limită considerată la temperatura T_b . Similar, se poate determina viteza de transfer a entropiei prin porțiunea limită a cărei temperatură instantanee este T_j :

Bilanțul vitezei de variație a entropiei pentru sisteme închise

$$\frac{dS}{dt} = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}. \quad (2.166)$$

2.1.8.5. Bilanțul entropiei pentru sisteme deschise

La fel ca energia și masa unui sistem, entropia este o proprietate extensivă, astfel că poate fi transferată în volumul de control, respectiv în afara acestuia prin flux de materie. Deoarece aceasta este singura diferență dintre sistemele închise și cele deschise, bilanțul entropiei pentru volume de control poate fi dedus din ecuația de bilanț pentru sisteme închise.

Bilanțul vitezei de variație a entropiei pentru sisteme deschise

$$\frac{dS_{CV}}{dt} = \underbrace{\sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sum_{in} \dot{m}_{in} s_{in} - \sum_{ex} \dot{m}_{ex} s_{ex}}_{\text{vitezele de transfer a entropiei}} + \underbrace{\dot{\sigma}_{CV}}_{\text{viteza de formare a entropiei}}. \quad (2.167)$$

viteza de variație a entropiei

Termenii $\dot{m}_{in} s_{in}$ și $\dot{m}_{ex} s_{ex}$ reprezintă *transferul de entropie care însoțește fluxul de masă* ce intră, respectiv iese din volumul de control.

Forma integrală

La fel ca în cazul bilanțului vitezei de variație a masei și a energiei pentru volumele de control, bilanțul vitezei de variație a entropiei poate fi exprimat în funcție de proprietățile locale, obținându-se astfel forme cu aplicabilitate generală. Entropia totală asociată cu volumul de control într-un moment oarecare t , $S_{CV}(t)$, poate fi scrisă sub formă de integrală pe volum:

$$S_{CV}(t) = \int_V \rho s dV, \quad (2.168)$$

unde ρ și s reprezintă densitatea și entropia locală. Viteza de transfer a entropiei care însoțește schimbul de căldură poate fi exprimată într-o formă mai generală ca o integrală pe suprafața volumului de control:

$$\left[\begin{array}{c} \text{viteza de transfer a} \\ \text{entropiei care însoțește} \\ \text{transferul termic} \end{array} \right] = \int_A \left(\frac{\dot{q}}{T} \right)_b dA . \quad (2.169)$$

Analog, termenii care țin cont de transferul de entropie care însoțește fluxul de masă pot fi exprimați ca integrale pe suprafețele de intrare și ieșire. Înlocuind acești termeni în ecuația 2.167 se obține:

Bilanțul vitezei de variație a entropiei

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho s dV = \int_A \left(\frac{\dot{q}}{T} \right)_b dA + \sum_{in} \left(\int_A \rho s V_n dA \right)_{in} - \sum_{ex} \left(\int_A \rho s V_n dA \right)_{ex} + \dot{\sigma}_{CV} , \quad (2.170)$$

unde V_n reprezintă componenta normală pe direcția de curgere a vitezei relative față de suprafața de curgere.

În regim staționar, principiul conservării masei ia forma:

$$\sum_{in} \dot{m}_{in} s_{in} = \sum_{ex} \dot{m}_{ex} s_{ex} . \quad (2.171)$$

Bilanțul vitezei de variație a energiei în regim staționar este:

$$0 = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum_{in} \dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) - \sum_{ex} \dot{m}_{ex} \left(h_{ex} + \frac{V_{ex}^2}{2} + gz_{ex} \right) \quad (2.172)$$

Bilanțul vitezei de variație a entropiei pentru volume de control în regim staționar

$$0 = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sum_{in} \dot{m}_{in} s_{in} - \sum_{ex} \dot{m}_{ex} s_{ex} + \dot{\sigma}_{CV} . \quad (2.173)$$

Adesea, aceste ecuații trebuie rezolvate simultan cu relații corespunzătoare pentru proprietăți.

Masa și energia sunt proprietăți care se conservă, în timp ce entropia se produce. Din ecuația 2.173 reiese faptul că viteza de transfer a entropiei în afara volumului de control trebuie să fie mai mare decât viteza de transfer în volumul de control. Diferența dintre cele două reprezintă viteza de formare a entropiei în interiorul volumului de control datorită ireversibilităților.

Volume de control cu o intrare și o ieșire în regim staționar

În cazul volumelor de control cu o intrare și o ieșire în regim staționar, ecuația de bilanț entropic se reduce la:

$$0 = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{m}(s_1 - s_2) + \dot{\sigma}_{CV} . \quad (2.174)$$

Rearanjând termenii se obține:

$$s_2 - s_1 = \frac{1}{\dot{m}} \left(\sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} \right) + \frac{\dot{\sigma}_{CV}}{\dot{m}} . \quad (2.175)$$

Din această ecuație se poate deduce faptul că entropia specifică unității de masă care trece de la intrare la ieșire poate să crească, să descrească sau să rămână neschimbată. Deoarece cel de-al doilea termen din dreapta nu poate fi niciodată negativ, descreșterea entropiei specifice de la intrare la ieșire se poate realiza doar atunci când mai multă entropie este transferată în afara volumului de control ca urmare a transferului termic decât se produce datorită ireversibilităților din volumul de control.

În cazul în care nu există nici transfer de entropie datorită schimbului termic se obține:

$$s_2 - s_1 = \frac{\dot{\sigma}_{CV}}{\dot{m}} . \quad (2.176)$$

Această relație indică faptul că, atunci când o masă de substanță trece de la intrare la ieșire prin volumul de control, dacă există ireversibilități în interiorul volumului de control, entropia unității de masă crește. Dacă nu există ireversibilități, masa de substanță traversează volumul de control izentropic.

2.1.8.6. Schimbul de căldură și lucru mecanic pentru procese staționare de curgere reversibile intern

Se consideră un volum de control cu o intrare și o ieșire în regim staționar. Obiectivul este de a determina expresiile pentru transferul termic și lucrul mecanic în absența ireversibilităților interne.

Transferul termic

Pentru un volum de control în regim staționar în care curgerea este atât izotermică (la temperatura T), cât și reversibilă intern, bilanțul vitezei de variație a entropiei este:

$$0 = \frac{\dot{Q}_{CV}}{T} + \dot{m}(s_1 - s_2) + \cancel{\phi}_{CV}^0 . \quad (2.177)$$

Transferul termic per unitatea de masă este:

$$\frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{m}} = T(s_2 - s_1) . \quad (2.178)$$

În general, atunci când gazul sau lichidul trece prin volumul de control, temperatura variază. Se poate însă considera că această variație de temperatură constă într-o serie de pași infinitezimali, motiv pentru care transferul termic (fig. 2.29) per unitatea de masă devine:

$$\left(\frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} = \int_1^2 T dS . \quad (2.179)$$

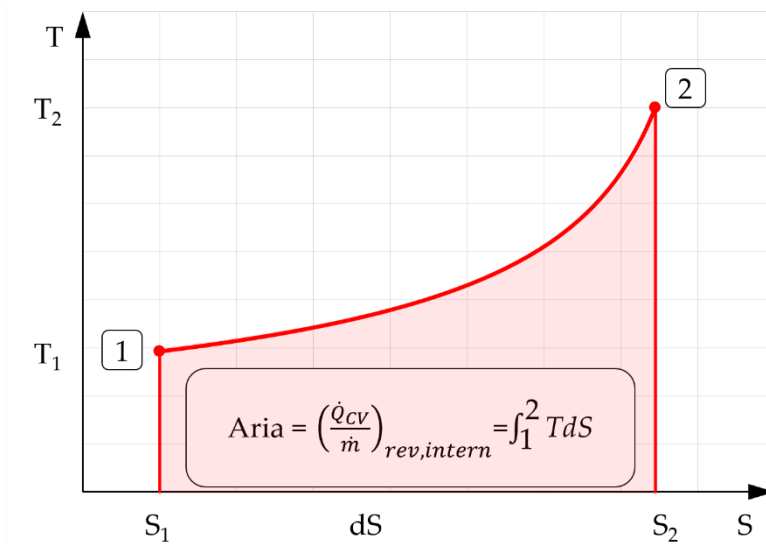


Fig. 2.29 Reprezentare grafică a transferului termic pentru un proces de curgere reversibil intern

Lucrul mecanic

Lucrul mecanic specific (raportat la unitatea de masă) care trece printr-un volum de control cu o intrare și o ieșire poate fi obținut din bilanțul vitezei de variație a energiei în regim staționar:

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} = \frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{m}} + (h_1 - h_2) + \frac{(V_1^2 - V_2^2)}{2} + g(z_1 - z_2) . \quad (2.180)$$

Această ecuație reprezintă o formă a principiului conservării energiei care este valabilă atât dacă există ireversibilități cât și dacă nu există ireversibilități în volumul de control. În cazul în care nu există ireversibilități interne se poate înșă scrie:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = \int_1^2 T dS + (h_1 - h_2) + \frac{(V_1^2 - V_2^2)}{2} + g(z_1 - z_2) . \quad (2.181)$$

Deoarece ireversibilitățile interne lipsesc, unitatea de masă traversează o succesiune de stări de echilibru la trecerea de la intrare la ieșire. Variațiile entropiei, entalpiei și presiunii sunt legate prin relația:

$$T ds = dh - v dp , \quad (2.182)$$

care după integrare devine:

$$\int_1^2 T ds = (h_2 - h_1) - \int_1^2 v dp , \quad (2.183)$$

Înlocuind în ecuația 2.181 se obține:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = - \int_1^2 v dp + \frac{(V_1^2 - V_2^2)}{2} + g(z_1 - z_2) . \quad (2.184)$$

Această ecuație se poate aplica următoarelor echipamente: turbine, pompe, compresoare. Deoarece, în numeroase cazuri, între intrare și ieșire nu apare o variație semnificativă a energiei cinetice și a celei potențiale, ecuația devine:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = - \int_1^2 v dp \quad (\Delta ke = \Delta pe = 0) . \quad (2.185)$$

Dacă volumul specific rămâne aproximativ constant, ceea ce poate fi întâlnit în numeroase aplicații cu lichide, se obține:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = -v(p_2 - p_1) \quad (v = \text{constant}, \Delta ke = \Delta pe = 0) . \quad (2.186)$$

Ecuația 2.184 poate fi aplicată și pentru studiul performanțelor în cazul volumelor de control în regim staționar, pentru care $\dot{W}_{CV} = 0$ (ajutaje și difuzoare). În acest caz ecuația este:

$$\int_1^2 v dp + \frac{(V_2^2 - V_1^2)}{2} + g(z_2 - z_1) = 0 . \quad (2.187)$$

care este o formă a *ecuației lui Bernoulli*.

Lucrul mecanic pentru procese politropice

Procesul politropic a fost identificat ca un proces reversibil intern descris de relația $p v^n = \text{constant}$, unde n este o constantă care se numește indice sau exponent politropic. Dacă fiecare unitate de masă care trece printr-un volum de control cu o intrare și o ieșire parcurge un proces politropic, integrala ecuației reprezintă lucrul mecanic pe unitatea de masă în absența ireversibilităților interne și a unor variații neglijabile de energie cinetică și energie potențială, respectiv:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} &= - \int_1^2 v dp = - (\text{constanta})^{\frac{1}{n}} \int_1^2 \frac{dp}{p^n} \\ &= - \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \quad (\text{politropic, } n \neq 1) \end{aligned} \quad (2.188)$$

Ecuția este valabilă pentru orice valoare a lui $n \neq 1$. Dacă $n = 1$, atunci $p v = \text{constant}$, iar ca atare se obține:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} &= - \int_1^2 v dp = - (\text{constanta})^{\frac{1}{n}} \int_1^2 \frac{dp}{p} \\ &= - (p_1 v_1) \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (\text{politropic, } n = 1) \end{aligned} \quad (2.189)$$

Aceste ecuații au aplicabilitate generală, pentru procese politropice în care agentul de lucru este orice gaz.

Cazul gazului ideal

În cazul special al gazului ideal, ecuația 2.188 devine:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = - \frac{nR}{n-1} (T_2 - T_1) \quad (\text{gaz ideal, } n \neq 1) \quad (2.190)$$

Deoarece pentru procesul politropic al unui gaz ideal se aplică:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}, \quad (2.191)$$

ecuația 2.190 mai poate fi exprimată sub forma:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = -\frac{nRT_1}{n-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (\text{gaz ideal, } n \neq 1). \quad (2.192)$$

Pentru cazul în care $n = 1$, ecuația 2.192 devine:

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{reversibil intern}} = -RT \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (\text{gaz ideal, } n = 1). \quad (2.193)$$

2.1.9. Randamentul termodinamic

În tehnologie randamentul (eficiența) pune întotdeauna în raport efectul util (beneficiul) și energia consumată (efortul). În termodinamică randamentul este utilizat pentru a evalua calitatea unui proces. Pentru motoarele cu ardere internă, randamentul reprezintă raportul dintre lucrul mecanic produs pe ciclu (W_c) și căldura primită (Q_{in}) (fig. 2.30):

$$\eta = \frac{W_c}{Q_{in}}. \quad (2.194)$$

Pentru orice sistem care parcurge un ciclu termodinamic (c) bilanțul energetic are forma:

$$\Delta E_c = Q_c - W_c, \quad (2.195)$$

unde Q_c și W_c reprezintă cantitățile nete de schimb de căldură, respectiv lucru mecanic. Deoarece sistemul revine în starea inițială nu există o schimbare netă în energia sa:

$$\Delta E_c = 0 , \quad (2.196)$$

respectiv

$$Q_c = W_c . \quad (2.197)$$

Cantitatea netă de schimb de căldură reprezintă diferența dintre căldura primită (Q_{in}) – care intră în sistem – și căldura cedată (Q_{out}) – care iese din sistem:

$$Q_c = Q_{in} - Q_{out} . \quad (2.198)$$

Înlocuind în ecuația 2.197 se obține:

$$Q_{in} - Q_{out} = W_c . \quad (2.199)$$

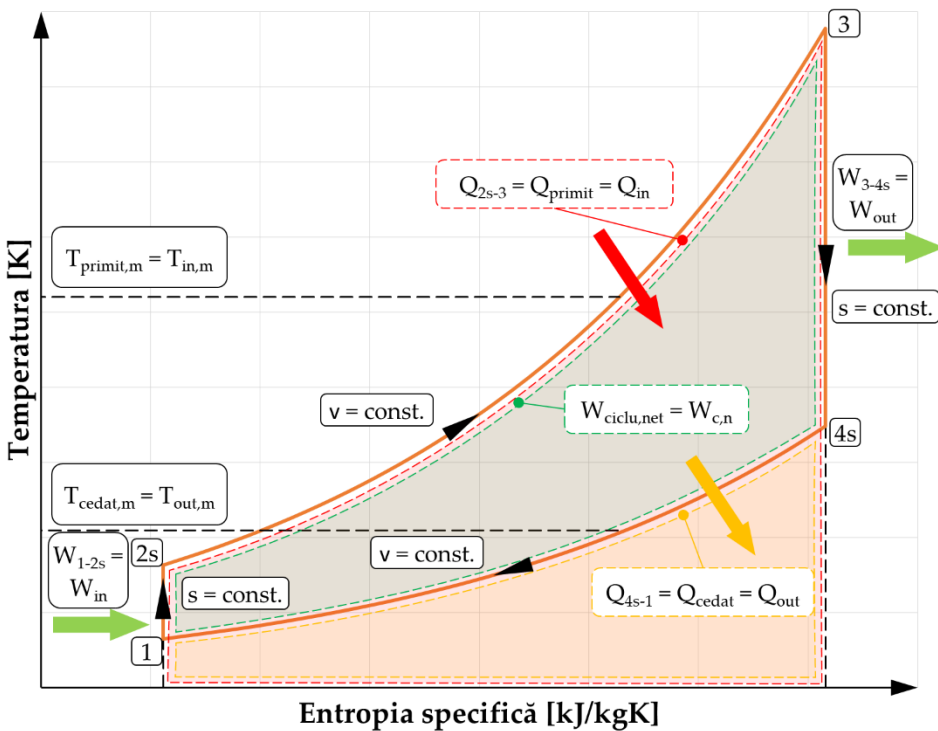


Fig. 2.30 Proces pentru determinarea randamentului termodinamic

Ținând cont de acestea, randamentul termodinamic al unui ciclu motor este:

$$\eta = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}} . \quad (2.200)$$

Considerând că agentul de lucru este un gaz ideal având călduri specifice constante se poate scrie:

$$Q_{in} = m_{in} c_p T_{in,m} , \quad (2.201)$$

$$Q_{out} = m_{out} c_p T_{out,m} . \quad (2.202)$$

Înlocuind în ecuația 2.194, randamentul termodinamic se poate rescrie în funcție de temperaturile medii ale proceselor de schimb de căldură:

$$\eta = 1 - \frac{T_{out,m}}{T_{in,m}} . \quad (2.203)$$

Se constată că, pentru a obține un randament termodinamic ridicat, trebuie identificate soluții de a introduce căldura în sistem la temperaturi cât mai ridicate și de a o ceda la temperaturi cât mai reduse. Se pune întrebarea cum trebuie să evolueze un ciclu pentru a obține cel mai ridicat randament termodinamic posibil. Carnot a răspuns la această întrebare cu ciclul care îi poartă numele, respectiv ciclul Carnot, care este utilizat ca proces de referință pentru mașinile motoare. La modul general, ciclurile de referință sunt cicluri închise, reversibile, în care evoluează ca agent de lucru un gaz ideal. Randamentul acestui ciclu este:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_{out}}{T_{in}} . \quad (2.204)$$

Pentru a exemplifica importanța temperaturilor celor două surse, în figura 2.31 este prezentată variația randamentului pentru diverse valori ale T_{in} și T_{out} :

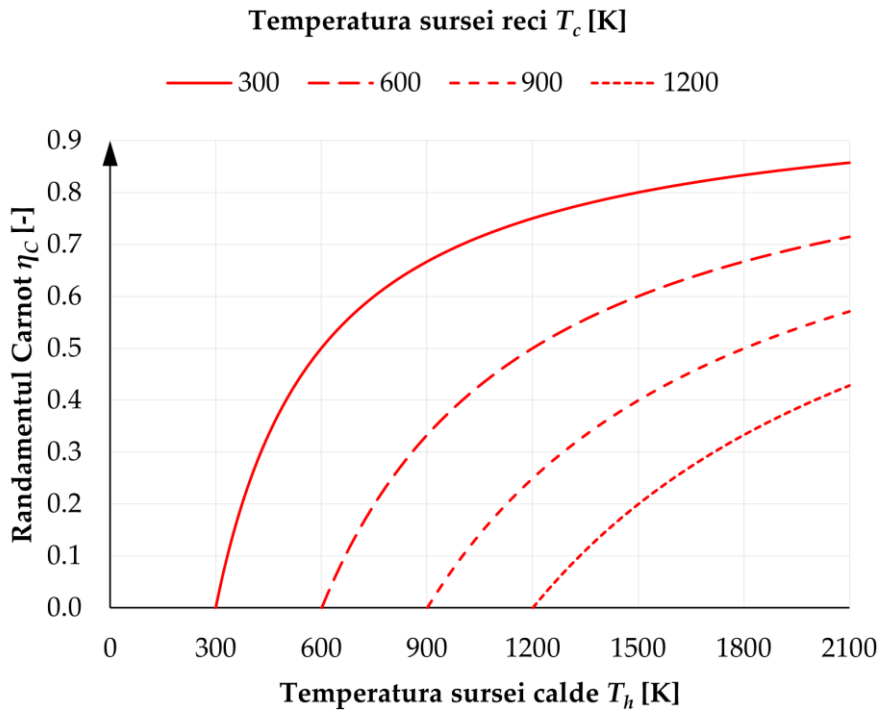


Fig. 2.31 Variația randamentului Carnot în funcție de temperaturile celor două surse

Observație

Dintre toate ciclurile, ciclul Carnot are cel mai mare randament termodinamic posibil. Din punct de vedere tehnic este extraordinar de dificilă asigurarea aportului și cedării de căldură la temperaturi constante. Suplimentar, panta curbelor izoterme și izentropice nu diferă mult, motiv pentru care aria cuprinsă între aceste curbe – și implicit lucrul mecanic – are o valoare redusă.

Ținând cont și de pierderile mecanice ridicate, ciclul Carnot nu se pretează a fi aplicat la motoarele termice cu piston.

2.2. Aplicarea legilor (principiilor) termodinamicii la MAI

Abordarea motorului cu ardere internă din perspectiva termodinamică se face considerând sistemul termodinamic ca fiind reprezentat de camera de ardere. În figura 2.32 se poate observa că sistemul cameră de ardere este delimitat de peretele cilindrului, piston (aflat în mișcare), chiulasă și supape (necesare pentru schimbul de gaze). Mișcarea pistonului (exprimată prin cursa sa) modifică volumul sistemului în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit (vezi capitolul 1). Pe parcursul fiecărui ciclu motor se desfășoară o serie de procese complexe, care pot fi împărțite în procese de transport de masă (substanță), respectiv de energie.

În cazul transportului de masă se distinge între masa de gaz care intră (este admisă) în camera de ardere (m_{in}), masa de gaz care iese (este evacuată) din camera de ardere (m_{ex}) și masa de scăpări de gaze din camera de ardere (m_{BB}). Scăpările de gaze (*blow-by*) din camera de ardere înspre carter și invers au loc ca urmare a diferenței de presiune dintre camera de ardere și carter. În cazul în care curgerea gazelor are loc din carter înspre camera de ardere aceasta este denumită curgere inversă (*reversed blow-by*). În cazul motoarelor la care în timpul admisiei în camera de ardere este admis doar aer (formare internă a amestecului), în bilanțul masic trebuie introdusă și masa de combustibil (m_f). În schimb, dacă în camera de ardere este admis amestec de aer și combustibil (formare externă a amestecului) masa de combustibil este deja inclusă în bilanț. După inițierea procesului de ardere, se eliberează căldura (Q_f) care este apoi schimbată de agentul de lucru (gaz) cu peretele (Q_{ht}), respectiv este transformată în lucru mecanic (W_v).

Ținând cont că masa sau energia introdusă în sistem sunt întotdeauna pozitive (cu semnul +), respectiv masa și energia care ies din sistem sunt întotdeauna negative (cu semnul -), aplicarea principiului întâi sistemului termodinamic reprezentat în figură duce la:

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q}_f + \dot{Q}_{ht} + \dot{W}_v + \dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{V_{in}^2}{2} + gz_{in} \right) + \dot{m}_{BB} \left(h_{BB} + \frac{V_{BB}^2}{2} + gz_{BB} \right). \quad (2.205)$$

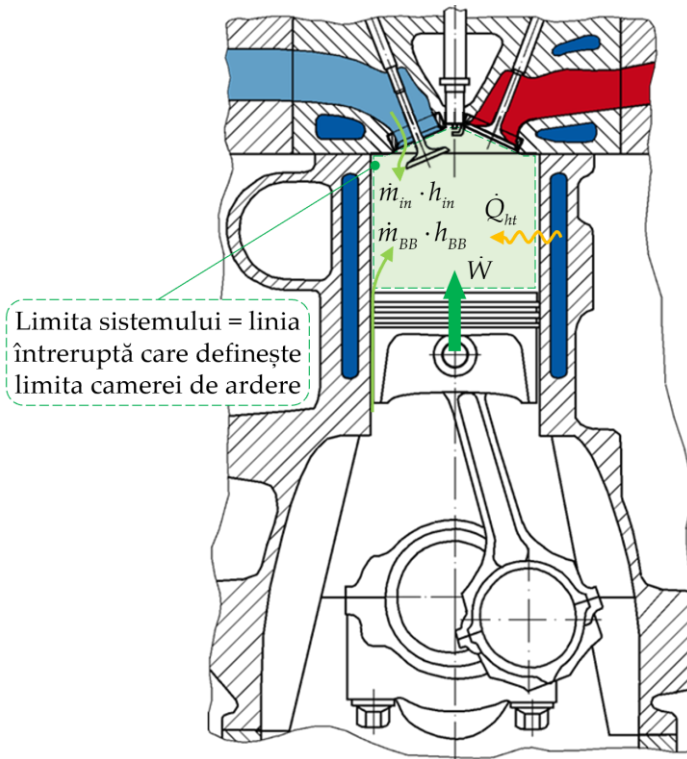


Fig. 2.32 Sistemul termodinamic cameră de ardere în timpul procesului de admisie

Datorită valorilor mici în comparație cu entalpia, energia cinetică și energia potențială se pot neglija (cu o eroare suficient de mică). De asemenea, arderea și prin urmare eliberarea căldurii nu are loc în timpul procesului de admisie, astfel că ecuația se reduce la:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ_{ht}}{dt} + \frac{dW_v}{dt} + \frac{dm_{in}}{dt} h_{in} + \frac{dm_{BB}}{dt} h_{BB} . \quad (2.206)$$

Ținând cont că pentru motoarele cu ardere internă are o importanță mai mare derivata în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit în comparație cu derivata în funcție de timp și știind că legătura dintre timp și unghiul de rotație al arborelui cotit este dată de turație rezultă că:

$$dt = \frac{d\varphi}{2\pi n} \frac{\left[\frac{^\circ RAC}{min} \right]}{\left[\frac{rad}{min} \right]} = \frac{d\varphi}{6n} \left[s \right] . \quad (2.207)$$

Înlocuind în ecuații și reducând viteza unghiulară ($2\pi n$) se obține:

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} . \quad (2.208)$$

Analog, pornind de la ecuația:

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} , \quad (2.209)$$

se pot scrie ecuațiile pentru toate procesele motorului (tab. 2.5).

Tabelul 2.5 Termenii ecuațiilor de calcul al ciclului motor (pornind de la ec. 2.209)

	Ciclul de înaltă presiune			Schimbul de gaze		
	Comprimare	Ardere	Destindere	Evacuare	Suprapunerea deschiderii supapelor	Admisie
$\frac{dQ_f}{d\varphi}$		●				
$\frac{dQ_{ht}}{d\varphi}$	●	●	●	●	●	●
$\frac{dW_v}{d\varphi}$	●	●	●	●	●	●
$\frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in}$					●	●
$\frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex}$				●	●	
$\frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB}$	●	●	●	●	●	●

*cu albastru deschis s-au marcat cazurile în care utilizarea termenului respectiv crește precizia, însă nu este obligatorie.

Scopul descrierii ca sistem închis este de a utiliza o curbă predefinită de variație a procesului de ardere pentru a putea prezice evoluția presiunii în cilindrul motorului și astfel puterea motorului. Cu toate acestea, termenii individuali ai acestor bilanțuri nu pot fi calculați în acest fel și necesită o examinare, respectiv o descriere mai detaliată.

2.3.Fenomene de curgere

2.3.1. Curgere cu aport de energie

În cazul în care pentru fenomenele de curgere, în calcul trebuie considerate aspectele multidimensionale, respectiv geometri complexe, bilanțul energetic prezentat până acum nu este suficient pentru a obține o analiză suficient de precisă. Pentru a putea realiza acest lucru este necesar a se avea în vedere ecuațiile de conservare a masei, impulsului, energiei și entropiei în formă diferențială. Aceste ecuații sunt însă prea extinse pentru simularea zero și monodimensională, unde numărul de direcții este redus.

Se consideră conducta din figura 2.33 prin care are loc o curgere staționară cu aport de energie. Pentru calculul curgerii staționare prin conductă se consideră următoarele ecuații (în formă simplificată):

- conservarea masei (continuitate)

$$\dot{m} = \rho AV = \text{const.} \quad (2.210)$$

- conservarea impulsului

$$\begin{aligned} \vec{F} &= m\vec{a} = m \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{V}) \\ \vec{M} &= I\vec{\alpha} = I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d}{dt}(I\vec{\omega}) = \frac{d\vec{H}}{dt} \end{aligned} \quad (2.211)$$

\vec{F} fiind forța care acționează asupra corpului, I – momentul de inerție, $\vec{\alpha}$ – accelerația unghiulară, $\vec{\omega}$ – viteza unghiulară, \vec{H} - impulsul unghiular,

- conservarea energiei

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 + q \quad (2.212)$$

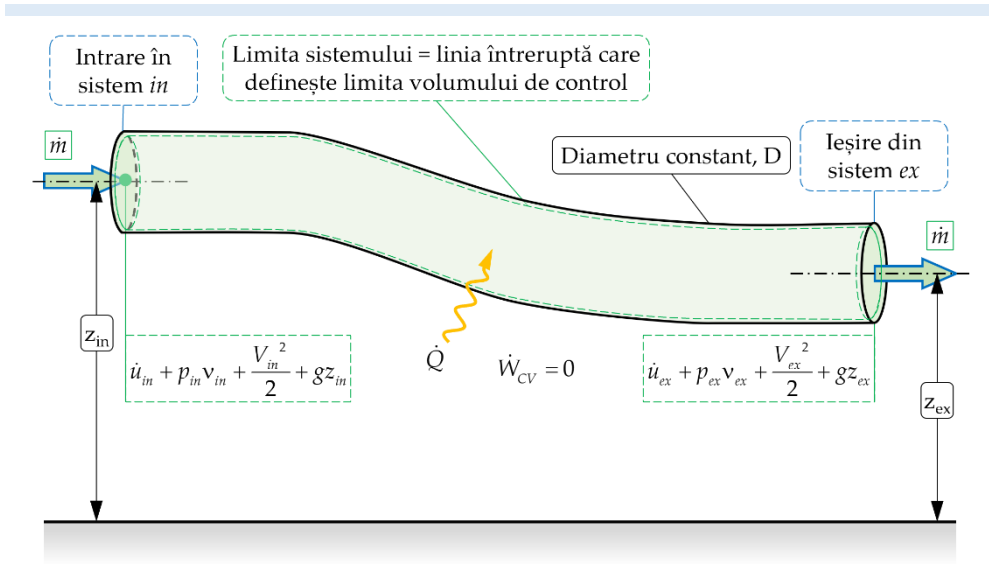


Fig. 2.33 Curgere staționară cu aport de energie

Pentru cuantificarea pierderile de presiune asociate curgerii, se utilizează o altă formă a ecuației de conservare a energiei (ecuația lui Bernoulli):

$$\frac{V_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1} + gz_1 = \frac{V_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_2} + gz_2 + \zeta \frac{V_2^2}{2}, \quad (2.213)$$

unde ζ reprezintă un coeficient de pierderi de presiune, definit ca

$$\zeta = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} V^2}. \quad (2.214)$$

2.3.2. Ecuația de curgere

Ecuația de curgere are un rol deosebit de important în modelarea curgerii din procese în care intervine strangularea secțiunii de curgere din domeniul motoarelor, motiv pentru care, în continuare se prezintă modul de derivare al acesteia. Pornind de la ecuația de conservare a energiei într-un volum de control cu o ieșire (fig. 2.34):

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt} + \dot{m}_2 \left(h_1 - h_2 + \frac{V_1^2}{2} - \frac{V_2^2}{2} \right). \quad (2.215)$$

Deoarece curgerea este staționară, curgerea cu strangulare are loc adiabatic și nu se efectuează lucru mecanic, ecuația se poate simplifica:

$$0 = h_1 - h_2 + \frac{V_1^2}{2} - \frac{V_2^2}{2}. \quad (2.216)$$

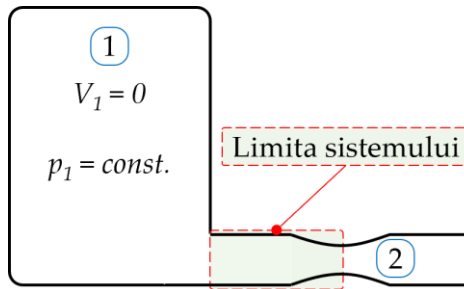


Fig. 2.34 Curgere adiabatică strangulată (laminare prin ajutaj) dintr-un recipient închis

Considerând că în starea 1 sistemul este în repaus, rezultă că $V_1 = 0$, iar ecuația 2.216 devine:

$$h_1 - h_2 = \frac{V_2^2}{2}. \quad (2.217)$$

Fluidul considerat este un gaz ideal, astfel că $h = c_p T$. Înlocuind în ecuația 2.217, viteza de curgere în secțiunea 2 va fi:

$$V_2 = \sqrt{2c_p(T_1 - T_2)}. \quad (2.218)$$

Dacă se ține cont de ecuația de stare a gazelor ideale și se dă factor comun temperatura T_1 se obține:

$$V_2 = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]}. \quad (2.219)$$

Debitul masic la ieșirea din ajutoraj poate fi determinat pe baza ecuației de continuitate:

$$\dot{m}_2 = \rho_2 A_2 V_2, \quad (2.220)$$

$$\dot{m}_2 = A_2 \rho_2 \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (2.221)$$

Pornind de la ecuația de stare a gazelor ideale $p_1 v_1 = R T_1$ și relația izentropică pentru ρ , ecuația 2.221 se poate rescrie:

$$\dot{m}_2 = A_2 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \rho_1 \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} p v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (2.222)$$

$$\dot{m}_2 = A_2 \sqrt{2 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} \rho_1^2 \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 \frac{1}{\rho_1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (2.223)$$

$$\dot{m}_2 = A_2 \sqrt{2 p_1 \rho_1} \underbrace{\sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}}_{=\psi}. \quad (2.224)$$

Astfel s-a determinat funcția de curgere, care depinde doar de raportul presiunilor și de coeficientul izentropic:

$$\psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}. \quad (2.225)$$

Pe baza funcției de curgere, debitul masic prin ajutoraj poate fi exprimat într-o formă compactă ca:

$$\dot{m}_2 = A_2 \sqrt{2p_1 \rho_1 \psi} . \quad (2.226)$$

Pornind de la ecuația 2.219 viteza poate fi definită printr-o formă adimensională, numită funcția de viteză (v):

$$v = \frac{V_2}{\sqrt{2RT_1}} , \quad (2.227)$$

$$v = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} . \quad (2.228)$$

În figura 2.35 este prezentată variația ψ și v în funcție de raportul presiunilor, pentru diferite valori ale coeficientului izentropic.

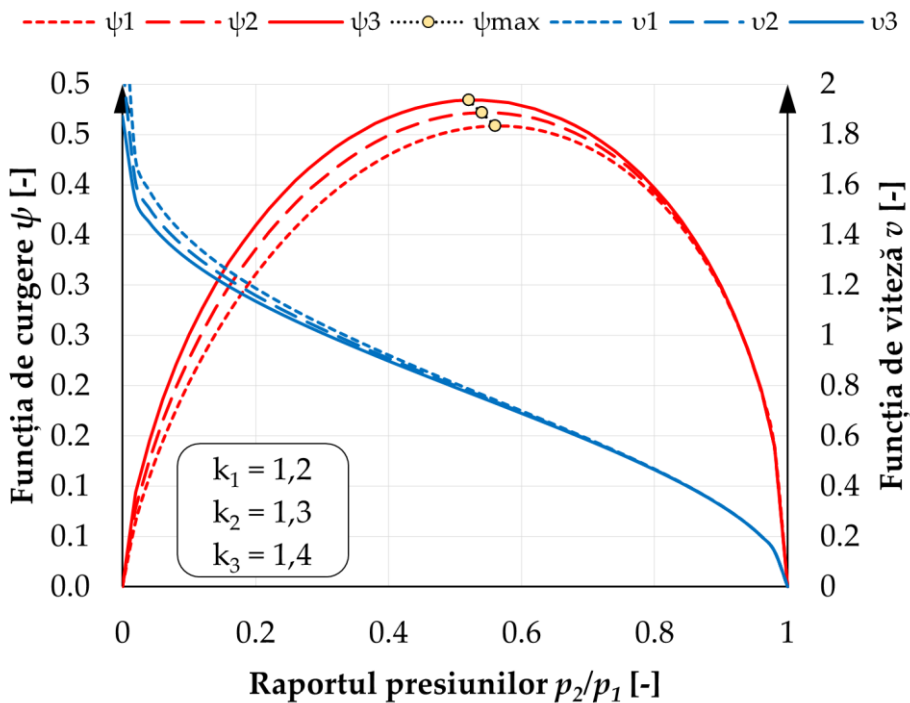


Fig. 2.35 Variația funcțiilor de curgere și de viteză în funcție de raportul presiunilor

Teorema similitudinii

Două figuri geometrice sunt similare atunci când raportul lungimilor corespondente a două sau mai multe corpuri este constant. Curgerea fluidelor și transportul căldurii pot fi similare din punct de vedere fizic, motiv pentru care, în continuare, se introduc criteriile de similitudine adimensionale derivate din ecuațiile de conservare.

Frecarea este influențată decisiv de viteză, lungimea caracteristică și viscozitatea fluidului. Mărimea utilizată pentru a caracteriza frecarea este numărul lui Reynolds (Re):

$$\text{Re} = \frac{\text{Forte de inerție}}{\text{Forte viscoase (de frecare)}}$$

$$\text{Re} = \frac{V_{avg} L_c}{\nu} = \frac{\rho V_{avg} L_c}{\mu}, \quad (2.229)$$

unde: V_{avg} este viteza medie de curgere [m/s], L_c – lungimea caracteristică a geometriei (ex. diametrul) [m], ν – viscozitatea cinematică [m²/s], μ – viscozitatea dinamică [kg/m s].

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}. \quad (2.230)$$

Numărul lui Prandtl (Pr) caracterizează abilitatea de conducție a căldurii și depinde de difuzivitatea termică (α) și de viscozitatea cinematică (ν).

$$\text{Pr} = \frac{\text{Transportul de impuls (difuzivitatea moleculara a impulsului)}}{\text{Transportul de căldură (difuzivitatea moleculara a căldurii)}}$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k}, \quad (2.231)$$

unde: $\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$, iar k este conductivitatea termică.

Pentru a pune în evidență relația dintre convecție și conducție se utilizează numărul Nusselt. Acesta caracterizează transferul convectiv de căldură între fluid și perete în zona stratului limită:

$$Nu = \frac{\text{Convecție}}{\text{Conducție}} ,$$

$$Nu = \frac{hL_c}{k} , \quad (2.232)$$

unde: h este coeficientul de convecție, iar L_c o lungime caracteristică.

Deoarece fluidele sunt puternic dependente de densitate în zonele înguste de curgere se poate ajunge la contracții ale curentului de fluid. Pentru a exprima influența densității asupra fluidelor se utilizează numărul Mach, care reprezintă raportul dintre viteza fluidului și viteza sunetului în fluidul respectiv (c):

$$Ma = \frac{\text{Forța de inerție}}{\text{Forța de compresie}} ,$$

$$Ma = \frac{V}{c} , \quad (2.233)$$

unde viteza sunetului este definită ca

$$c = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \sqrt{\kappa RT} . \quad (2.234)$$

În timpul proceselor de injecție, jetul de combustibil se rupe în picături care se rup la rândul lor în picături de dimensiuni mai mici în cadrul unor procese pentru care este definitorie tensiunea superficială. Aceste procese sunt caracterizate de numărul Weber (We) care depinde de densitate (ρ), viteză (V), lungimea caracteristică (L_c) și forța de suprafață caracterizată de tensiunea superficială (σ_s):

$$We = \frac{\text{Forța de inerție}}{\text{Forța tensiunii de suprafață}} ,$$

$$We = \frac{\rho V^2 L_c}{\sigma_s} . \quad (2.235)$$

2.4. Ciclurile teoretice ale motoarelor cu ardere internă

Pentru o analiză detaliată a performanțelor motorului cu ardere internă se ține cont de:

- ▶ procesul de ardere care are loc în interiorul cilindrului;
- ▶ de efectele ireversibilităților asociate cu frecarea și cu gradientii de presiune și temperatură;
- ▶ transferul termic dintre gazele din cilindru și pereții cilindrului;
- ▶ lucrul mecanic necesar schimbului de gaze (umplerea cilindrului cu încărcătură proaspătă și evacuarea gazelor arse) etc.

Aceste elemente duc la o complexitate ridicată, motiv pentru care, o modelare precisă a proceselor din motoarele cu ardere internă se face uzual prin simulare. Pentru a efectua o analiză termodinamică elementară (numită și analiză standard cu gaz ideal) a motoarelor cu ardere internă, indiferent de tipul de ciclu (Otto/Diesel/Seiliger, doi timpi/patru timpi), sunt necesare simplificări:

- 1) **ciclu închis** – fără schimb de masa prin limitele sistemului;
- 2) **agent de lucru** – cantitate fixă (nu există pierderi prin neetanșeități) de gaz ideal cu proprietăți constante (R, c_p, c_v, κ);
- 3) **arderea este modelată ca schimb de căldură de la o sursă caldă**: ardere la volum constant, ardere la presiune constantă și ardere mixtă (cu limită de presiune);
- 4) **schimbul de gaze este modelat ca cedare de căldură la volum constant**, când pistonul se află la PMI. Altfel spus, se consideră că ciclul are loc într-un sistem închis;
- 5) **fără pierderi de căldură**: sistemul este adiabatic ($\dot{Q}_{ht} = 0$);
- 6) **proces fără frecare**: ireversibilitățile sunt neglijate (cu alte cuvinte toate procesele sunt reversibile intern, ceea ce implică faptul că transformările sunt reversibile și cvasistatice).

Din ipotezele 5) și 6) rezultă faptul că procesele de comprimare și destindere sunt procese izentropice. Utilizând ciclurile teoretice (tab. 2.6) se poate estima influența mărimilor funcționale și constructive asupra randamentului termic. Aceste cicluri sunt potrivite pentru considerații termodinamice fundamentale, însă nu și pentru proiectarea efectivă a unui motor.

Observație

În cazul analizei standard „rece” cu gaz ideal (căldurile specifice sunt considerate constante) la temperatura mediului ambiant. Din acest motiv, această analiză se utilizează doar pentru o evaluare calitativă a motoarelor cu ardere internă.

Tabelul 2.6 Tipuri de cicluri motoare, schimb de gaze și supraalimentare

Tipuri de cicluri	Tipuri de schimb de gaze	Tipuri de supraalimentare
Otto	Cu obturare	Fără răcire intermediară
Diesel	Fără obturare	Cu răcire intermediară (intercooler)
Seiliger	Supraalimentare	
Atkinson		
Miller		

În continuare este prezentat modul de determinare a ecuațiilor relevante pentru calculul ciclurilor, ecuații bazate pe informațiile prezentate în Stan [51], Depcik [19], Eriksson și Nielsen [21], Ferguson și Kirkpatrick [22], Taylor [54], Caton [15] și Stone [53].

Pentru fiecare proces în parte, determinarea ecuațiilor pornește de la legile de conservare a masei, energiei, entropiei și caracteristicile sistemului considerat pentru analiză. Suplimentar, pentru o mai bună înțelegere a evoluției acestor procese, în fiecare caz sunt prezentate diagramele p - V , $\log p$ - $\log V$, T - s și p - ϕ .

Legea conservării masei pentru sisteme deschise (volum de control)

$$\Delta m_{CV} + \sum_{ex} m_{ex} - \sum_{in} m_{in} = 0$$

Legea conservării energiei pentru sisteme deschise (volum de control)

$$\begin{aligned} \int_{V_{final}} \rho_{final} e_{final} dV - \int_{V_{initial}} \rho_{initial} e_{initial} dV = \\ = Q_{initial-final} - W_{initial-final} + \\ + \int_{t_{initial}}^{t_{final}} \sum_{in} \left[\int_A \rho V \left(h + \frac{V^2}{2} + gz + \dots \right) dA \right]_{in} dt - \\ - \int_{t_{initial}}^{t_{final}} \sum_{ex} \left[\int_A \rho V \left(h + \frac{V^2}{2} + gz + \dots \right) dA \right]_{ex} dt \end{aligned}$$

Legea conservării entropiei pentru sistem deschise (volum de control)

$$\begin{aligned} \int_{V_{final}} \rho_{final} s_{final} dV - \int_{V_{initial}} \rho_{initial} s_{initial} dV = \\ = \int_{t_{initial}}^{t_{final}} \left(\int_{A_s} \left(\frac{\dot{q}}{T} \right)_b dA_s \right) dt + \int_{t_{initial}}^{t_{final}} \left(\sum_{in} \left(\int_A \rho s V dA \right)_{in} \right) dt - \\ - \int_{t_{initial}}^{t_{final}} \left(\sum_{ex} \left(\int_A \rho s V dA \right)_{ex} \right) dt + \dot{\sigma}_{initial-final} \end{aligned}$$

Forma integrală a impulsului

→ nu este necesară în cazul de față

2.4.1. Ciclul Otto (ardere la volum constant)

Ciclul Otto sau cu ardere la volum constant reprezintă ciclul idealizat al unui motor cu ardere internă în care, arderea are loc atât de rapid încât, pistonul nu se deplasează pe durata procesului de ardere, iar ca urmare se consideră că arderea are loc la volum constant. Ciclul Otto este adesea asociat motoarelor cu aprindere prin scânteie.

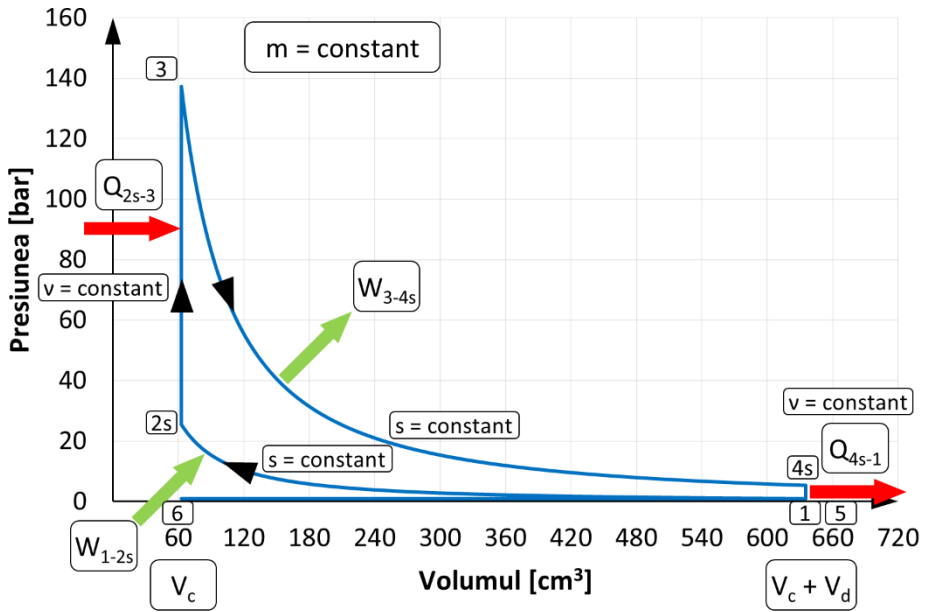
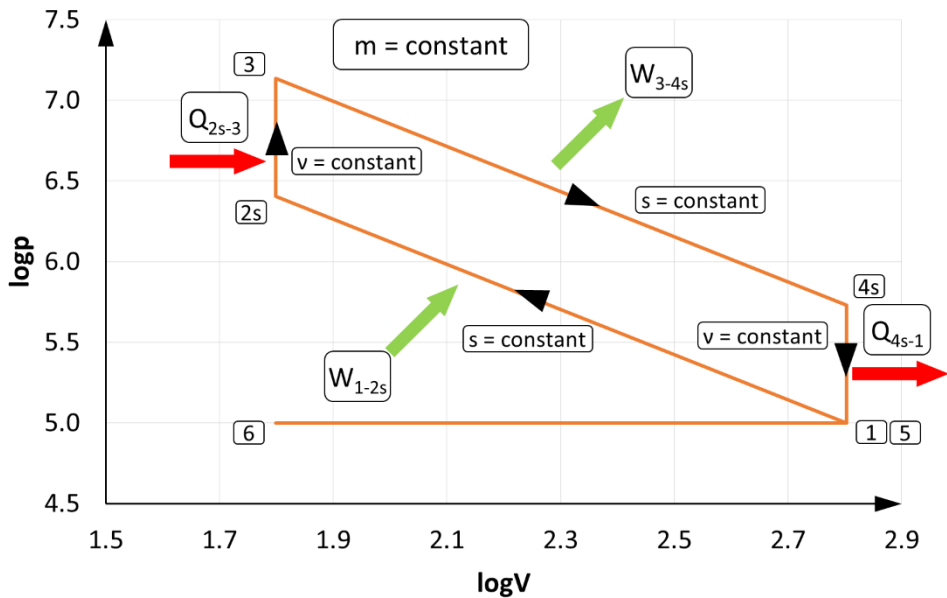
Dacă nu se considera schimbul de gaze, ciclul Otto se compune din patru procese de bază:

- ▶ comprimare izentropică,
- ▶ aport de căldură la volum constant,
- ▶ destindere izentropică,
- ▶ cedare de căldură la volum constant.

Diagramele $p-V$, $\log p-\log V$, $T-s$ și $p-\phi$ corespunzătoare ciclului Otto sunt prezentate în figurile 2.36–2.38. În aceste figuri, simplificarea conform căreia masa este constantă se aplică doar pentru bucla 1–2s–3–4s–1. În acest scop, procesul de evacuare este înlocuit de o cedare izocoră de căldură, respectiv 4s–1.

Observație

Punctele 5 și 6 din figurile 2.36–2.38, corespunzătoare proceselor de admisie și evacuare sunt prezentate doar pentru a pune în evidență cum s-ar desfășura acest proces dacă ar avea loc și schimbul de gaze.

Fig. 2.36 Diagrama p - V a ciclului OttoFig. 2.37 Diagrama $\log p$ - $\log V$ a ciclului Otto

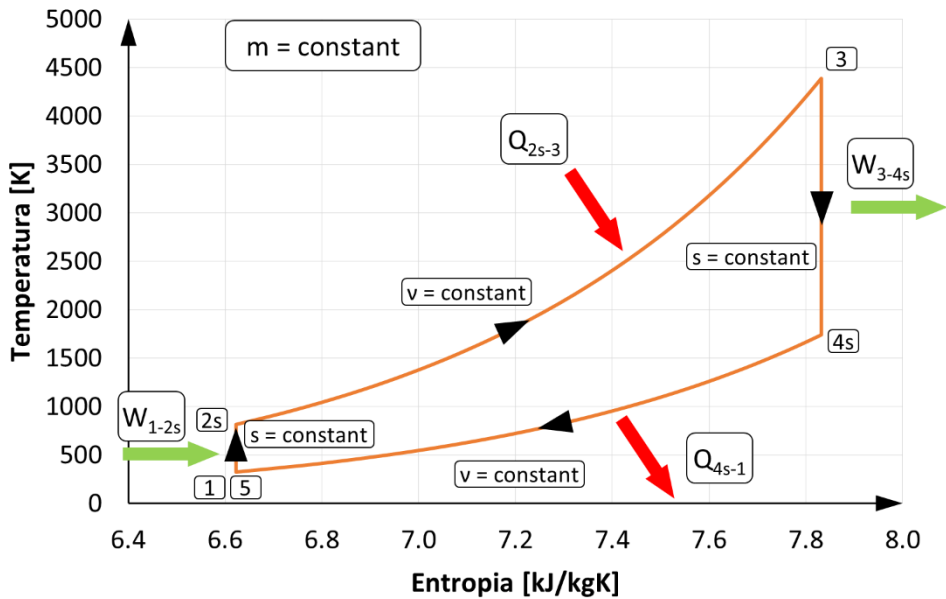


Fig. 2.38 Diagrama T-s a ciclului Otto

1-2 Comprimare izentropică

Caracteristici

Sistem închis

- fără schimb de masă
- fără KE/PE
- proprietăți uniform distribuite

Proces izentropic

- entropie constantă

Masă

Deoarece masa nu poate intra sau ieși din sistem, rezultă că:

$$m_2 = m_1 = m_{1/2} \cdot \quad (2.236)$$

În continuare este prezentat bilanțul energetic și entropic al procesului ținând cont de simplificările introduse.

Energie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), bilanțul energetic se reduce la:

$$U_2 - U_1 = Q_{1-2} - W_{1-2} \cdot \quad (2.237)$$

Dacă se include și conservarea masei

$$m_{1/2}(u_2 - u_1) = Q_{1-2} - W_{1-2} \cdot \quad (2.238)$$

Deoarece procesul de comprimare este considerat ca fiind izentropic (adiabatic și reversibil) $\rightarrow Q_{1-2s} = 0$

$$W_{1-2s} = m_{1/2s}(u_1 - u_{2s}) \cdot \quad (2.239)$$

Pentru călduri specifice variabile, ecuația 2.239 devine:

$$W_{1-2s} = m_{1/2s}(u_1 - u_{2s}) = -m_{1/2s} \int_{T_1}^{T_{2s}} c_v(T) dT, \quad (2.240)$$

„-” – lucrul mecanic este primit de sistem/introdus în sistem.

În schimb, dacă se consideră călduri specifice constante:

$$W_{1-2s} = m_{1/2s}(u_1 - u_{2s}) = m_{1/2s}c_v(T_1 - T_{2s}) \cdot \quad (2.241)$$

Observație

Indicele „s” este utilizat pentru a indica faptul că procesul este izentropic.

Entropie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), bilanțul entropiei se reduce la:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{1-2} \cdot \quad (2.242)$$

Incluzând și conservarea masei, bilanțul devine

$$m_{1/2} (s_2 - s_1) = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{1-2} . \quad (2.243)$$

Deoarece procesul de comprimare este considerat ca fiind izentropic (adiabatic și reversibil)

$$s_{2s} - s_1 = 0 . \quad (2.244)$$

Prin urmare pentru călduri specifice variabile (se poate utiliza oricare din aceste ecuații):

$$s_{2s}(T_{2s}, v_{2s}) - s_1(T_1, v_1) = \int_{T_1}^{T_{2s}} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_{2s}}{v_1} = 0 , \quad (2.245)$$

$$s_{2s}(T_{2s}, p_{2s}) - s_1(T_1, p_1) = \int_{T_1}^{T_{2s}} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_{2s}}{p_1} = 0 . \quad (2.246)$$

Relațiile se simplifică dacă se consideră călduri specifice constante (se poate utiliza oricare dintre aceste ecuații):

$$s_{2s}(T_{2s}, v_{2s}) - s_1(T_1, v_1) = c_v \ln \frac{T_{2s}}{T_1} + R \ln \frac{v_{2s}}{v_1} = 0 , \quad (2.247)$$

$$s_{2s}(T_{2s}, p_{2s}) - s_1(T_1, p_1) = c_p \ln \frac{T_{2s}}{T_1} - R \ln \frac{p_{2s}}{p_1} = 0 . \quad (2.248)$$

Aceste ecuații se pot simplifica la forma:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{p_{2s}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_1}{v_{2s}} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = r_c^{k-1} , \quad (2.249)$$

unde r_c este raportul de comprimare. Se poate utiliza și volumul total deoarece este vorba despre un sistem închis.

Observație

Procesul de comprimare este un proces politropic pentru care relația dintre presiune și volum este:

$$pv^n = \text{constant} \quad (\text{proces politropic}) .$$

Deoarece procesul este și izentropic, în condițiile în care căldurile specifice sunt constante, exponentul politropic (n) și exponentul adiabatic (k) au aceeași valoare:

$$n = k$$

$$pv^k = \text{constant} \quad (\text{proces izentropic și calduri specifice constante})$$

2-3 Introducere izocoră de căldură (aport izocor de căldură)**Caracteristici**

Sistem închis

- fără schimb de masă
- fără KE/PE
- proprietăți uniform distribuite
- flux termic uniform

Proces izocor

- volum constant

Masă

Deoarece masa nu poate intra sau ieși din sistem, rezultă că:

$$m_3 = m_2 = m_{2/3} . \quad (2.250)$$

Ținând cont de simplificările introduse, bilanțul energetic și entropic al procesului este prezentat în continuare.

Energie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), bilanțul energetic se reduce la:

$$U_3 - U_2 = Q_{2-3} - W_{2-3} \cdot \quad (2.251)$$

Dacă se include și conservarea masei

$$m_{2/3}(u_3 - u_2) = Q_{2-3} - W_{2-3} \cdot \quad (2.252)$$

Deoarece procesul are loc la volum constant nu se produce/consumă lucru mecanic $W_{2-3} = 0$, iar ecuația 2.252 devine:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(u_3 - u_2). \quad (2.253)$$

Pentru călduri specifice variabile, ecuația 2.253 devine:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(u_3 - u_2) = m_{2/3} \int_{T_2}^{T_3} c_v(T) dT, \quad (2.254)$$

„+” – căldura este primită de sistem/introdusă în sistem.

Pentru călduri specifice constante, ecuația 2.254 devine:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(u_3 - u_2) = m_{2/3}c_v(T_3 - T_2). \quad (2.255)$$

Aport de căldură

Aportul de energie rezultat în urma procesului de ardere (Q_{in}) depinde de cantitatea de combustibil (m_f) și de puterea calorică inferioară (LHV):

$$Q_{in} = m_f LHV$$

De reținut faptul că această căldură nu este obligatoriu egală cu Q_{2-3} , deoarece Q_{2-3} reprezintă aportul net de căldură, respectiv suma dintre căldura primită (Q_{in}) și căldura pierdută prin transfer termic (Q_{ht}) (datorită convecției din cilindru și a frecărilor):

$$Q_{2-3} = Q_{in} + Q_{ht}$$

În cazul de față se consideră $Q_{2-3} = m_f LHV$.

Entropie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite, flux termic uniform), bilanțul energetic se reduce la:

$$S_3 - S_2 = \int_2^3 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{2-3}. \quad (2.256)$$

Incluzând și conservarea masei

$$m_{2/3} (s_3 - s_2) = \int_2^3 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{2-3}. \quad (2.257)$$

Deoarece procesul este considerat ca fiind reversibil intern, iar transferul termic este uniform pe limită se obține:

$$m_{2/3} (s_3 - s_2) = \left(\frac{Q_{2-3}}{T_{sursă}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}}. \quad (2.258)$$

Prin urmare, pentru călduri specifice variabile (se poate utiliza oricare din aceste ecuații):

$$s_3(T_3, \nu_3) - s_2(T_2, \nu_2) = \int_{T_2}^{T_3} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{\nu_3}{\nu_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}}, \quad (2.259)$$

$$s_3(T_3, p_3) - s_2(T_2, p_2) = \int_{T_2}^{T_3} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}}. \quad (2.260)$$

Relațiile se simplifică dacă se consideră călduri specifice constante (se poate utiliza oricare dintre aceste ecuații):

$$s_3(T_3, \nu_3) - s_2(T_2, \nu_2) = c_v \ln \frac{T_3}{T_2} + R \ln \frac{\nu_3}{\nu_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}}, \quad (2.261)$$

$$s_3(T_3, p_3) - s_2(T_2, p_2) = c_p \ln \frac{T_3}{T_2} - R \ln \frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} \cdot \quad (2.262)$$

Notă

T_{sursă} reprezintă temperatura „medie” din timpul aportului de căldură. Pentru ca generarea de entropie să fie nulă, această temperatură trebuie să aibă o valoare cuprinsă între temperaturile celor două stări. Dacă se cunoaște temperatura sursei se poate calcula generarea de entropie datorită ireversibilităților externe.

3-4 Destindere izentropică**Caracteristici**

Sistem închis

- fără schimb de masă
- fără KE/PE
- proprietăți uniform distribuite

Proces izentropic

- entropie constantă

Masă

Deoarece masa nu poate intra sau ieși din sistem, rezultă că:

$$m_4 = m_3 = m_{3/4} \cdot \quad (2.263)$$

Ținând cont de simplificările introduse bilanțul energetic și entropic al procesului este prezentat în continuare.

Energie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), bilanțul energetic se reduce la:

$$U_4 - U_3 = Q_{3-4} - W_{3-4}. \quad (2.264)$$

Dacă se include și conservarea masei

$$m_{1/2}(u_4 - u_3) = Q_{3-4} - W_{3-4}. \quad (2.265)$$

Deoarece procesul de destindere este considerat ca fiind izentropic (adiabatic și reversibil) $\rightarrow Q_{3-4s} = 0$

$$W_{3-4s} = m_{3/4s}(u_3 - u_{4s}). \quad (2.266)$$

Pentru călduri specifice variabile, ecuația 2.266 devine:

$$W_{3-4s} = m_{3/4s}(u_3 - u_{4s}) = -m_{3/4s} \int_{T_3}^{T_{4s}} c_v(T) dT, \quad (2.267)$$

„+” – lucrul mecanic este cedat de sistem.

În schimb, dacă se consideră călduri specifice constante:

$$W_{3-4s} = m_{3/4s}(u_3 - u_{4s}) = m_{3/4s} c_v (T_3 - T_{4s}). \quad (2.268)$$

Observație

Indicele „s” este utilizat pentru a indica faptul că procesul este izentropic.

Entropie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), bilanțul energetic se reduce la:

$$S_4 - S_3 = \int_3^4 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{3-4}. \quad (2.269)$$

Incluzând și conservarea masei

$$m_{3/4}(s_4 - s_3) = \int_3^4 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{3-4}. \quad (2.270)$$

Deoarece procesul de destindere este considerat ca fiind izentropic (adiabatic și reversibil)

$$s_{4s} - s_3 = 0. \quad (2.271)$$

Prin urmare, pentru călduri specifice variabile (se poate utiliza oricare din aceste ecuații):

$$s_{4s}(T_4, v_4) - s_3(T_3, v_3) = \int_{T_3}^{T_4} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_{4s}}{v_3} = 0, \quad (2.272)$$

$$s_{4s}(T_4, p_4) - s_3(T_3, p_3) = \int_{T_3}^{T_4} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_{4s}}{p_3} = 0. \quad (2.273)$$

Relațiile se simplifică dacă se consideră căldurile specifice constante, astfel încât, se pot utiliza oricare dintre aceste ecuații:

$$s_{4s}(T_4, v_4) - s_3(T_3, v_3) = c_v \ln \frac{T_{4s}}{T_3} + R \ln \frac{v_{4s}}{v_3} = 0, \quad (2.274)$$

$$s_{4s}(T_4, p_4) - s_3(T_3, p_3) = c_p \ln \frac{T_{4s}}{T_3} - R \ln \frac{p_{4s}}{p_3} = 0. \quad (2.275)$$

Relațiile între parametrii fundamentali (presiune, temperatură și volumul specific) între cele două stări 3-4 sunt:

$$\frac{T_{4s}}{T_3} = \left(\frac{p_{4s}}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_3}{v_{4s}} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = \frac{1}{r_c^{k-1}}, \quad (2.276)$$

unde r_c este raportul de comprimare. Se poate utiliza și volumul total deoarece este vorba despre un sistem închis.

4-1 Cedare izocoră de căldură

Caracteristici

Sistem închis

- fără schimb de masă
- fără KE/PE
- proprietăți uniform distribuite

Proces izocor

- volum constant

Masă

Deoarece masa nu poate intra sau ieși din sistem, rezultă că:

$$m_1 = m_4 = m_{4/1} \cdot \quad (2.277)$$

În continuare este prezentat bilanțul energetic și entropic al procesului ținând cont de simplificările introduse.

Energie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), bilanțul energetic se reduce la:

$$U_1 - U_4 = Q_{4-1} - W_{4-1}. \quad (2.278)$$

Dacă se include și conservarea masei

$$m_{4/1} (u_1 - u_4) = Q_{4-1} - W_{4-1}. \quad (2.279)$$

Deoarece procesul de cedare de căldură are loc la volum constant $\rightarrow W_{4-1} = 0$

$$Q_{4-1} = m_{4/1} (u_1 - u_4). \quad (2.280)$$

Pentru călduri specifice variabile, ecuația 2.280 devine:

$$Q_{4-1} = m_{4/1} (u_1 - u_4) = m_{4/1} \int_{T_4}^{T_1} c_v(T) dT, \quad (2.281)$$

„-” – căldura este cedată de sistem/transferată în afara sistemului.

În schimb, dacă se consideră călduri specifice constante:

$$Q_{4-1} = m_{4/1} (u_1 - u_4) = m_{4/1} c_v (T_1 - T_4). \quad (2.282)$$

Entropie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite, flux termic uniform), bilanțul entropiei se reduce la:

$$S_1 - S_4 = \int_4^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{4-1}. \quad (2.283)$$

Incluzând și conservarea masei

$$m_{4/1} (s_1 - s_4) = \int_4^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{4-1}. \quad (2.284)$$

Deoarece procesul de cedare de căldură este considerat ca fiind reversibil intern, iar transferul termic la limita sistemului este uniform se obține:

$$m_{4/1} (s_1 - s_4) = \left(\frac{Q_{4-1}}{T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}. \quad (2.285)$$

Prin urmare, pentru călduri specifice variabile (se poate utiliza oricare din aceste ecuații):

$$s_1(T_1, v_1) - s_4(T_4, v_4) = \int_{T_4}^{T_1} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_1}{v_4} = \left(\frac{Q_{4-1}}{m_{4/1} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}, \quad (2.286)$$

$$s_1(T_1, p_1) - s_4(T_4, p_4) = \int_{T_4}^{T_1} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_1}{p_4} = \left(\frac{Q_{4-1}}{m_{4/1} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}. \quad (2.287)$$

Dacă căldurile specifice sunt constante, se obțin următoarele relații simplificate:

$$s_1(T_1, v_1) - s_4(T_4, v_4) = c_v \ln \frac{T_1}{T_4} + R \ln \frac{v_1}{v_4} = \left(\frac{Q_{4-1}}{m_{4/1} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}, \quad (2.288)$$

$$s_1(T_1, p_1) - s_4(T_4, p_4) = c_p \ln \frac{T_1}{T_4} - R \ln \frac{p_1}{p_4} = \left(\frac{Q_{4-1}}{m_{4/1} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}. \quad (2.289)$$

Notă

T_{sursă} reprezintă temperatura „medie” din timpul aportului de căldură. Pentru ca generarea de entropie să fie nulă, această temperatură trebuie să aibă o valoare cuprinsă între temperaturile celor două stări. Dacă se cunoaște temperatura sursei se poate calcula generarea de entropie datorită ireversibilităților externe.

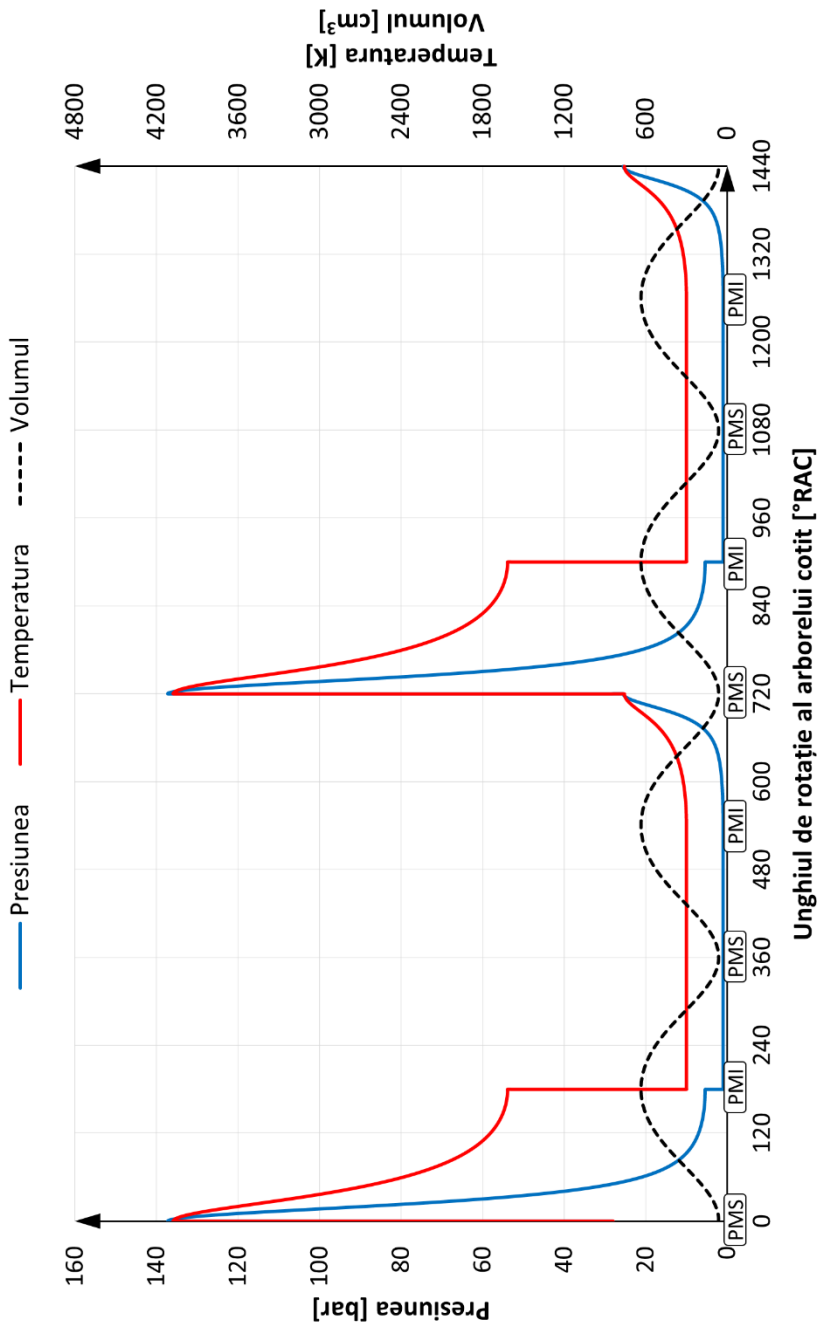
Ciclul complet în coordonate p - φ este reprezentat în figura 2.39. Suplimentar față de evoluția presiunii, în această figură sunt prezentat evoluțiile temperaturii din cilindru, respectiv a volumului. Se menționează că, pentru realizarea acestei figuri s-a luat în considerare un schimb de gaze pentru care presiunea de admisie și presiunea de evacuare sunt egale, astfel încât efectul acestui proces să fie nul.

Analiza utilizând gazul ideal

Tratarea agentului de lucru din motoarele cu ardere internă ca și gaz ideal ($Z = 1$) permite determinarea/completarea parametrilor din stările termodinamice ale ciclului prin utilizarea ecuației termice de stare.

Ecuația de stare a gazului ideal

$$\begin{aligned} p v &= R T \\ p V &= m R T \\ v &= \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho} \end{aligned}$$

Fig. 2.39 Diagrama $p-\varphi$ a ciclului Otto

Randamentul indicat al ciclului Otto

Știind că randamentul termic al unui ciclu motor reprezintă raportul dintre lucrul mecanic net produs (lucrul mecanic al ciclului fără schimb de gaze - W_{ig}) și cantitatea totală de căldură consumată (căldura introdusă în cilindru - $\sum Q_{in}$) se poate scrie:

$$\eta_{ig} = \frac{W_{ig}}{\sum Q_{in}} = \frac{-W_{1-2s} + W_{3-4s}}{Q_{2s-3}} = \frac{Q_{2s-3} - Q_{4s-1}}{Q_{2s-3}} = 1 - \frac{Q_{4s-1}}{Q_{2s-3}}. \quad (2.290)$$

Dacă se consideră că cele două călduri specifice sunt constante, se poate scrie:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{Q_{4s-1}}{Q_{2s-3}} = 1 - \frac{m_{4s/1} c_v (T_{4s} - T_1)}{m_{2s/3} c_v (T_3 - T_{2s})} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_{4s}}{T_1} - 1 \right)}{T_{2s} \left(\frac{T_3}{T_{2s}} - 1 \right)}. \quad (2.291)$$

Deoarece comprimarea și destinderea sunt izentropice, pe baza relațiilor 2.249 și 2.276 se poate scrie:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = r_c^{k-1} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^{k-1} = \frac{T_3}{T_{4s}}, \quad (2.292)$$

respectiv

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \frac{T_3}{T_{4s}}. \quad (2.293)$$

Înlocuind în relația 2.291, randamentul ciclului Otto va fi:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{T_1}{T_{2s}} = 1 - r_c^{1-k} = 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}}. \quad (2.294)$$

Prin comparație, randamentul Carnot (care depinde doar de temperatura sursei reci - T_C și temperatura sursei calde - T_H) al ciclului Otto este:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{T_C}{T_H} = 1 - \frac{T_1}{T_3}. \quad (2.295)$$

În continuare, într-o primă etapă, este prezentat modul de determinare a presiunii medii indicate și puterii indicate a ciclului fără schimb de gaze. Deoarece nu se ia în calcul și efectul schimbului de gaze (lucrul mecanic de pompaj) se obțin mărimile brute (indicate prin indicele g). În ultima parte a acestui capitol sunt scrise și mărimile nete (indicate prin indicele n), care țin cont de efectul schimbului de gaze.

Presiunea medie indicată

Știind că presiunea medie indicată poate fi definită ca raportul dintre lucrul mecanic al ciclului (W_{ig}) și cilindrarea unitară (V_d) se poate scrie:

$$IMEP_g = \frac{W_{ig}}{V_d} . \quad (2.296)$$

Lucrul mecanic al ciclului poate fi scris în funcție de randamentul indicat și cantitatea de căldură introdusă în cilindru astfel:

$$W_{ig} = \eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV . \quad (2.297)$$

Înlocuind în relația 2.296, rezultă:

$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{V_d} . \quad (2.298)$$

Dacă se ține legătura dintre masa de combustibil (m_f) și masa de aer necesară sau introdusă în procesul de ardere (m_a)

$$m_a = m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s , \quad (2.299)$$

respectiv se definește masa de aer în funcție de coeficientul de umplere și condițiile de stare din admisie:

$$m_a = \eta_{vol} \cdot \rho_{in} \cdot V_d , \quad (2.300)$$

atunci, presiunea medie indicată va fi:

$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_{in} \cdot V_d \cdot \frac{LHV}{\lambda \cdot AFR_s}}{V_d} = \eta_{ig} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_{in} \cdot \frac{LHV}{\lambda \cdot AFR_s} \quad (2.301)$$

Alternativ, presiunea medie indicată poate fi scrisă și în funcție de raportul de comprimare. În acest scop, se pornește de la ecuația 2.298:

$$\begin{aligned} IMEP_g &= \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{V_d + V_c} \frac{V_d + V_c}{V_d} = \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{V_d + V_c} \frac{r_c}{r_c - 1} = \\ &= \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{V_1} \frac{r_c}{r_c - 1} = \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{m_1 \cdot v_1} \frac{r_c}{r_c - 1} \end{aligned} \quad (2.302)$$

Notând

$$q_{in}^* = \frac{m_f \cdot LHV}{m_1} \quad , \quad (2.303)$$

în care q_{in}^* reprezintă căldura introdusă specifică (raportată la masa din cilindru la sfârșitul procesului de admisie), ecuația 2.302 devine:

$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot q_{in}^*}{v_1} \frac{r_c}{r_c - 1} \quad (2.304)$$

Pentru a elimina efectele supraalimentării și pentru a caracteriza lucrul mecanic al buclei de înaltă presiune, presiunea medie indicată poate fi raportată la presiunea din cilindru la sfârșitul procesului de admisie (p_1):

$$\begin{aligned} \frac{IMEP_g}{p_1} &= \frac{q_{in}^*}{p_1 v_1} \frac{r_c}{r_c - 1} \eta_{ig} = \frac{q_{in}^*}{RT_1} \frac{r_c}{r_c - 1} \eta_{ig} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{c_v}{R} \frac{r_c}{r_c - 1} \eta_{ig} = \\ &= \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k - 1} \frac{r_c}{r_c - 1} \eta_{ig} \end{aligned} \quad (2.305)$$

O altă posibilitate este raportarea presiunii medii indicate la presiunea maximă din cilindru (p_3) pentru a obține o putere specifică, respectiv pentru a putea indica puterea obținută în funcție de presiunea maximă din cilindru. Știind că p_3 este:

$$p_3 = \frac{p_1 r_c^k T_3}{T_2} = \frac{p_1 r_c^k \left(\frac{q_{in}^*}{c_v} + T_2 \right)}{T_2} = \frac{p_1 r_c^k \left(\frac{q_{in}^*}{c_v} + T_1 r_c^{k-1} \right)}{T_2 r_c^{k-1}}, \quad (2.306)$$

raportul de creștere al presiunii (p_3/p_1) va fi:

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} r_c + r_c^k. \quad (2.307)$$

Ca urmare, raportul $IMEP_g/p_3$ se poate scrie astfel:

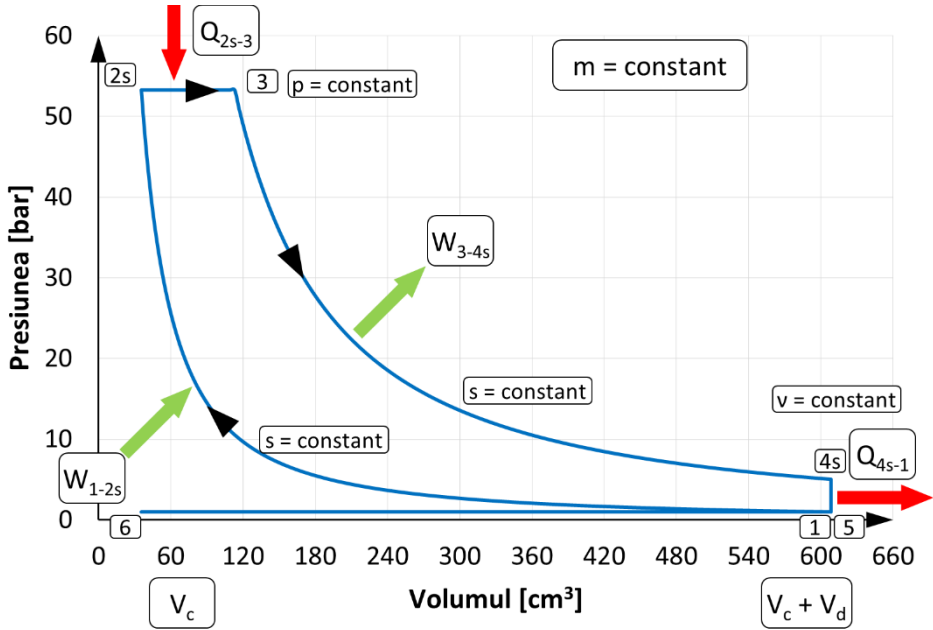
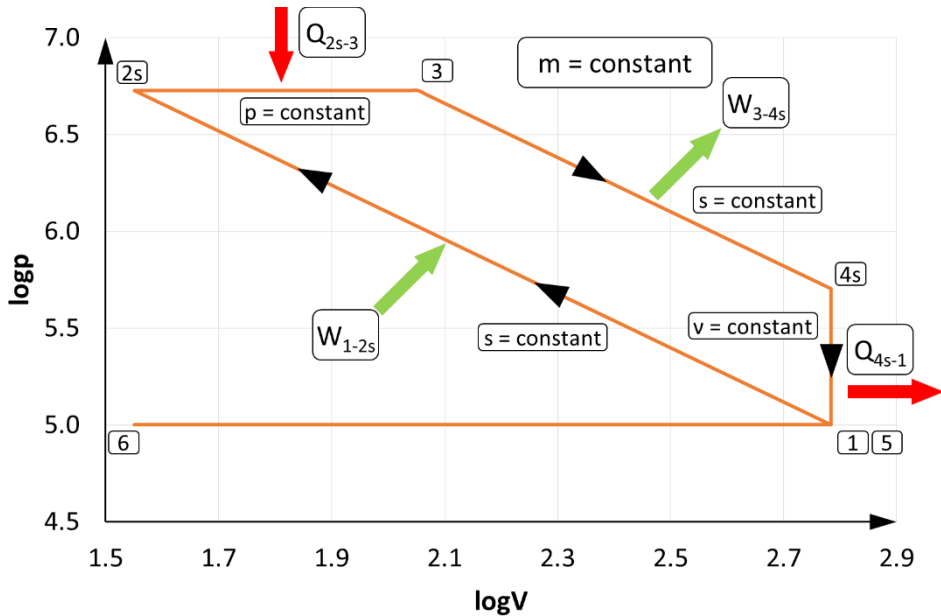
$$\frac{IMEP_g}{p_3} = \frac{IMEP_g}{p_1} \frac{p_1}{p_3} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k-1} \frac{r_c}{r_c-1} \frac{1}{\frac{q_{in}^*}{c_v T_1} r_c + r_c^k} \eta_{ig}. \quad (2.308)$$

2.4.2. Ciclul Diesel (ardere la presiune constantă)

Ciclul Diesel sau cu ardere la presiune constantă reprezintă ciclul idealizat al unui motor cu ardere internă în care, arderea are loc în timpul cursei de destindere în așa fel încât, chiar dacă volum crește, presiunea din cilindru rămâne constantă. Ciclul Diesel este adesea asociat motoarelor cu aprindere prin comprimare lente. Dacă nu se considera schimbul de gaze, ciclul Diesel se compune din patru procese de bază:

- ▶ comprimare izentropică,
- ▶ aport de căldură la presiune constantă,
- ▶ destindere izentropică,
- ▶ cedare de căldură la volum constant.

Diagramele $p-V$, $\log p - \log V$, $T-s$ și $p-\phi$ corespunzătoare ciclului Diesel sunt prezentate în figurile 2.40–2.42 și 2.44. În aceste figuri, simplificarea conform căreia masa este constantă se aplică doar pentru bucla 1–2s–3–4s–1. În acest scop, procesul de evacuare este înlocuit de o cedare izocoră de căldură, respectiv 4s–1. Punctele 5 și 6, corespunzătoare proceselor de admisie și evacuare sunt prezentate doar pentru a pune în evidență cum s-ar desfășura acest proces dacă ar avea loc și schimbul de gaze.

Fig. 2.40 Diagrama p - V a ciclului DieselFig. 2.41 Diagrama $\log p$ - $\log V$ a ciclului Diesel

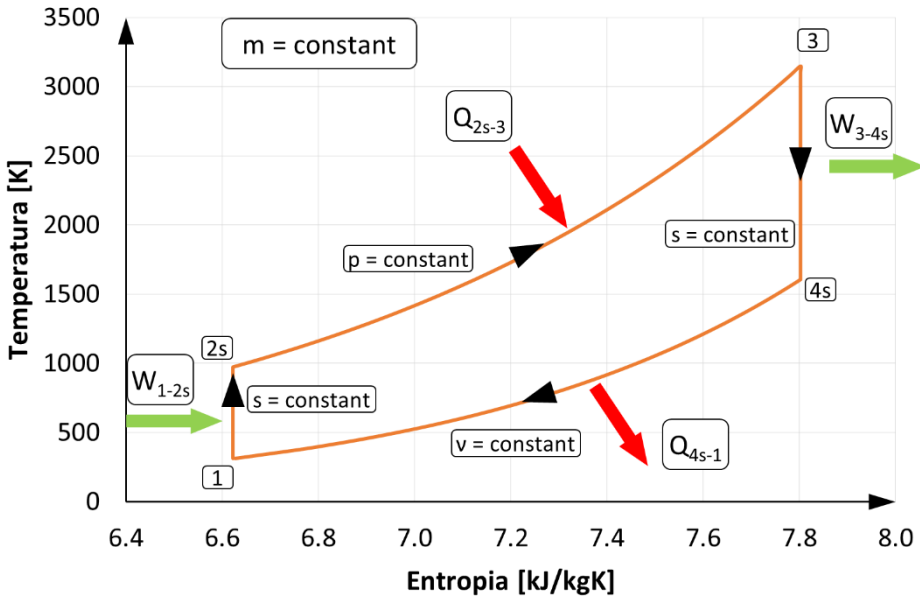


Fig. 2.42 Diagrama T-s a ciclului Diesel

Pentru ciclul cu ardere izobară se definesc următoarele mărimi geometrice (fig. 2.43):

- ▶ raportul de comprimare

$$r_c = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_4}{V_2}, \quad (2.309)$$

- ▶ raportul de destindere prealabilă

$$r_0 = \frac{V_3}{V_2}, \quad (2.310)$$

- ▶ raportul de destindere

$$r_e = \frac{r_c}{r_0} = \frac{V_4}{V_3}. \quad (2.311)$$

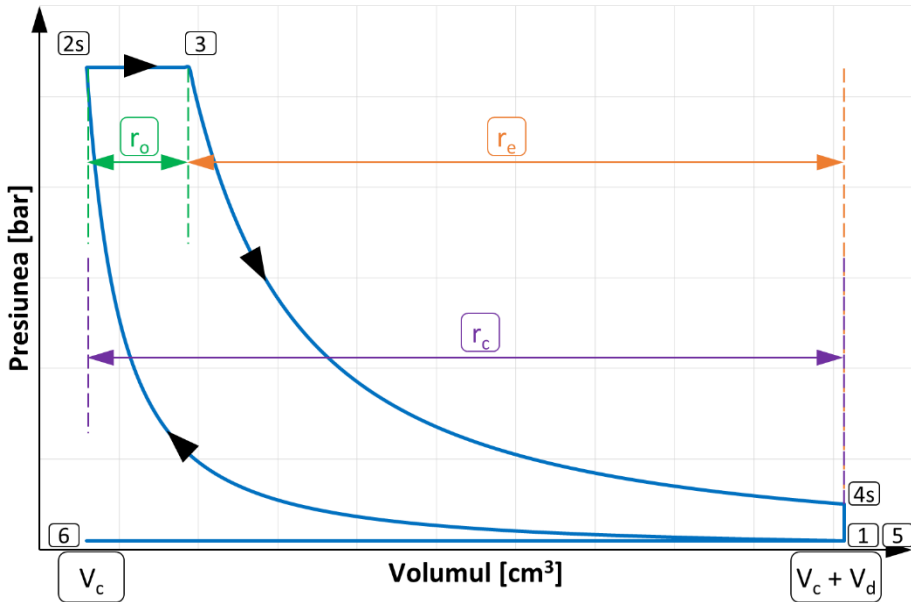


Fig. 2.43 Mărimi geometrice utilizate pentru calculul ciclului Diesel

1-2 Comprimare izentropică

Analog procesului de comprimare al ciclului cu ardere la volum constant.

2-3 Introducere izobară de căldură (aport izobar de căldură)

Caracteristici

Sistem închis

- fără schimb de masă
- fără KE/PE
- proprietăți uniform distribuite
- flux termic uniform

Proces izobar

- presiune constantă

Masă

Deoarece masa nu poate intra sau ieși din sistem, rezultă că:

$$m_3 = m_2 = m_{2/3} \cdot \quad (2.312)$$

Ținând cont de simplificările introduse este prezentat în continuare bilanțul energetic și entropic al procesului.

Energie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE , proprietăți uniform distribuite), bilanțul energetic se reduce la:

$$U_3 - U_2 = Q_{2-3} - W_{2-3} . \quad (2.313)$$

Dacă se include și conservarea masei

$$m_{2/3}(u_3 - u_2) = Q_{2-3} - W_{2-3} . \quad (2.314)$$

Deoarece procesul are loc la presiune constantă, lucrul mecanic W_{2-3} este:

$$W_{2-3} = \int_2^3 p dV = p_{2/3}(V_3 - V_2) . \quad (2.315)$$

Prin urmare, căldura primită la presiune constantă este:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(u_3 - u_2) + m_{2/3}(p_3v_3 - p_2v_2) . \quad (2.316)$$

Știind că entalpia este $h = u + pv$ se obține:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(h_3 - h_2) . \quad (2.317)$$

Pentru călduri specifice variabile, ecuația 2.317 devine:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(h_3 - h_2) = m_{2/3} \int_{T_2}^{T_3} c_p(T) dT , \quad (2.318)$$

„+” – căldura este primită de sistem/introdusă în sistem.

În schimb, dacă se consideră călduri specifice constante:

$$Q_{2-3} = m_{2/3}(h_3 - h_2) = m_{2/3}c_p(T_3 - T_2) . \quad (2.319)$$

Aport de căldură

Aportul de energie rezultat în urma procesului de ardere (Q_{in}) este considerat ca fiind o funcție de masa de combustibil (m_f) și puterea calorică inferioară (LHV):

$$Q_{in} = m_f LHV$$

De reținut faptul că această căldură nu este obligatoriu egală cu Q_{2-3} , deoarece Q_{2-3} reprezintă aportul net de căldură, respectiv suma dintre căldura primită (Q_{in}) și căldura pierdută prin transfer termic (Q_{ht}) (datorită convecției din cilindru și a frecărilor):

$$Q_{2-3} = Q_{in} + Q_{ht}$$

În cazul de față se consideră $Q_{2-3} = m_f LHV$.

Entropie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem închis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite, flux termic uniform), bilanțul entropiei se reduce la:

$$S_3 - S_2 = \int_2^3 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{2-3} \cdot \quad (2.320)$$

Luând în considerare și conservarea masei

$$m_{2/3} (s_3 - s_2) = \int_2^3 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_b + \sigma_{2-3} \cdot \quad (2.321)$$

Deoarece procesul este reversibil intern, iar transferul termic la limita sistemului este uniform, se obține:

$$m_{2/3} (s_3 - s_2) = \left(\frac{Q_{2-3}}{T_{sursă}} \right)_{\substack{\text{reversibil} \\ \text{intern}}} \cdot \quad (2.322)$$

Prin urmare, pentru călduri specifice variabile (se poate utiliza oricare din aceste ecuații):

$$s_3(T_3, v_3) - s_2(T_2, v_2) = \int_{T_2}^{T_3} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_3}{v_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}, \quad (2.323)$$

$$s_3(T_3, p_3) - s_2(T_2, p_2) = \int_{T_2}^{T_3} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}. \quad (2.324)$$

Relațiile se simplifică dacă se consideră călduri specifice constante (se poate utiliza oricare dintre aceste ecuații):

$$s_3(T_3, v_3) - s_2(T_2, v_2) = c_v \ln \frac{T_3}{T_2} + R \ln \frac{v_3}{v_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}, \quad (2.325)$$

$$s_3(T_3, p_3) - s_2(T_2, p_2) = c_p \ln \frac{T_3}{T_2} - R \ln \frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{Q_{2-3}}{m_{2/3} T_{sursă}} \right)_{\text{reversibil intern}}. \quad (2.326)$$

Notă

T_{sursă} reprezintă temperatura „medie” din timpul aportului de căldură. Pentru ca generarea de entropie să fie nulă, această temperatură trebuie să aibă o valoare cuprinsă între temperaturile celor două stări. Dacă se cunoaște temperatura sursei se poate calcula generarea de entropie datorită ireversibilităților externe.

3-4 Destindere izentropică

Procesul de destindere se tratează analog procesului de destindere al ciclului cu ardere la volum constant:

$$\frac{T_{4s}}{T_3} = \left(\frac{p_{4s}}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_3}{v_{4s}} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = \frac{1}{r_e^{k-1}}, \quad (2.327)$$

unde r_e este raportul efectiv de destindere. Se poate utiliza și volumul total deoarece este vorba despre un sistem închis:

$$r_e = \frac{r_c}{r_0} = \frac{V_4}{V_3} . \quad (2.328)$$

4-1 Cedare izocoră de căldură

Procesul de destindere se tratează analog procesului de cedare de căldură la volum constant al ciclului cu ardere la volum constant.

Randamentul indicat al ciclului Diesel

Pentru determinarea randamentului ciclului Diesel se procedează analog ciclului Otto, însă se ține cont de faptul că aportul de căldură are loc la presiune constantă. În acest scop, pentru randamentul indicat al ciclului Diesel se poate scrie:

$$\eta_{ig} = \frac{W_{ig}}{\sum Q_{in}} = \frac{-W_{1-2s} + W_{2s-3} + W_{3-4s}}{Q_{2s-3}} = \frac{Q_{2s-3} - Q_{4s-1}}{Q_{2s-3}} = 1 - \frac{Q_{4s-1}}{Q_{2s-3}} . \quad (2.329)$$

Dacă se consideră că cele două călduri specifice sunt constante, se poate scrie:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{Q_{4s-1}}{Q_{2s-3}} = 1 - \frac{m_{4s/1} c_v (T_{4s} - T_1)}{m_{2s/3} c_p (T_3 - T_{2s})} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_{4s}}{T_1} - 1 \right)}{k \cdot T_{2s} \left(\frac{T_3}{T_{2s}} - 1 \right)} . \quad (2.330)$$

Deoarece comprimarea este izentropică, se poate scrie:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = r_c^{k-1} . \quad (2.331)$$

Destinderea începe doar după finalizarea procesului de ardere, astfel că:

$$\frac{T_{4s}}{T_3} = \frac{1}{r_e^{k-1}} = \left(\frac{r_0}{r_c} \right)^{k-1} , \quad (2.332)$$

unde:

$$r_0 = \frac{T_3}{T_{2s}} = \frac{V_3}{V_2} . \quad (2.333)$$

Din relațiile 2.331 și 2.332 rezultă

$$\frac{T_{4s}}{T_1} = \frac{T_{4s}}{T_3} \frac{T_3}{T_{2s}} \frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{r_0}{r_c} \right)^{k-1} \cdot r_0 \cdot r_c^{k-1} = r_0^k . \quad (2.334)$$

Înlocuind în relația 2.330, randamentul ciclului Diesel va fi:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}} \frac{(r_0^k - 1)}{k(r_0 - 1)} . \quad (2.335)$$

Pentru r_0 se poate scrie:

$$r_0 = 1 + \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k \cdot r_c^{k-1}} . \quad (2.336)$$

Presiunea medie indicată

Presiunea medie indicată se determină analog ciclului Otto, ca raportul dintre lucrul mecanic al ciclului (W_{ig}) și cilindrarea unitară (V_d):

$$IMEP_g = \frac{W_{ig}}{V_d} , \quad (2.337)$$

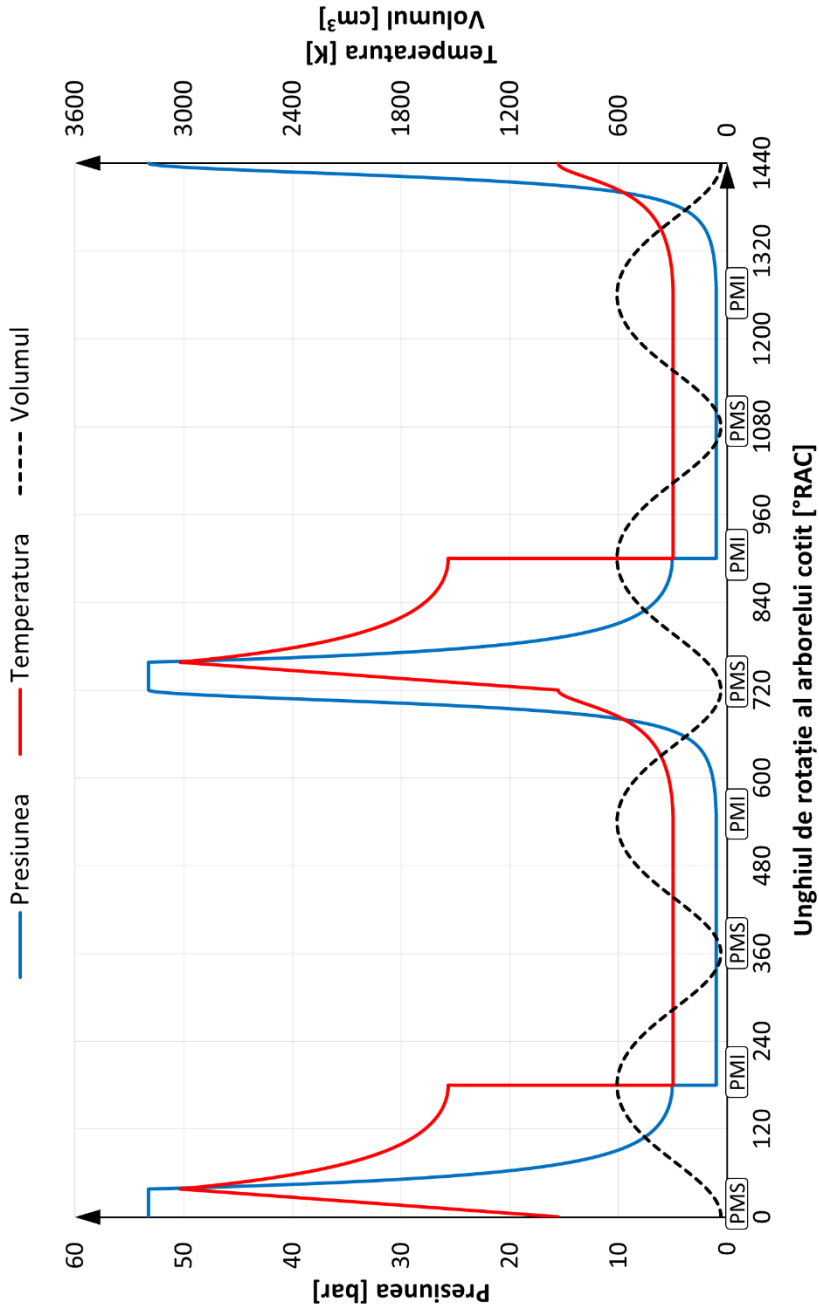
respectiv

$$IMEP_g = \eta_{ig} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_m \cdot \frac{LHV}{\lambda \cdot AFR_s} , \quad (2.338)$$

sau

$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{m_1 \cdot v_1} \frac{r_c}{r_c - 1} , \quad (2.339)$$

$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot q_{in}^*}{v_1} \frac{r_c}{r_c - 1} . \quad (2.340)$$

Fig. 2.44 Diagrama $p-\varphi$ a ciclului Diesel

Pentru a elimina efectele supraalimentării și pentru a caracteriza lucrul mecanic al buclei de înaltă presiune, presiunea medie indicată poate fi raportată la presiunea din cilindru la sfârșitul procesului de admisie (p_1):

$$\frac{IMEP_g}{p_1} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k-1} \frac{r_c}{r_c-1} \eta_{ig} \cdot \quad (2.341)$$

O altă posibilitate este raportarea presiunii medii indicate la presiunea maximă din cilindru ($p_3 = p_{2s}$) pentru a obține o putere specifică, respectiv pentru a putea indica puterea obținută în funcție de presiunea maximă din cilindru:

$$\frac{IMEP_g}{p_3} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k-1} \frac{1}{r_c-1} \frac{1}{r_c^{k-1}} \eta_{ig} \cdot \quad (2.342)$$

2.4.3. Ciclul Seiliger (cu ardere mixtă/cu presiune limitată)

Ciclul Seiliger, numit și ciclul cu ardere mixtă sau ciclul cu presiune limitată (mai precis presiune maximă limitată) este util pentru modelarea proceselor în care arderea este mai lentă decât cea corespunzătoare ciclului cu ardere la volum constant (Otto), însă mai rapidă decât arderea corespunzătoare ciclului cu ardere la presiune constantă (Diesel). Un astfel de exemplu, sunt motoarele Diesel moderne semirapide. Divizarea aportului de căldură în două procese reprezintă o metodă de aproximare a situației reale, în care, inginerul proiectant poate alege combustibilul, sistemul de injecție și geometria camerei de ardere astfel încât să limiteze presiunea maximă a ciclului (presiune limitată).

Diagramele $p-V$, $\log p-\log V$, $T-s$ și $p-\phi$ corespunzătoare ciclului Seiliger sunt prezentate în figurile 2.45–2.47 și 2.49. În aceste figuri, simplificarea conform căreia masa este constantă se aplică doar pentru bucla 1–2s–3–4–5s–1. În acest scop, procesul de evacuare liberă este înlocuit de o cedare izocoră de căldură, respectiv 5s–1. Punctele 6 și 7, corespunzătoare proceselor de admisie și evacuare sunt prezentate doar pentru a pune în evidență cum s-ar desfășura acest proces dacă ar avea loc și schimbul de gaze.

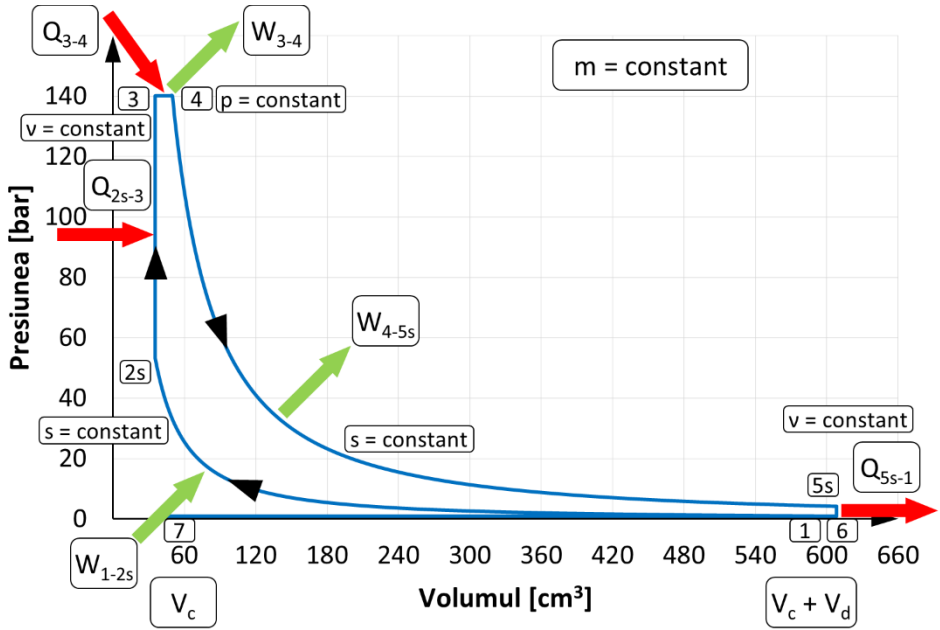


Fig. 2.45 Diagrama p-V a ciclului Seiliger

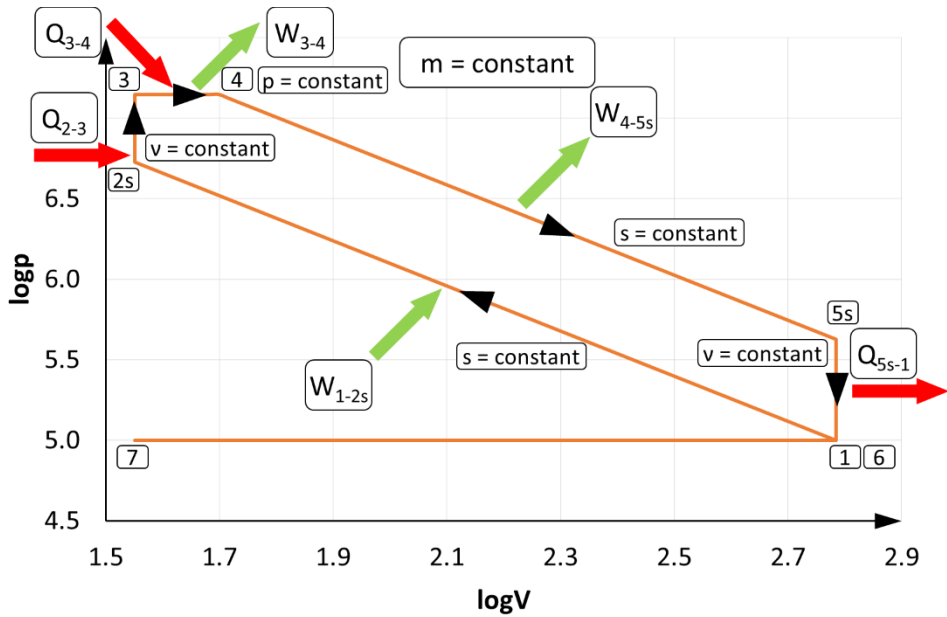


Fig. 2.46 Diagrama logp-logV a ciclului Seiliger

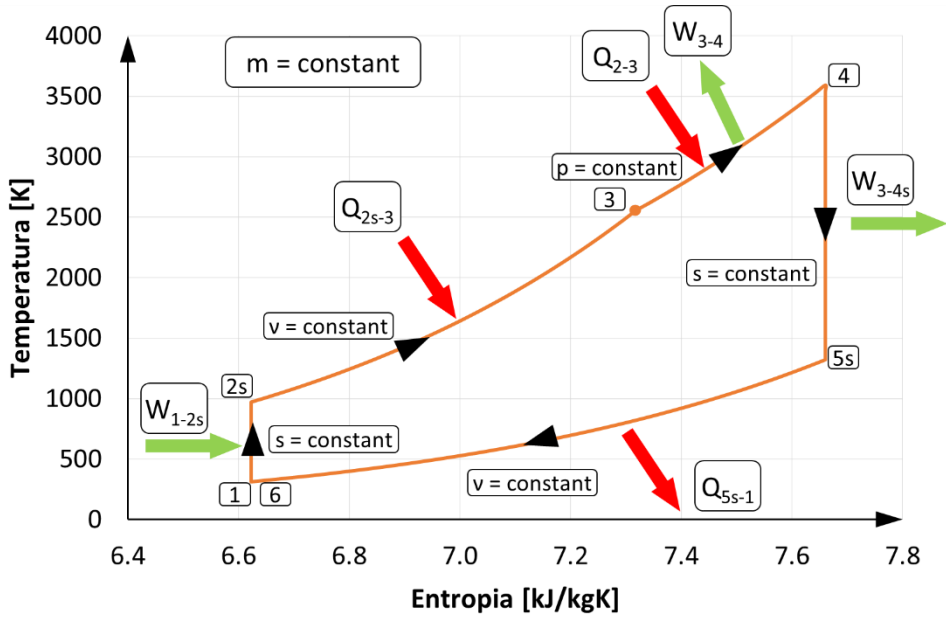


Fig. 2.47 Diagrama T-s a ciclului Seiliger

Pentru ciclul cu ardere izobară se definesc următoarele mărimi geometrice (fig. 2. 48):

- ▶ raportul de comprimare

$$r_c = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_4}{V_2} , \quad (2.343)$$

- ▶ raportul de destindere prealabilă

$$r_0 = \frac{V_3}{V_2} , \quad (2.344)$$

- ▶ raportul de destindere

$$r_e = \frac{r_c}{r_0} = \frac{V_4}{V_3} , \quad (2.345)$$

- ▶ raportul de creștere a presiunii

$$\alpha = \frac{p_3}{p_{2s}} = \frac{p_4}{p_{2s}} \quad (2.346)$$

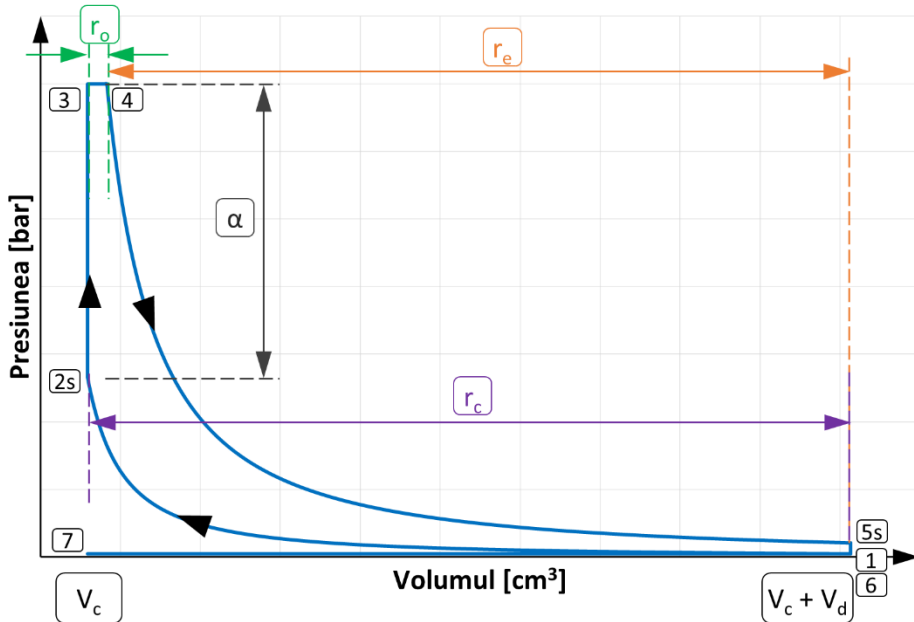


Fig. 2.48 Mărimi geometrice utilizate pentru calculul ciclului Seiliger

1-2 Comprimare izentropică

Analog procesului de comprimare al ciclului cu ardere la volum constant.

2-3 Introducere izocoră de căldură

Analog procesului de ardere la volum constant.

3-4 Introducere izobară de căldură

Analog procesului de ardere la presiune constantă.

Căldura primită

În cazul ciclului Seiliger (cu ardere mixtă) căldura este primită de sistem pe parcursul a două procese: un proces la volum constant și un proces la presiune constantă.

4-5 Destindere izentropică

Analog procesului de destindere al ciclului cu ardere la presiune constantă.

5-1 Cedare izocoră de căldură

Analog procesului de cedare de căldură la volum constant al ciclului cu ardere la volum constant.

Randamentul indicat al ciclului Seiliger

Pentru determinarea randamentului ciclului Seiliger se procedează analog ciclului Otto, însă se ține cont de faptul că aportul de căldură are loc și la presiune constantă. În acest scop, pentru randamentul indicat al ciclului Seiliger se poate scrie:

$$\eta_{ig} = \frac{W_{ig}}{\sum Q_{in}} = \frac{-W_{1-2s} + W_{2s-3} + W_{3-4} + W_{4-5s}}{Q_{2s-3} + Q_{3-4}} = 1 - \frac{Q_{5s-1}}{Q_{2s-3} + Q_{3-4}} \quad (2.347)$$

Dacă se consideră că cele două călduri specifice sunt constante, se poate scrie:

$$\begin{aligned} \eta_{ig} &= 1 - \frac{Q_{5s-1}}{Q_{2s-3} + Q_{3-4}} = 1 - \frac{m_{5s/1} c_v (T_{5s} - T_1)}{m_{2s/3} c_v (T_3 - T_{2s}) + m_{3/4} c_p (T_4 - T_3)} = \\ &= 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}} \frac{\alpha \cdot r_0^k - 1}{(\alpha - 1) + k \cdot \alpha \cdot (r_0 - 1)} \end{aligned} \quad (2.348)$$

Dacă în ecuația 2.348 $\alpha = 1$, atunci se obține randamentul ciclului Diesel. În schimb, dacă $r_0 = 1$, atunci se obține randamentul ciclului Otto.

Pentru r_0 se poate scrie:

$$r_0 = \frac{\frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{r_c^{k-1}} + 1 + (k-1)\alpha}{k \cdot \alpha} \quad (2.349)$$

Presiunea medie indicată

Presiunea medie indicată ($IMEP$) a ciclului Seiliger se determină analog ciclurilor Otto și Diesel:

$$IMEP_g = \frac{W_{ig}}{V_d}, \quad (2.350)$$

respectiv

$$IMEP_g = \eta_{ig} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_{in} \cdot \frac{LHV}{\lambda \cdot AFR_s}, \quad (2.351)$$

sau

$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot m_f \cdot LHV}{m_1 \cdot v_1} \frac{r_c}{r_c - 1}, \quad (2.352)$$

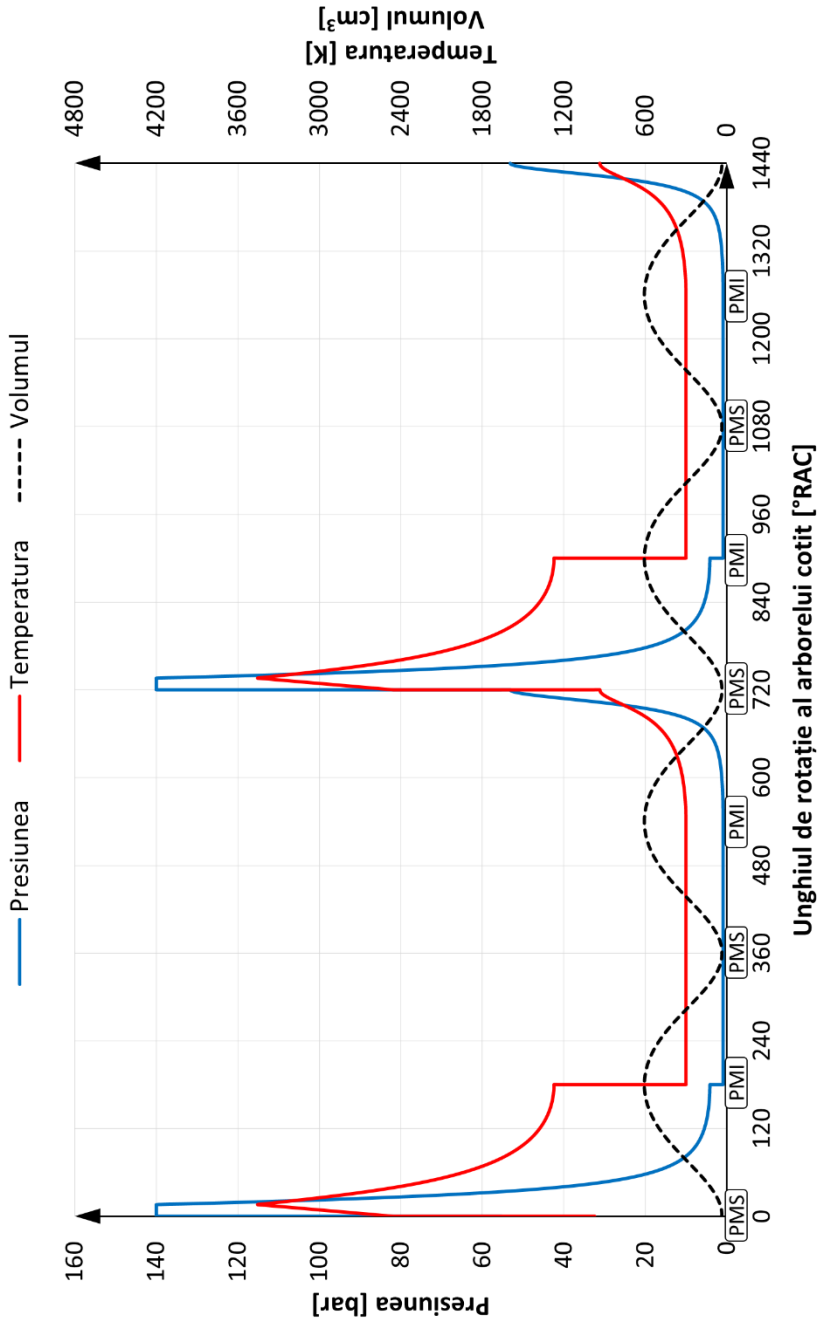
$$IMEP_g = \frac{\eta_{ig} \cdot q_{in}^*}{v_1} \frac{r_c}{r_c - 1}. \quad (2.353)$$

Pentru a elimina efectele supraalimentării și pentru a caracteriza lucrul mecanic al buclei de înaltă presiune, presiunea medie indicată poate fi raportată la presiunea din cilindru la sfârșitul procesului de admisie (p_1):

$$\frac{IMEP_g}{p_1} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k-1} \frac{r_c}{r_c - 1} \eta_{ig}. \quad (2.354)$$

O altă posibilitate este raportarea presiunii medii indicate la presiunea maximă din cilindru ($p_3 = p_{2s}$) pentru a obține o putere specifică, respectiv pentru a putea indica puterea obținută în funcție de presiunea maximă din cilindru:

$$\frac{IMEP_g}{p_3} = \frac{q_{in}^*}{c_v T_1} \frac{1}{k-1} \frac{r_c}{r_c - 1} \frac{1}{\alpha \cdot r_c^k} \eta_{ig}. \quad (2.355)$$

Fig. 2.49 Diagrama $p-\varphi$ a ciclului Seiliger

2.4.4. Ciclul Atkinson (comprimare parțială și destindere prelungită)

Ciclul Atkinson a fost conceput astfel încât destinderea să aibă loc până la aproximativ valoarea presiunii atmosferice. În acest scop, inginerul englez James Atkinson [6], a patentat un motor a cărui cursă de destindere era mai lungă decât cursa de comprimare (de 1,78 ori). Ca urmare, și în cazul curselor de admisie și de evacuare pistonul va parcurge distanțe diferite. Pentru a exemplifica acest ciclu, în cazul de față s-a optat pentru un raport al curselor de destindere și comprimare de $r_e/r_c = 2$ (fig. 2.50). În comparație cu ciclul Otto, ciclul Atkinson poate furniza eficiențe superioare, însă, datorită mecanismului motor complicat necesar pentru realizarea acestuia, respectiv a pierderilor suplimentare prin frecare, acest ciclu nu a fost implementat la scară largă.

Observație

Datorită faptului că cele două curse diferă, cedarea de căldură a ciclului teoretic Atkinson are două componente, respectiv:

$$Q_{out} = Q_{4s-5} + Q_{5-1} = mc_v(T_{4s} - T_5) + mc_p(T_5 - T_1).$$

Ca o consecință, dacă se notează $\beta = r_e/r_c$ randamentul acestui ciclu va fi:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{1}{\beta r_c^{k-1}} - \frac{\beta^{1-k} - \beta(1-k) - k}{k-1} \cdot \frac{p_1 V_1}{Q_{in}}.$$

Raportând presiunea medie efectivă la presiunea în punctul 1, se obține:

$$\frac{IMEP_g}{p_1} = \frac{Q_{in}}{p_1 V_1} \frac{r_c}{\beta r_c - 1} \eta_{ig}.$$

Diagramele $p-V$, $\log p - \log V$ și $p-\varphi$ corespunzătoare ciclului Atkinson sunt prezentate în figurile 2.51, 2.52, 2.53 și 2.54.

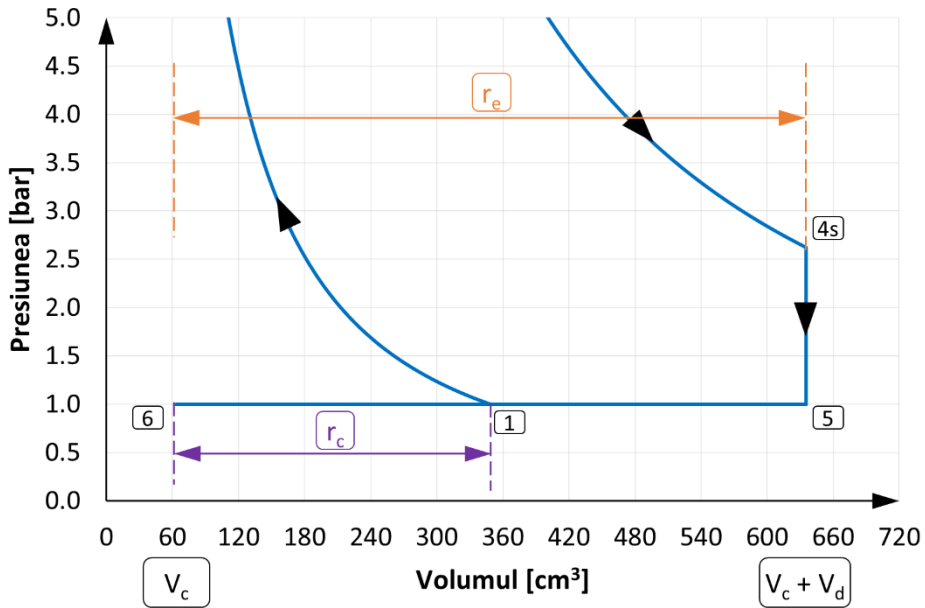


Fig. 2.50 Mărimi geometrice utilizate pentru calculul ciclului Atkinson

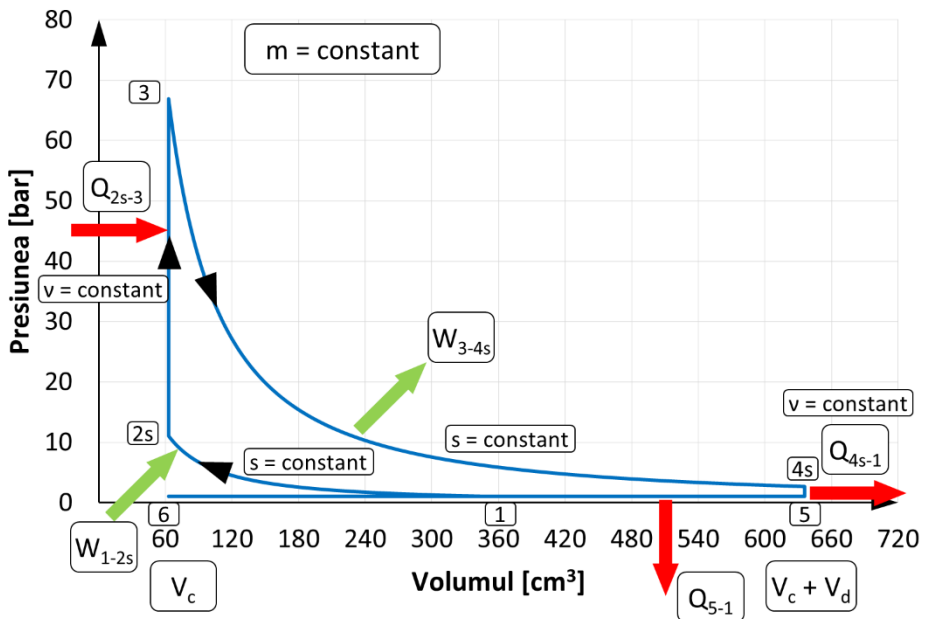


Fig. 2.51 Diagrama p-V a ciclului Atkinson

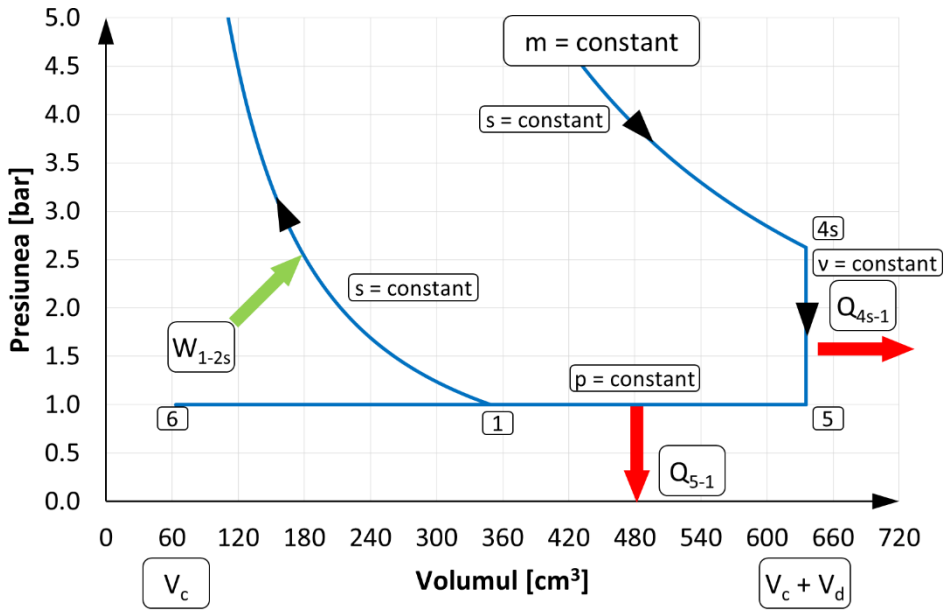


Fig. 2.52 Diagrama p-V a ciclului Atkinson - detaliu

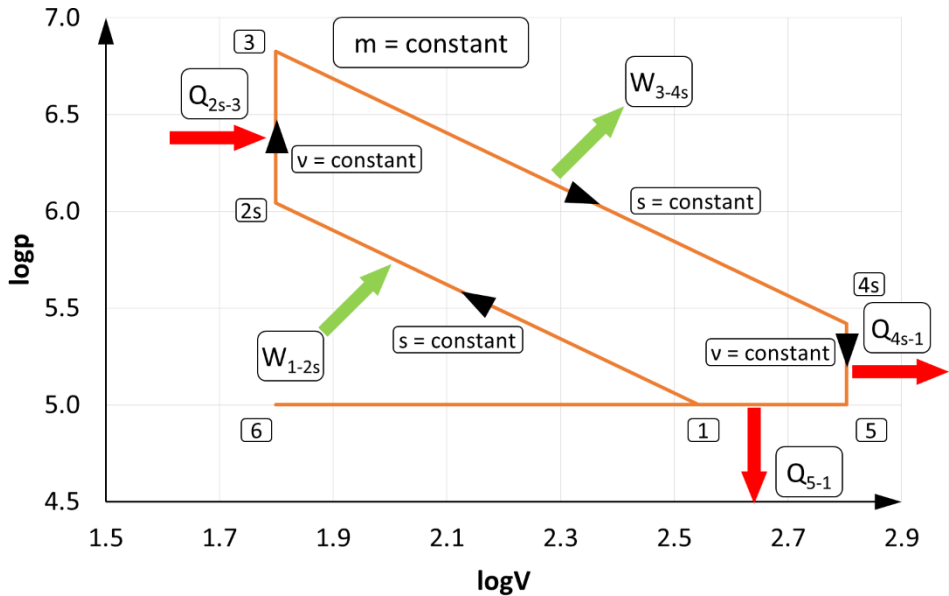
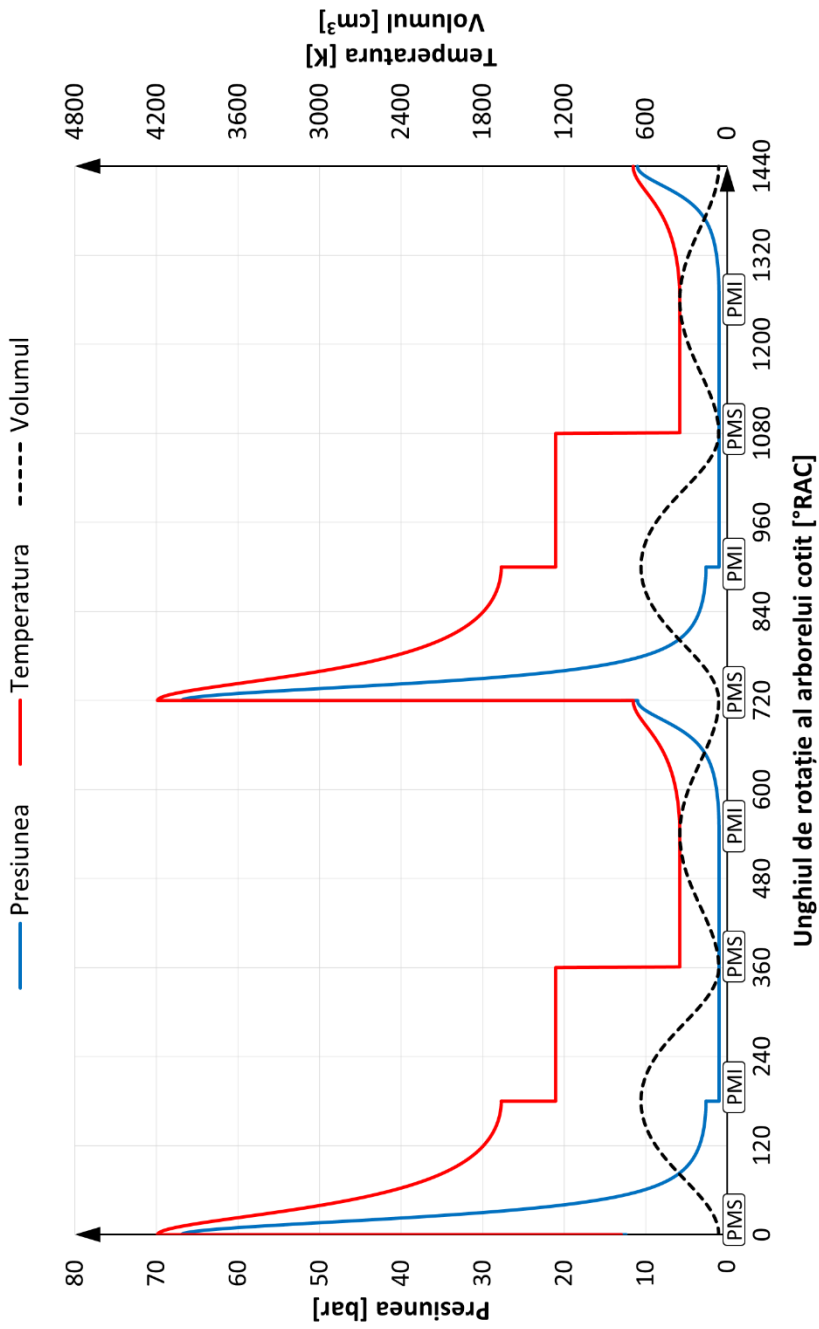


Fig. 2.53 Diagrama logp-logV a ciclului Atkinson

Fig. 2.54 Diagrama $p-\varphi$ a ciclului Atkinson

2.4.5. Ciclul Miller (comprimare parțială și destindere prelungită)

Ciclul Miller [41], patentat de Ralph Miller în anul 1957 prezintă numeroase similități cu ciclul Atkinson. La fel ca în cazul ciclului Atkinson, ciclul Miller a fost conceput pentru a crește eficiența motoarelor cu ardere internă și urmărește obținerea unui raport de destindere mai mare decât raportul de comprimare. Acest lucru se obține însă prin controlul momentului de închidere al supapei de admisie (ÎSA/IVC). Mai precis, cursele geometrice de destindere și comprimare sunt egale, însă datorită unei închideri avansate/întârziată a supapei de admisie raportul efectiv de comprimare se reduce în comparație cu raportul efectiv de destindere. Pentru a exemplifica acest ciclu, în cazul de față s-a optat pentru o închidere cu avans a supapelor de admisie (în punctul 7), ceea ce duce la o scădere a presiunii (destindere izentropică) pe cursa de admisie până în punctul 8 (fig. 2.55). Deoarece procesul de comprimare se consideră a fi izentropic, din punctul 8 se revine în punctul 1 fără pierderi. Procesul efectiv de comprimare începe doar în punctul 1. Datorită implementării mai simple în comparație cu ciclul Atkinson și a randamentului superior față de ciclul Otto, ciclul Miller a fost și este adoptat de numeroși producători de motoare cu ardere internă.

Observație

Analog ciclului Atkinson, raportul de comprimare va fi diferit de raportul de destindere, motiv pentru care, cedarea de căldură a ciclului teoretic Miller (fără schimb de gaze) are, la rândul său, două componente, respectiv:

$$Q_{out} = Q_{4s-5} + Q_{5-1} = mc_v (T_{4s} - T_5) + mc_p (T_5 - T_1).$$

Ca o consecință, dacă se notează $\beta = r_e / r_c$ randamentul acestui ciclu va fi:

$$\eta_{ig} = 1 - \frac{1}{\beta r_c^{k-1}} - \frac{\beta^{1-k} - \beta(1-k) - k}{k-1} \cdot \frac{p_1 V_1}{Q_{in}}.$$

Raportând presiunea medie efectivă la presiunea în punctul 1, se obține:

$$\frac{IMEP_g}{p_1} = \frac{Q_{in}}{p_1 V_1} \frac{r_c}{\beta r_c - 1} \eta_{ig}.$$

Diagramele $p-V$, $\log p - \log V$ și $p-\phi$ ale ciclului Miller sunt prezentate în figurile 2.56, 2.57, 2.58 și 2.59.

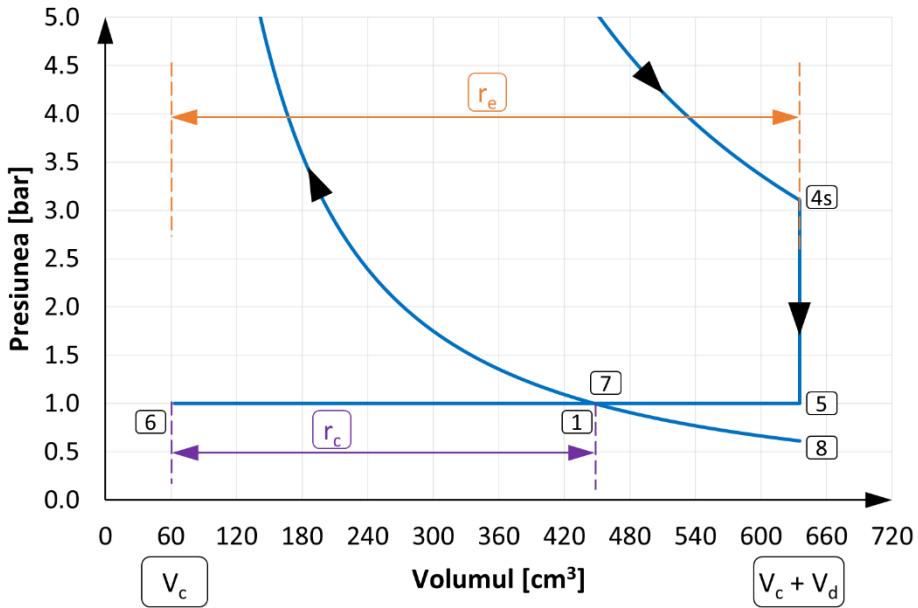


Fig. 2.55 Mărimi geometrice utilizate pentru calculul ciclului Miller

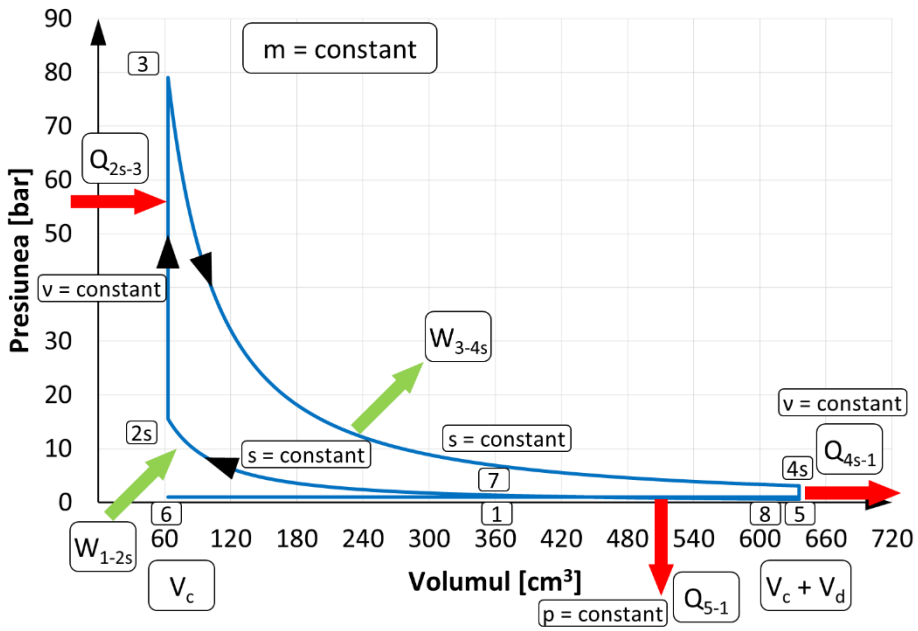


Fig. 2.56 Diagrama p-V a ciclului Miller

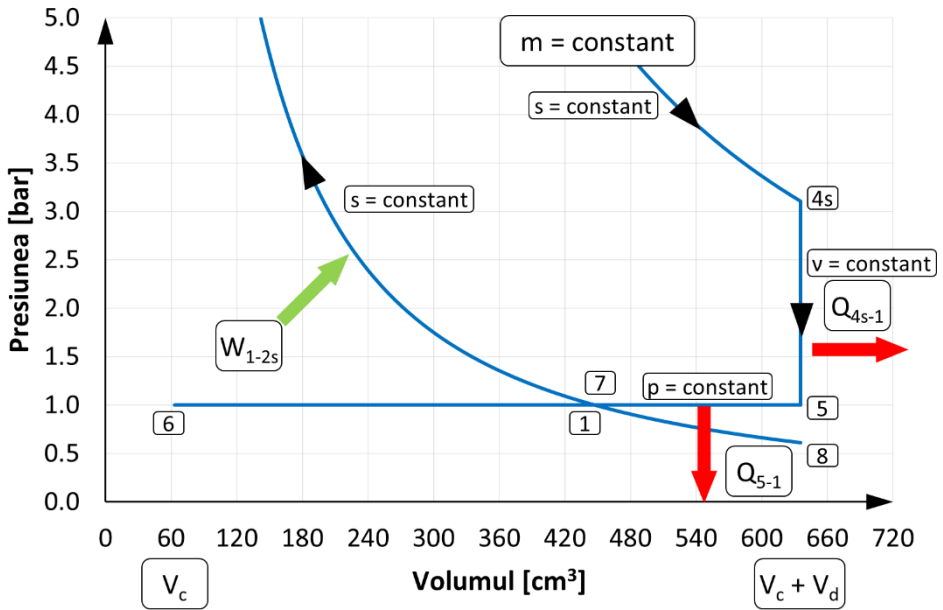


Fig. 2.57 Diagrama p-V a ciclului Miller – detaliu

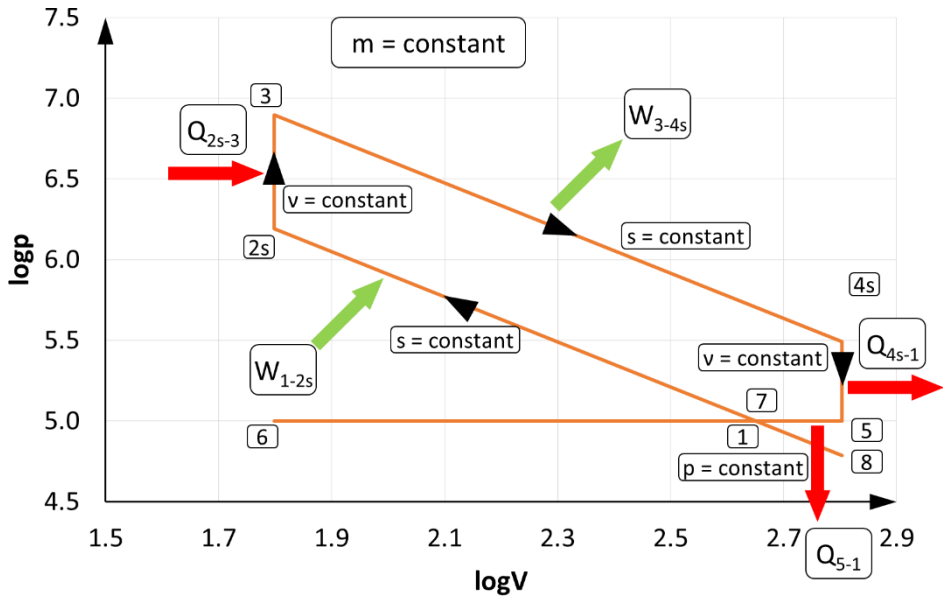
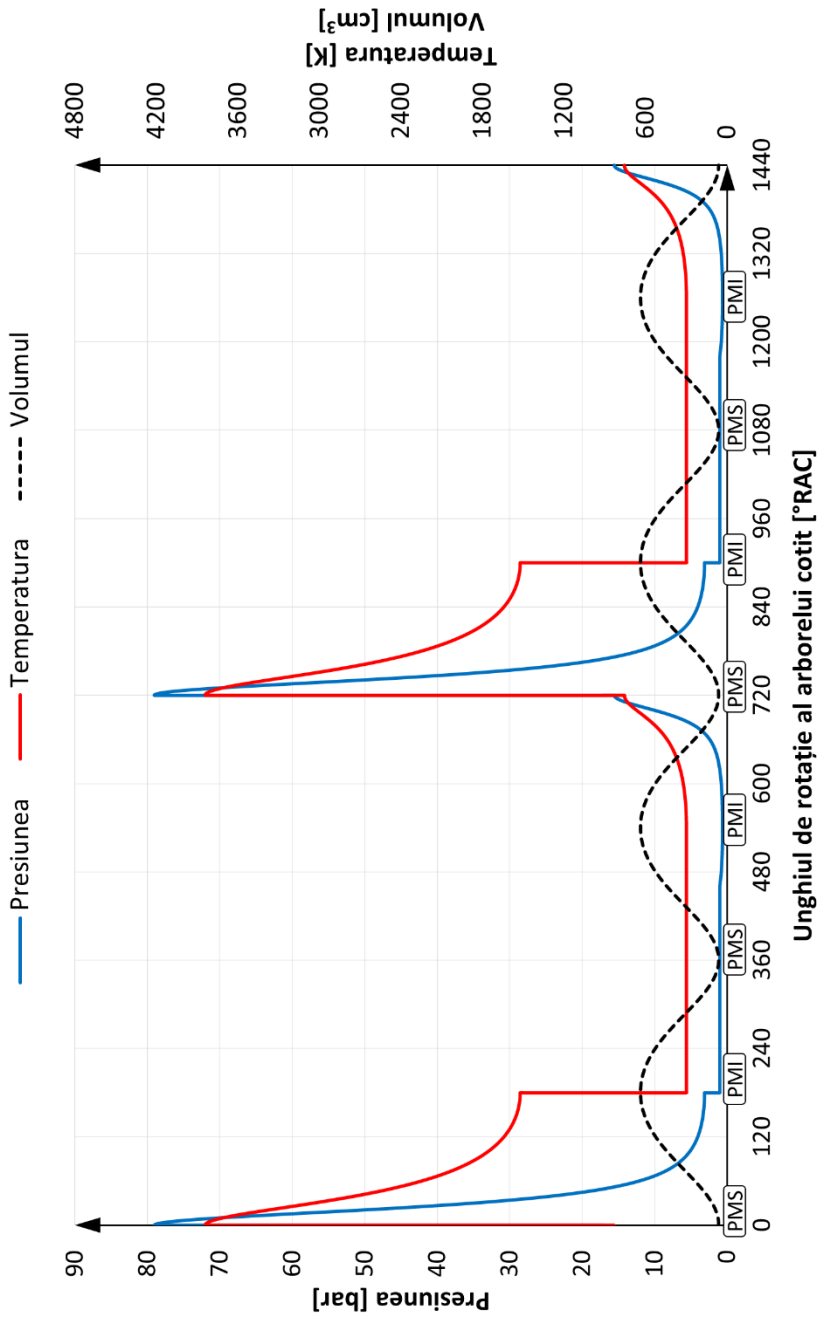


Fig. 2.58 Diagrama logp-logV a ciclului Miller

Fig. 2.59 Diagrama $p-\varphi$ a ciclului Miller

2.4.6. Schimbul de gaze

În cazul în care se dorește obținerea valorilor nete pentru un ciclu motor, ciclul de înaltă presiune trebuie completat cu bucla de pompaj (procese de schimbare a gazelor), astfel că ciclul nu se va închide după cedarea izocoră de căldură. Bucla de pompaj este formată din următoarele procese (fig. 2.60 și 2.61):

- ▶ 4-5s: evacuare liberă la volum constant;
- ▶ 5s-6: evacuare forțată la presiune constantă – prin deplasarea de la PMI la PMS pistonul împinge masa de gaze arse afară din cilindru la o presiune constantă, egală cu presiunea din sistemul de evacuare;
- ▶ 6-7: admisie liberă la volum constant – valoarea presiunii din cilindru trece de la valoare presiunii de pe evacuare la valoarea presiunii de pe admisie. În această etapă poate să apară și curgerea inversă, din cilindru în canalul de admisie;
- ▶ 7-1: admisie la presiune constantă – prin deplasarea pistonului de la PMS la PMI volumul din cilindru crește, iar masa de fluid motor proaspăt pătrunde în cilindru la o presiune constantă, egală cu presiunea din sistemul de admisie.

Pentru calculul procesului de schimbare a gazelor se adoptă următoarele simplificări:

- ▶ supapele de evacuare se deschid în PMI și se închid în PMS;
- ▶ supapele de admisie se deschid în PMS și se închid în PMI;
- ▶ nu există o suprapunere a deschiderii supapelor;
- ▶ procesele de admisie și de evacuare sunt adiabatice.

În orice moment, doar cilindrul sau conținutul interior al cilindrului unui motor cu ardere internă poate fi modelat ca un sistem deschis (volum de control) care schimbă masă, entalpie și energie (sub formă de căldură și lucru mecanic) cu mediul exterior. În acest scop, legile de conservare se aplică volumului de control (care variază în funcție de mișcarea pistonului) definit de limitele camerei de ardere (fig. 2.32).

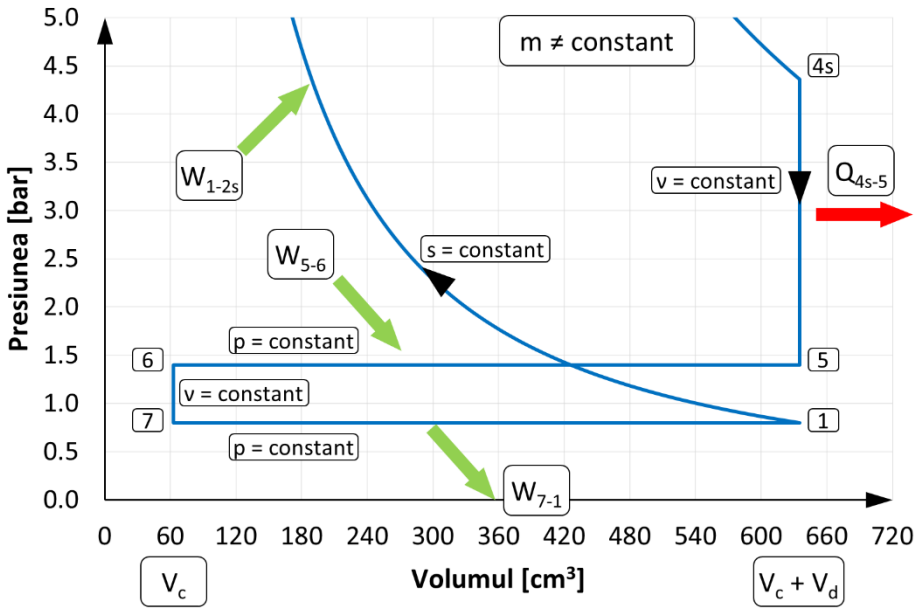


Fig. 2.60 Diagrama p-V a schimbului de gaze (diagrama de pompaj)

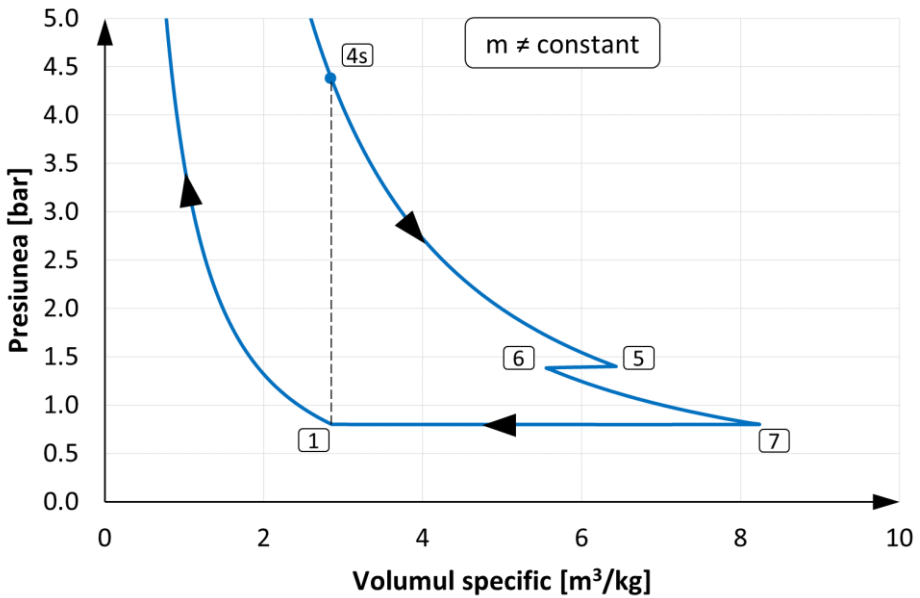


Fig. 2.61 Diagrama p-v a schimbului de gaze

Evacuare liberă la volum constant (4-5s)

La deschiderea supapelor de evacuare presiunea din cilindru este considerabil mai mare în comparație cu presiunea din sistemul de evacuare, astfel că gazele arse ies din cilindru, chiar dacă pistonul nu se mișcă. Uzual, vitezele de curgere depășesc viteza sunetului, ceea ce face ca procesul de evacuare liberă să fie foarte rapid și să aibă loc la volum aproximativ constant. În timpul curgerii prin orificiul oferit de supapă, gazul suferă o destindere nerestricționată, altfel spus, un proces de strangulare ireversibil. Se presupune însă că, înainte ca pistonul să se miște, gazul rămas în cilindru se destinde izentropic. Totodată, se consideră că fluxul de gaze care iese prin orificiul oferit de supapă are proprietăți uniform distribuite.

Caracteristici

Sistem deschis

- *cu schimb de masă*
- *fără KE/PE*
- *proprietăți uniform distribuite*

Proces izocor

- *volum constant*

Masă

Deoarece masa poate intra și ieși din sistem, rezultă că:

$$m_5 - m_4 = m_{ex} . \quad (2.356)$$

În continuare este prezentat bilanțul energetic și entropic al procesului ținând cont de simplificările introduse.

Energie

Ținând cont de simplificările introduse (sistem deschis, fără KE/PE, proprietăți uniform distribuite), pentru călduri specifice variabile bilanțul energetic se reduce la:

$$m_5 u_5 - m_4 u_4 = -m_{ex} h_{ex} . \quad (2.357)$$

În schimb, pentru călduri specifice constante:

$$m_5 c_v (T_5 - T_0) - m_4 c_v (T_4 - T_0) + (m_5 - m_4) u_0 = -m_{ex} c_p (T_{ex} - T_0) - m_{ex} h_0 . \quad (2.358)$$

Deoarece se lucrează cu un singur agent de lucru, pentru simplitate se poate considera că $T_0 = u_0 = h_0 = 0$ (K, J/kg):

$$m_5 c_v T_5 - m_4 c_v T_4 = -m_{ex} c_p T_{ex} . \quad (2.359)$$

Entropie

Se mai presupune că masa rămasă în cilindru pe durata procesului de evacuare liberă trece printr-un proces de destindere izentropic:

$$s_{5s} = s_4 . \quad (2.360)$$

Prin urmare, pentru călduri specifice variabile (se poate utiliza oricare din aceste ecuații):

$$s_{5s} - s_4 = \int_{T_4}^{T_{5s}} c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_{5s}}{v_4} = 0 , \quad (2.361)$$

$$s_{5s} - s_4 = \int_{T_4}^{T_{5s}} c_p \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_{5s}}{p_4} = 0 . \quad (2.362)$$

În schimb, pentru călduri specifice constante (se poate utiliza oricare dintre aceste ecuații):

$$s_{5s} - s_4 = c_v \ln \frac{T_{5s}}{T_4} + R \ln \frac{v_{5s}}{v_4} = 0 , \quad (2.363)$$

$$s_{5s} - s_4 = c_p \ln \frac{T_{5s}}{T_4} - R \ln \frac{p_{5s}}{p_4} = 0 . \quad (2.364)$$

Aceste ecuații se pot simplifica la forma:

$$\frac{T_{5s}}{T_4} = \left(\frac{p_{5s} = p_{ex}}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_4}{v_{5s}} \right)^{k-1}, \quad (2.365)$$

unde prin $p_{5s} = p_{ex}$ se indică faptul că presiunea din cilindru la finalul procesului de destindere izentropică va fi egală cu presiunea din sistemul de evacuare (această presiune este uzual cunoscută) pe baza măsurătorilor experimentale.

Prin urmare, dacă se fac înlocuiri în ecuația bilanțului entropic (chiar dacă procesul este adiabatic, gazul care părăsește cilindrul trece printr-un proces ireversibil):

$$m_{5s} s_{5s} - m_4 s_4 = -m_{ex} s_{ex} + \sigma_{4-5}. \quad (2.366)$$

Ținând cont că destinderea gazelor din cilindru are loc izentropic (entropie constantă):

$$(m_{5s} - m_4) s_{4/5s} = -m_{ex} s_{ex} + \sigma_{4-5}. \quad (2.367)$$

Introducând și ecuația conservării masei:

$$m_5 - m_4 = m_{ex}, \quad (2.368)$$

se obține:

$$m_{ex} (s_{ex} - s_{4/5s}) = \sigma_{4-5}. \quad (2.369)$$

Știind că $v_5 = v_4$, $p_{5s} = p_{ex}$ și $s_{5s} = s_4$, dacă se consideră că agentul de lucru este un gaz ideal având călduri specifice constante se obține:

$$\frac{T_{5s}}{T_4} = \left(\frac{p_{5s} = p_{ex}}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_4}{v_{5s}} \right)^{k-1}, \quad (2.370)$$

$$m_5 = \frac{p_{5s} V_5}{R T_{5s}}, \quad (2.371)$$

$$T_{ex} = \frac{m_4 c_v T_4 - m_5 c_v T_{5s}}{m_{ex} c_p}. \quad (2.372)$$

Evacuare forțată la presiune constantă (5s-6)

După finalizarea evacuării libere începe procesul de evacuare forțată la presiune constantă ($p_6 = p_{5s} = p_{ex}$). Deoarece s-a considerat că nu există o suprapunere a deschiderii supapelor, în cilindru nu va pătrunde masă de fluid motor proaspăt din sistemul admisie, iar ca urmare, variația masei din volumul de control va fi egală cu masa de gaze arse care părăsește cilindrul prin orificiul oferit de supapele de evacuare. Pentru simplitate se va considera că procesul este adiabetic.

Caracteristici

Sistem deschis

- cu schimb de masă
- fără KE/PE
- proprietăți uniform distribuite

Proces izobar

- presiune constantă

Masă

Deoarece masa poate intra și ieși din sistem, rezultă că:

$$m_6 - m_5 = -m_{ex}. \quad (2.373)$$

Ținând cont că energia cinetică și energia potențială se neglijează rezultă:

$$m_6 u_6 - m_5 u_{5s} = -W_{5s-6} - m_{ex} h_{ex}. \quad (2.374)$$

Deoarece procesul are loc la presiune constantă, lucrul mecanic este:

$$W_{5s-6} = p_{5s-6} (V_6 - V_5) = p_6 V_6 - p_{5s} V_5 = p_6 m_6 v_6 - p_{5s} m_5 v_{5s} . \quad (2.375)$$

Înlocuind expresia lucrului mecanic în ecuația 2.374 se obține:

$$m_6 u_6 - m_5 u_{5s} + p_6 m_6 v_6 - p_{5s} m_5 v_{5s} = -m_{ex} h_{ex} , \quad (2.376)$$

$$m_6 h_6 - m_5 h_{5s} = -m_{ex} h_{ex} \quad (2.377)$$

și ținând cont de ecuația conservării masei, rezultă:

$$m_6 h_6 - m_5 h_{5s} = (m_6 - m_5) h_{ex} . \quad (2.378)$$

Deși nu se cunosc m_6 , h_6 și h_{ex} , deoarece V_6 și p_6 sunt cunoscute există suficiente informații pentru a determina T_6 cu ajutorul legii gazelor perfecte. Suplimentar, ținând cont că procesul este adiabatic se poate presupune că gazele care părăsesc cilindrul au aceleași proprietăți termodinamice ca și gazele rămase în cilindru. Ca urmare:

$$h_6 = h_{5s} = h_{ex} . \quad (2.379)$$

Pentru verificare, se poate înlocui entalpia în ecuația bilanțului energetic:

$$m_6 h_6 - m_5 h_6 = (m_6 - m_5) h_6 . \quad (2.380)$$

Considerând că proprietățile gazelor sunt constante se obține:

$$c_p (T_6 - T_0) + h_0 = c_p (T_{5s} - T_0) + h_0 = c_p (T_{ex} - T_0) + h_0 . \quad (2.381)$$

Deoarece se lucrează cu un singur agent de lucru, pentru simplitate se poate considera că $T_0 = u_0 = h_0 = 0$ [K, J/kg]:

$$T_6 = T_{5s} = T_{ex} . \quad (2.382)$$

Ținând cont de cele determinate mai sus, la finalul procesului de evacuare forțată masa din cilindru va fi:

$$m_6 = \frac{p_6 V_6}{RT_6} . \quad (2.383)$$

Deoarece se consideră că procesul este adiabatic ecuația bilanțului entropic este:

$$m_6 s_6 - m_5 s_{5s} = -m_{ex} s_{ex} + \sigma_{5-6} . \quad (2.384)$$

Integrând în această ecuație și conservarea masei se obține:

$$m_6 s_6 - m_5 s_{5s} = (m_6 - m_5) s_{ex} + \sigma_{5-6} . \quad (2.385)$$

Deoarece procesul este considerat adiabatic se poate presupune că gazele care părăsesc cilindrul au aceleași proprietăți termodinamice ca și gazele rămase în cilindru. Ca urmare:

$$s_6 = s_{5s} = s_{ex} . \quad (2.386)$$

Pentru verificare se poate înlocui entropia în ecuația bilanțului entropic:

$$m_6 s_6 - m_5 s_6 = (m_6 - m_5) s_6 + \sigma_{5-6} . \quad (2.387)$$

După simplificări rezultă că:

$$\sigma_{5-6} = 0 , \quad (2.388)$$

ceea ce înseamnă că nu se produce entropie în cadrul procesului (acest lucru nu este o problemă deoarece se realizează o analiză cu gaz ideal; este însă important de reținut că valoarea termenului de generare de entropie nu poate fi negativă).

Coeficientul gazelor arse reziduale

Pentru calculul corect al proceselor de schimbare a gazelor este important să se țină cont și de coeficientul gazelor arse reziduale care, este determinat ca raportul dintre masa din cilindru la sfârșitul procesului de evacuare (m_6) și masa din cilindru la sfârșitul procesului de admisie (m_1) (în cazul unui motor

cu injecție indirectă). Cunoscând starea sistemului la sfârșitul procesului de evacuare forțată coeficientul gazelor arse reziduale se poate scrie ca:

$$f = \frac{m_r}{m_a + m_f + m_r} = \frac{m_6}{m_1}, \quad (2.389)$$

unde: m_a este masa de aer proaspăt, m_f – masa de combustibil, iar m_r – masa de gaze arse reziduale. Înlocuind m_6 și m_1 se obține:

$$f = \frac{\rho_6 V_6}{\rho_1 V_1} = \frac{\rho_6}{\rho_1} \left(\frac{V_c}{V_c + V_d} \right) = \frac{1}{r_c} \frac{p_6}{p_1} \frac{T_1}{T_6}. \quad (2.390)$$

În baza acestei ecuații, într-o primă etapă de calcul, coeficientul gazelor arse reziduale se poate estima pe baza condițiilor din sistemul de admise:

$$f = \frac{1}{r_c} \frac{p_{ex}}{p_{in}} \frac{T_{in}}{T_6}, \quad (2.391)$$

unde

$$\frac{1}{r_c} \quad \frac{p_{ex}}{p_{in}} \quad \frac{T_{in}}{T_6}$$

efectul volumului efectul curgerii gazelor arse efectul densității

Metodă alternativă de calcul a coeficientului gazelor arse reziduale

Alternativ, coeficientul gazelor arse reziduale poate fi determinat ținând cont de faptul că masa totală din cilindru ($m_t = m_a + m_f + m_r$) este egală cu masa la sfârșitul procesului de destindere (m_4), respectiv cu masa din cilindru la sfârșitul procesului de admisie/începutul procesului de comprimare (m_1):

$$f = \frac{m_r}{m_a + m_f + m_r} = \frac{V_6}{V_4} \frac{p_6}{p_4} \frac{T_4}{T_6} = \frac{1}{r_c} \left(\frac{p_6}{p_4} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (2.392)$$

p_6 fiind egală cu presiunea din sistemul de evacuare p_{ex} .

Prin urmare, raportul presiunilor p_{ex}/p_4 se poate determina ținând cont de:

- relația dintre presiune și volum pentru un proces adiabatic reversibil al unui gaz perfect:

$$p_{ex} v_{ex}^n = p_4 v_4^n, \quad (2.393)$$

- legătura dintre presiune și temperatură pentru un proces izocor al gazului ideal

$$\frac{p_3}{T_3} = \frac{p_2}{T_2}, \quad (2.394)$$

- respectiv de temperatura la sfârșitul procesului de ardere care, pentru ciclul cu ardere la volum constant (fig. 2.36), este:

$$T_3 = T_2 + \frac{q_{2s-3}}{c_v}, \quad (2.395)$$

q_{2s-3} fiind determinat cu relația:

$$q_{2s-3} = \frac{m_f LHV}{m_t} = \frac{m_f LHV}{m_a + m_f + m_r}. \quad (2.396)$$

Astfel, raportul p_{ex}/p_4 devine:

$$\begin{aligned} \frac{p_{ex}}{p_4} &= \frac{p_{ex}}{p_4} \frac{p_{in} p_2 p_3}{p_{in} p_2 p_3} = \frac{p_{ex}}{p_{in}} \left(\frac{1}{r_c} \right)^k \frac{T_2}{T_3} \left(\frac{r_c}{1} \right)^k, \\ & \frac{p_{ex}}{p_4} = \frac{p_{ex}}{p_{in}} \left(1 + \frac{q_{2s-3}}{c_v T_2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.397)$$

Înlocuind în ecuația 2.392 rezultă relația de calcul a coeficientului gazelor arse reziduale:

$$f = \frac{1}{r_c} \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}} \right)^{\frac{1}{k}} \left(1 + \frac{q_{2s-3}}{c_v T_1 r_c^{k-1}} \right)^{-\frac{1}{k}}. \quad (2.398)$$

Cunoscând coeficientul gazelor arse reziduale f se poate recalcula cantitatea de căldură introdusă ținând cont de influența gazelor arse reziduale:

$$q_{2s-3} = \frac{m_f LHV}{m_t} = \frac{m_f}{m_{af}} LHV \frac{m_{af}}{m_a + m_f + m_r}, \quad (2.399)$$

unde m_{af} reprezintă masa de fluid motor proaspăt. Raportul m_f/m_{af} poate fi calculat ținând cont de raportul aer-combustibil (AFR):

$$\frac{m_f}{m_{af}} = \frac{1}{1 + AFR} = \frac{1}{1 + \lambda AFR_s}. \quad (2.400)$$

Raportul $m_{af}/(m_a + m_f + m_r)$ poate fi rescris în funcție de coeficientul gazelor arse reziduale:

$$\frac{m_{af}}{m_a + m_f + m_r} = 1 - f. \quad (2.401)$$

Ținând cont de acestea, căldura introdusă se poate scrie ca:

$$q_{2s-3} = \frac{1 - f}{1 + \lambda AFR_s} LHV. \quad (2.402)$$

Înlocuind relația lui q_{2s-3} în relația de calcul a temperaturii la sfârșitul procesului de ardere la volum constant se obține:

$$\Delta T = T_3 - T_2 = \frac{q_{2s-3}}{c_v} = \frac{1 - f}{1 + \lambda AFR_s} \frac{LHV}{c_v}. \quad (2.403)$$

Ecuatii calcul iterativ f

$$f = \frac{1}{r_c} \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}} \right)^{\frac{1}{k}} \left(1 + \frac{q_{2s-3}}{c_v T_1 r_c^{k-1}} \right)^{\frac{1}{k}}$$

$$q_{2s-3} = \frac{1 - f}{1 + \lambda AFR_s} LHV$$

$$T_r = T_1 \left(1 + \frac{q_{2s-3}}{c_v T_1 r_c^{k-1}} \right)^{\frac{1}{k}}$$

$$T_1 = f \cdot T_r + (1 - f) T_{in}$$

Observație

Pentru determinarea coeficientului gazelor arse reziduale ecuațiile trebuie rezolvate ținând cont de patru variabile:

- ▶ coeficientul gazelor arse reziduale (f),
- ▶ temperatura gazelor arse reziduale ($T_r = T_6$),
- ▶ temperatura la sfârșitul procesului de admisie (T_1) și
- ▶ căldura introdusă în sistem (q_{2s-3}).

Acest sistem de ecuații nu poate fi rezolvat analitic, însă se poate aplica o rezolvare numerică prin tehnici de calcul iterativ într-un punct fix. Pentru calculul iterativ, primul pas este de a estima („ghici”) o valoare inițială pentru coeficientul gazelor arse reziduale (f). Pentru simplitate, se poate presupune că $f = 0$. Următorul pas este calculul q_{2s-3} ținând cont de AFR_s, LHV și λ . Pe baza f și q_{2s-3} se pot aplica iterativ ecuațiile prezentate în observația „Ecuații calcul iterativ f ” pentru determinarea masei de gaze arse reziduale.

Exemplu

Se consideră un motor având raportul de comprimare $r_c = 10,1$, care funcționează cu izooctan (C_8H_{18}) și amestec stoichiometric de aer și combustibil ($\lambda = 1$). Pentru izooctan AFR_s = 15,1, iar LHV = 44,6 [MJ/kg]. Raportul căldurilor specifice (k) se consideră a fi $k = 1,3$, iar căldura specifică la volum constant $c_v = 946$ [J/kgK]. În timpul funcționării motorului presiunea din sistemul de evacuare este 1 [bar], în timp ce presiunea și temperatura din sistemul de admisie sunt 0,3 [bar], respectiv 293,15 [K].

Pentru calculul lui f , q_{2s-3} , $T_r (= T_6)$ și T_1 într-o primă etapă se estimează/presupune („ghicește”) că $f = 0$ (căsuța marcată cu verde). Căldura introdusă pe ciclu se poate determina pe baza datelor inițiale ale problemei $q_{2s-3} = 2,77$ [MJ/kg] (căsuța marcată cu verde). Cunoscând f și q_{2s-3} se pot estima valori inițiale și pentru $T_1 = 293,15$ [K], respectiv $T_r = 1161,97$ [K] (căsuțele marcate cu galben).

Iterație	f [-]	q_{2s-3} [MJ/kg]	T_r [K]	T_1 [K]
Estimare inițială	0.00000	2.77019	1161.97	293.15
1	0.06307	2.59548	1114.72	344.96
2	0.07277	2.56860	1177.45	357.50
3	0.07485	2.56284	1192.28	360.45
4	0.07533	2.56151	1195.75	361.14
5	0.07544	2.56120	1196.57	361.30
6	0.07547	2.56113	1196.76	361.34
7	0.07547	2.56111	1196.80	361.35

Se poate constata că, pentru a ajunge la convergență (diferența/eroarea dintre valorile rezultate pentru două iterații consecutive tinde spre zero), au fost necesare șase iterații (rândul marcat cu albastru). Cea de a șaptea iterație este prezentată doar pentru a pune în evidență convergența rezultatelor.

Admisie liberă la volum constant (6-7)

La deschiderea supapelor de admisie există trei scenarii posibile:

- ▶ $p_{in} < p_{ex}$: în acest caz presiunea din sistemul de admisie este mai mică decât presiunea din sistemul de evacuare (și implicit din cilindru), ceea ce înseamnă că motorul este obturat. Ca urmare, pe durata procesului de admisie liberă, are loc curgerea gazelor din cilindru în sistemul de admisie;
- ▶ $p_{in} > p_{ex}$: în acest caz presiunea din sistemul de admisie este mai mare decât presiunea din sistemul de evacuare (și implicit din cilindru), ceea ce înseamnă că motorul este supraalimentat. Ca urmare, pe durata procesului de admisie liberă, are loc curgerea gazelor din sistemul de admisie în cilindru până la egalizarea presiunilor;

- ▶ $p_{in} = p_{ex}$: în acest caz presiunea din sistemul de admisie este egală cu presiunea din sistemul de evacuare (și implicit din cilindru). Ca urmare, pe durata procesului de admisie liberă, nu are loc curgerea deoarece nu există diferență de presiune.

Admisie la presiune constantă (7-1)

După egalizarea presiunilor din cilindru și din sistemul de admisie pistonul se deplasează de la PMS la PMI și aspiră în cilindru fluid motor proaspăt. Ținând cont de cele prezentate anterior se menționează următoarele:

- ▶ *admisie obturată*
 - în prima parte a cursei, în cilindru sunt aspirate gazele arse care au curs inițial din cilindru în sistemul de admisie pe durata admisie libere;
 - în a doua parte a cursei, în cilindru este aspirat fluid motor proaspăt (nediluat cu gaze arse).
- ▶ *admisie forțată (supraalimentare)*
 - în cilindru pătrunde întotdeauna fluid motor proaspăt (ceea ce pune în evidență avantajele supraalimentării).

Procesul ideal de admisie (6-7-1)

În continuare se calculează procesul ideal de admisie pornind din starea 6, trecând prin starea 7 până în starea 1. Pentru calcul se presupune că nu există o suprapunere a deschiderii supapelor, iar agentul de lucru este un gaz ideal având călduri specifice constante care, trece printr-un proces adiabatic.

Caracteristici

Sistem deschis

- *cu schimb de masă*
- *fără KE/PE*
- *proprietăți uniform distribuite*

Proces izocor/izobar

- *volum/presiune constantă*

Masă

Deoarece masa poate intra și ieși din sistem:

$$m_1 - m_6 = m_{in} . \quad (2.404)$$

Ținând cont de faptul că procesul este adiabatic, iar căldura și lucrul mecanic sunt de dependente de drum, se poate scrie:

$$\begin{aligned} Q_{6-1} &= Q_{6-7} + Q_{7-1} , \\ Q_{6-7} &= Q_{7-1} = 0 \end{aligned} \quad (2.405)$$

$$\begin{aligned} W_{6-1} &= W_{6-7} + W_{7-1} \\ W_{6-7} &= 0 \\ W_{7-1} &= p_{in} (V_1 - V_7) \end{aligned} . \quad (2.406)$$

Înlocuind căldura și lucrul mecanic în ecuația conservării energiei se obține:

$$m_1 h_1 - m_6 h_6 = m_{in} h_{in} - p_{in} (V_1 - V_7) . \quad (2.407)$$

Știind că procesul admisiei libere (6-7) se desfășoară la volum constant ($V_6 = V_7$), iar procesul de admisie are loc la presiune constantă, egală cu presiunea din sistemul de admisie ($p_{in} = p_1$) și efectuând înlocuirile necesare în ecuația 2.407 se obține:

$$m_1 u_1 - m_6 u_6 = (m_1 - m_6) h_{in} - p_1 (V_1 - V_6) . \quad (2.408)$$

În ecuația 2.408 volumul se înlocuiește cu produsul dintre volumul specific (v) și masă (m) și se rearanjează termenii:

$$m_1 u_1 + p_1 m_1 v_1 - m_6 u_6 = (m_1 - m_6) h_{in} + p_1 m_6 v_6 . \quad (2.409)$$

Scăzând din ambele părți ale ecuației $p_6 V_6 = p_6 m_6 v_6$ se obține:

$$\begin{aligned} m_1 u_1 + p_1 m_1 v_1 - m_6 u_6 - p_6 m_6 v_6 &= (m_1 - m_6) h_{in} + p_1 m_6 v_6 - p_6 m_6 v_6 , \\ m_1 h_1 - m_6 h_6 &= (m_1 - m_6) h_{in} + (p_1 - p_6) m_6 v_6 . \end{aligned} \quad (2.410)$$

Dacă se împarte ecuația cu m_1 și se ține cont că $f = m_6/m_1$

$$h_1 - fh_6 = (1-f)h_{in} + (p_1 - p_6)fv_6 . \quad (2.411)$$

Pentru călduri specifice constante ecuația devine:

$$c_p(T_1 - T_0) + h_0 = (1-f)[c_p(T_{in} - T_0) + h_0] + (p_1 - p_6)fv_6 + f[c_p(T_6 - T_0) + h_0] . \quad (2.412)$$

Având în vedere că se lucrează cu un singur agent de lucru, pentru simplitate se poate considera că $T_0 = h_0 = 0$ [K, J/kg], iar ecuația se reduce la:

$$c_p T_1 = (1-f)c_p T_{in} + (p_1 - p_6)fv_6 + fc_p T_6 . \quad (2.413)$$

Dacă se împarte această ecuație la c_p

$$T_1 = (1-f)T_{in} + \frac{(p_1 - p_6)}{c_p}fv_6 + fT_6 \quad (2.414)$$

și se ține cont că

$$v_{ex} = \frac{RT_{ex}}{p_{ex}} , \quad (2.415)$$

$$c_p = \frac{kR}{k-1} , \quad (2.416)$$

$$\begin{aligned} p_1 &= p_{in} \\ p_{ex} &= p_6 , \\ T_{ex} &= T_6 \end{aligned} \quad (2.417)$$

temperatura la sfârșitul procesului de admisie care este aceeași cu temperatura la începutul ciclului T_1 va fi:

$$T_1 = (1-f)T_{in} + fT_{ex} \underbrace{\left[1 - \left(1 - \frac{p_{in}}{p_{ex}} \right) \left(\frac{k-1}{k} \right) \right]}_{T_r} . \quad (2.418)$$

Entropie

Pentru bilanțul entropic se pornește de la ecuația de conservare a entropiei și se ține cont de simplificările adoptate. Prin urmare, pentru procesul de admisie (considerat adiabatic), se obține:

$$m_1 s_1 - m_6 s_6 = m_{in} s_{in} + \sigma_{6-1} . \quad (2.419)$$

Ținând cont de conservarea masei, ecuația devine:

$$m_1 s_1 - m_6 s_6 = (m_1 - m_6) s_{in} + \sigma_{6-1} . \quad (2.420)$$

Deoarece se cunosc proprietățile sistemului în starea 6 și temperatura din starea 1 (determinată pe baza bilanțului energetic), în cazurile în care se cunosc și presiunea, respectiv temperatura de admisie se poate calcula generarea de entropie:

$$\sigma_{6-1} = m_1 s_1 - m_6 s_6 - (m_1 - m_6) s_{in} . \quad (2.421)$$

În cazul proceselor teoretice de schimbare a gazelor pot să apară trei situații (figurile 2.62 – 2.64):

- ▶ $p_{in} = p_{ex}$ (fig. 2.62) – în acest caz evacuarea și admisia au loc la aceeași valoare a presiunii, ceea ce face ca lucrul mecanic de evacuare (consumat de motor pentru evacuarea gazelor) și lucrul mecanic de admisie (produs de motor datorită presiunii de admisie) să fie egale, iar ca urmare, schimbul de gaze nu va avea niciun efect asupra lucrului mecanic net al ciclului (lucru mecanic de pompaj nul);
- ▶ $p_{in} < p_{ex}$ (fig. 2.63) – în acest caz admisia de fluid motor proaspăt are loc la o presiune mai mică decât presiunea de evacuare, motiv pentru care lucrul mecanic de pompaj este negativ. Cu alte cuvinte, în cazul funcționării cu obturare motoarele consumă lucru mecanic pentru schimbul de gaze;
- ▶ $p_{in} > p_{ex}$ (fig. 2.64) – în acest caz admisia de fluid motor proaspăt are loc la o presiune mai mare decât presiunea de evacuare, motiv pentru care

lucrul mecanic de pompaj este pozitiv. Cu alte cuvinte, în cazul funcționării cu supraalimentarea motoarelor, schimbul de gaze are ca efect o creștere a lucrului mecanic produs.

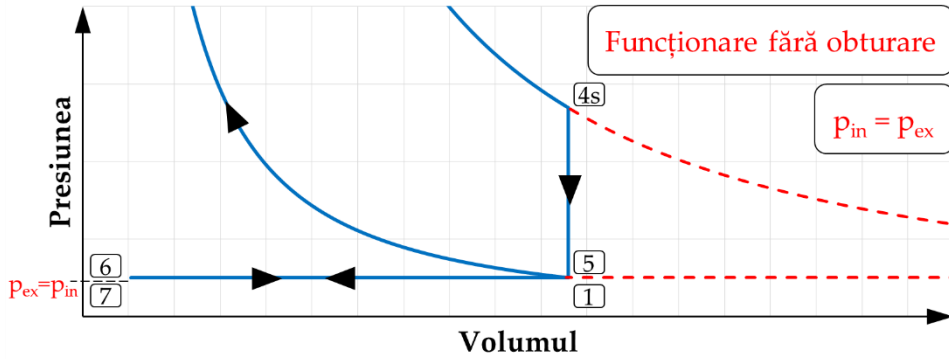


Fig. 2.62 Diagrama p-V a schimbului de gaze fără obturare

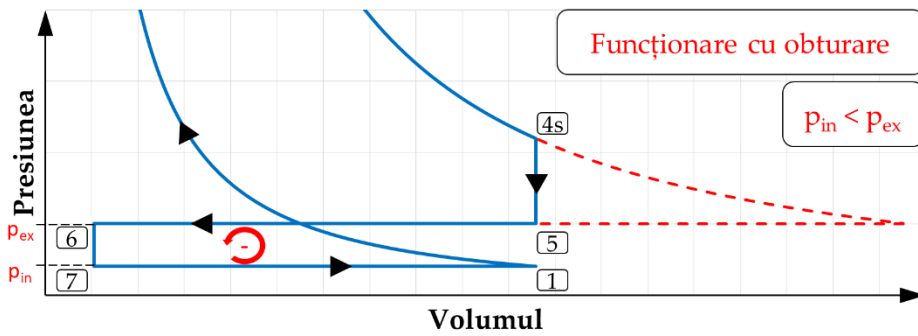


Fig. 2.63 Diagrama p-V a schimbului de gaze cu obturare

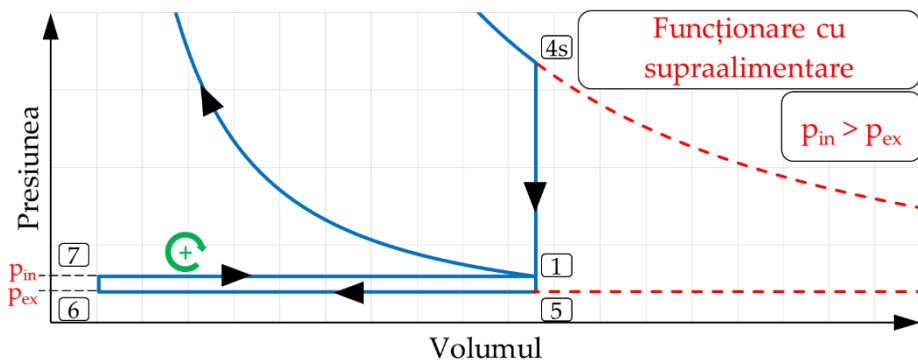


Fig. 2.64 Diagrama p-V a schimbului de gaze cu supraalimentare

Coeficientul de umplere (conform lui Eriksson și Nielsen [21])

Pentru determinarea coeficientului de umplere se pornește de la starea 6 din diagrama p - V (fig. 2.60), când volumul cilindrului este minim (V_c) și este complet umplut cu gaze arse reziduale. În această stare, presiunea este egală cu presiunea din sistemul de evacuare (p_{ex}). La deschiderea supapei de admisie, gazele din cilindru se destind/comprimă izentropic de la presiunea p_{ex} (starea 6) la presiunea p_{in} (starea 7), astfel că volumul ocupat de gazele arse reziduale (V_r) va fi:

$$V_r = V_c \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (2.422)$$

În cazul în care $p_{in} < p_{ex}$ atunci o parte dintre gazele arse reziduale se destind în sistemul de admisie, pentru ca apoi să fie (re)admise în cilindru în timpul cursei de admisie. Ca urmare, volumul ocupat de fluidul motor proaspăt (considerat a fi un amestec de aer și combustibil) la sfârșitul procesului de admisie (V_{af}), respectiv în starea 1, este:

$$V_{af} = V_1 - V_r = V_d + V_c - V_c \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (2.423)$$

Coeficientul de umplere (sau **eficiența volumetrică** – această denumire este frecvent utilizat în literatura internațională) este definit ca raportul dintre volum de aer proaspăt din cilindru (V_a) și cilindrarea unitară (V_d). Ținând cont de relațiile 2.422 și 2.423, se poate scrie:

$$\eta_{vol} = \frac{V_a}{V_d} = \frac{V_a}{V_{af}} \frac{V_{af}}{V_d} = \frac{V_a}{V_{af}} \frac{V_d + V_c - V_c \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}} \right)^{\frac{1}{k}}}{V_d} = \frac{V_a}{V_{af}} \frac{r_c - \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}} \right)^{\frac{1}{k}}}{r_c - 1}. \quad (2.424)$$

Pentru a obține o expresie independentă de V_{af} și V_a se ține cont de ecuația de stare a gazelor. Astfel, pentru volumul de combustibil (V_f), respectiv volumul de aer (V_a) se poate scrie:

$$V_a = \frac{m_a R_a T}{p} = \frac{m_a \tilde{R} T}{\bar{M}_a p}, \quad (2.425)$$

$$V_f = \frac{m_f R_f T}{p} = \frac{m_f \tilde{R} T}{\bar{M}_f p}, \quad (2.426)$$

unde: \bar{M}_a și \bar{M}_f reprezintă masa molară a aerului, respectiv a combustibilului. Înlocuind în relația coeficientului de umplere se obține:

$$\eta_{vol} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\lambda \cdot AFR_s} \frac{\bar{M}_a}{\bar{M}_f}} \frac{r_c - \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}}\right)^{\frac{1}{k}}}{r_c - 1}. \quad (2.427)$$

Expresia poate fi suplimentar simplificată pentru a obține:

$$\eta_{vol} = \frac{1}{\underbrace{1 + \frac{1}{\lambda \cdot AFR_s} \frac{\bar{M}_a}{\bar{M}_f}}_{\approx 1}} \frac{r_c - \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}}\right)^{\frac{1}{k}}}{r_c - 1} = \frac{r_c - \left(\frac{p_{ex}}{p_{in}}\right)^{\frac{1}{k}}}{r_c - 1}. \quad (2.428)$$

Lucrul mecanic de pompaj

Uzual, lucrul mecanic de pompaj este mult mai mic decât lucrul mecanic al ciclului de înaltă presiune. Există însă domenii de funcționare a motorului cu ardere internă, precum ralantiul, unde acesta poate avea un impact considerabil. Din acest motiv, la sarcini mici, crește semnificativ consumul specific al motoarelor pe benzină pentru care controlul sarcinii se realizează prin intermediul unei clapete obturatoare.

Pentru calculul lucrului mecanic indicat al ciclului motor, în figura 2.65 sunt prezentate principalele elemente care trebuie avute în vedere. Lucrul mecanic al ciclului motor se calculează ca sumă între lucrul mecanic indicat brut (W_{ig}) și lucrul mecanic de pompaj (W_p):

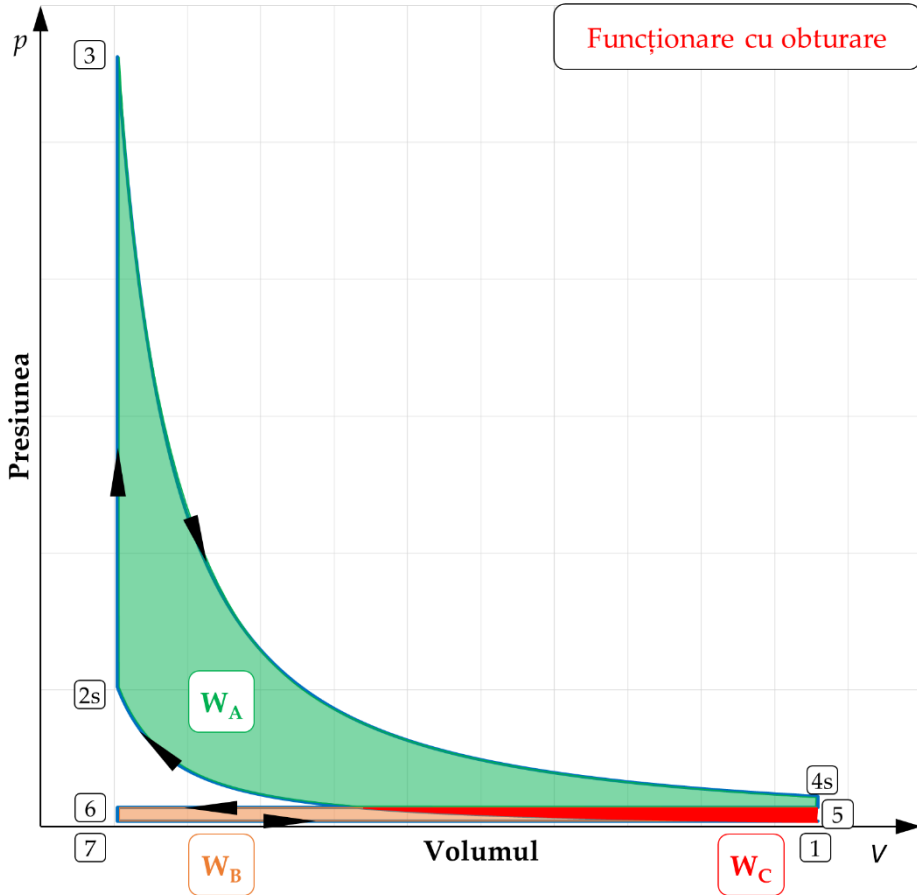


Fig. 2.65 Diagrama p - V a ciclului cu schimb de gaze pentru calculul lucrului mecanic indicat

$$W_{ig} = W_A + |W_C| , \quad (2.429)$$

$$W_p = W_B - |W_C| . \quad (2.430)$$

Înlocuind lucrul mecanic corespunzător proceselor ciclului motor se obține:

$$W_{ig} = W_{1-2} + W_{2-3} + W_{3-4} , \quad (2.431)$$

$$W_p = W_{4-5s} + W_{5s-6} + W_{6-7} + W_{7-1} , \quad (2.432)$$

unde $W_{2-3} = W_{4-5s} = W_{6-7} = 0$. Dacă se ține cont de relațiile lucrului mecanic de evacuare (W_{5-6}) și lucrului mecanic de *admisie* (W_{7-1}):

$$W_{5-6} = \int_5^6 p dV = p_{ex} (V_6 - V_5) = -p_{ex} V_d , \quad (2.433)$$

$$W_{7-1} = \int_7^1 p dV = p_{in} (V_1 - V_7) = p_{in} V_d , \quad (2.434)$$

rezultă că lucrul mecanic de pompaj este:

$$W_p = (p_{in} - p_{ex}) V_d . \quad (2.435)$$

Ținând cont că

$$W_{ig} = \int_{V_{IVC}}^{V_{EVO}} p dV \quad W_p = \int_{V_{EVO}}^{V_{IVC}} p dV ,$$

rezultă

$$W_{in} = W_{ig} + W_p , \quad (2.436)$$

(W_{in} fiind lucrul mecanic indicat net) și ca atare se poate concluziona că:

- ▶ pentru motoarele care funcționează fără obturare și fără supraalimentare lucrul mecanic indicat net al ciclului este egal cu lucrul mecanic indicat brut, deoarece lucrul mecanic de pompaj este nul: $W_{in} = W_{ig}$, $W_p = 0$;
- ▶ pentru motoarele care funcționează cu obturare lucrul mecanic indicat net al ciclului este mai mic decât lucrul mecanic indicat brut, deoarece lucrul mecanic de pompaj este negativ: $W_{in} < W_{ig}$, $W_p < 0$;
- ▶ pentru motoarele supraalimentate lucrul mecanic indicat net al ciclului este mai mare decât lucrul mecanic indicat brut, deoarece lucrul mecanic de pompaj este pozitiv: $W_{in} > W_{ig}$, $W_p > 0$.

2.4.7. Performanțele ciclurilor teoretice

Pe baza relațiilor determinate pentru putere în capitolul 1 și a relației 2.301, puterea indicată brută a ciclului teoretic fără schimb de gaze este:

$$P_{i,g} = IMEP_g \cdot V_d \cdot i \cdot \frac{n}{n_R}, \quad (2.437)$$

respectiv:

$$P_{i,g} = \frac{LHV}{AFR_s} \frac{1}{\lambda} \cdot V_d \cdot i \cdot \frac{n}{n_R} \cdot \eta_{ig} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_{in}. \quad (2.438)$$

Dacă se ține cont de schimbul de gaze în calculul puterii intră presiunea medie indicată netă, iar ecuațiile devin:

$$P_{i,n} = IMEP_n \cdot V_d \cdot i \cdot \frac{n}{n_R}. \quad (2.439)$$

respectiv:

$$P_{i,n} = \frac{LHV}{AFR_s} \frac{1}{\lambda} \cdot V_d \cdot i \cdot \frac{n}{n_R} \cdot \eta_{in} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_{in}. \quad (2.440)$$

2.4.8. Comparația ciclurilor teoretice

Analiza comparativă a ciclurilor teoretice arată că ciclul Otto (la volum constant) are cel mai mare randament, în timp ce ciclul Diesel (ardere la presiune constantă) are cel mai mic randament. Fiind o combinație între cele două cicluri, randamentul ciclului Seiliger (ardere mixtă) se situează între ciclul Otto și ciclul Diesel. Indiferent de tipul ciclului, cea mai ridicată temperatură se obține la sfârșitul procesului de ardere, în timp ce cea mai scăzută temperatură a ciclurilor se obține la sfârșitul procesului de destindere. De aici rezultă cea mai mare, respectiv cea mai scăzută solicitare termică a camerei de ardere. Totodată, datorită limitelor de rezistență a componentelor mecanice, presiunea maximă este întotdeauna limitată. Ținând cont de aceste aspecte, randamentul maxim se obține prin:

- ▶ comprimare izentropică până în punctul 2s (ex. fig. 2.45);
- ▶ ardere la volum constant până la presiunea maximă p_{max} ;
- ▶ procesul de ardere se încheie cu ardere la presiune constantă.

Dacă există riscul de detonație (aprindere necontrolată a amestecului aer-combustibil), atunci apar limitări suplimentare din punct de vedere al raportului de comprimare și implicit al presiunii la sfârșitul comprimării.

2.5. Procesele motorului ideal

Motorul ideal reprezintă un motor de referință care, la fel ca ciclul ideal cu aer, nu prezintă pierderi caracteristice motoarelor precum căldura transmisă pereților, schimbul de gaze și scăpările de gaze din cilindru. Se ține însă cont de modificările compoziției suferite de agentul de lucru în timpul arderii și dependența de temperatură a căldurilor specifice c_p și c_v . Abaterile de la gazul ideal se tratează în general la fel ca în cazul apariției disocierii la temperaturi înalte ($\frac{du}{dT} > c_v$). În tabelul 2.7 este reprezentată o comparație între motorul teoretic, motorul ideal și motorul real.

Tabelul 2.7 Diferențe între ciclul ideal cu aer, motorul ideal și motorul real

Motorul teoretic (ciclul ideal cu aer)	Motorul ideal	Motorul real
Fluid motor proaspăt	Fluid motor proaspăt	Fluid motor proaspăt cu gaze arse reziduale
Pereți diatermani (Motor adiabatic $dQ_{ht} = 0$)	Pereți diatermani (Motor adiabatic $dQ_{ht} = 0$)	Pierderi de căldură prin pereți
Fără pierderi prin schimb de gaze, curgere și scăpări de gaze din cilindru	Fără pierderi prin schimb de gaze, curgere și scăpări de gaze din cilindru	Cu pierderi prin schimb de gaze, curgere și scăpări de gaze din cilindru
Ardere ideală completă $\eta_{ard} = 1$	Evoluție teoretică sau evoluție reală cu posibilitatea unei arderi incomplete	Ardere reală incompletă
Evoluție teoretică (Otto, Diesel, Seiliger)		Evoluție reală a arderii
Gaz ideal	Gaz ideal	Gaz real
$Z = 1$	$Z = 1$	$Z = f(T, p)$
$c_p, c_v = const.$	$c_p, c_v = f(T)$	$c_p, c_v = f(T, p)$

În cazul motorului ideal calculul mărimilor de stare și al mărimilor de interes nu mai poate fi realizat prin metode analitice, ci doar iterativ, prin metode numerice. Efortul nu se justifică însă deoarece procesul motorului ideal este doar un proces de referință pentru aprecierea perfecțiunii motorului real. Dacă se ține cont de modificarea proprietăților materiei cu temperatura, randamentele termice obținute scad, ceea ce înseamnă că prin calcul se estimează o cantitate mare de căldură care trebuie introdusă în motor. În figura 2.66 sunt reprezentate ciclul ideal cu aer și procesul unui motor ideal pentru aceeași cantitate de căldură primită și aceeași presiune maximă. Diferența de suprafață dintre cele două reprezintă o pierdere semnificativă care se datorează ipotezelor simplificatoare adoptate. Dacă se efectuează încercări pe motor și se determină randamentul indicat, cu ajutorul randamentului procesului de referință se poate calcula *gradul de perfecțiune intern* (indică apropierea procesului real de procesul ideal al motorului; este o măsură a pierderilor interne ale motorului și indică cât de apropiat este un proces de procesul de referință):

$$\eta_{perf} = \frac{\eta_i}{\eta_t} = \frac{\eta_i}{\eta_{motor\ ideal}} \quad (2.441)$$

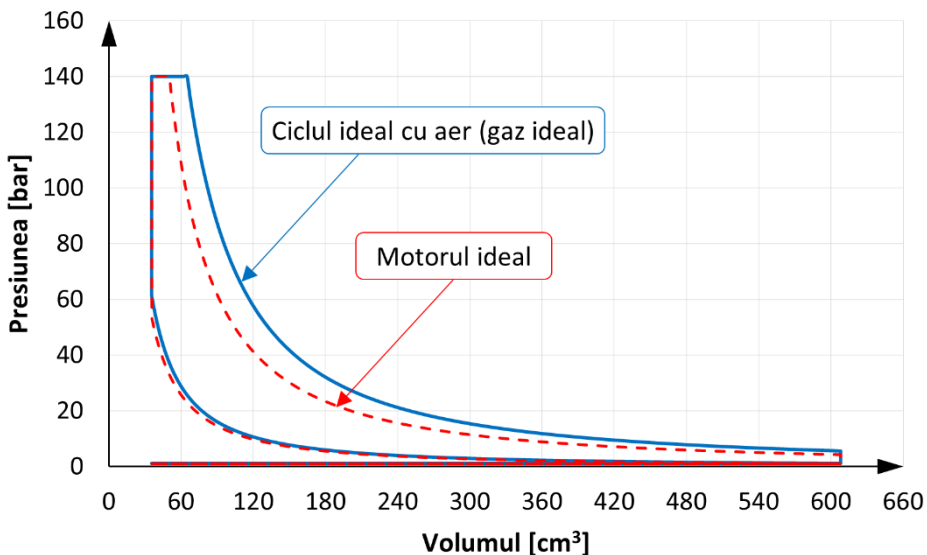


Fig. 2.66 Comparație între ciclul ideal cu aer și procesul dintr-un motor ideal (adaptare după [33])

Dacă se utilizează randamentul termic al ciclului ideal cu aer (care este mai mare), gradul de perfecțiune scade considerabil. Acest lucru se datorează faptului că proprietățile nefavorabile ale materiei duc la pierderi care nu sunt asociate ciclului de referință, ci doar ciclului real (ceea ce, oricum este corect).

Exemplu

Pentru $\varepsilon = 10$ [-] randamentul termic al unui motor Otto este:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{10^{0,4}} = 0,602 \text{ [-]}.$$

Dacă în urma aportului de căldură prin ardere temperatura crește atunci, în cazul real, cresc și căldurile specifice c_p , c_v în timp ce constanta specifică a gazului R crește doar foarte puțin. Ca urmare, raportul celor două călduri

specifice $k = \frac{c_p}{c_v}$ se reduce considerabil și astfel scade exponentul izentropic

(adiabatic) k . Spre exemplu, se alege o valoare medie (echivalentă) a exponentului $k = 1,3$ [-], ceea ce duce la următoarea valoare a randamentului termic:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{10^{0,3}} = 0,499 \text{ [-]}.$$

Acest lucru înseamnă o reducere cu 17 [%] a gradului de perfecțiune al motorului ideal.

3. Procesul de ardere al MAI

Procesul de ardere este cel mai complex proces care are loc în motoarele cu ardere internă, iar desfășurarea lui influențează decisiv performanțele motorului: economicitatea, emisiile poluante, puterea și durabilitatea. Arderea din motor reprezintă oxidarea rapidă a substanțelor combustibile cu degajare de căldură, emisie de lumină (flacăra) și o creștere rapidă a presiunii și temperaturii.

Studiul procesului de ardere poate fi realizat sub două aspecte:

- termodinamic – în acest caz se studiază starea inițială, respectiv cea finală a arderii, precum și energia care ia parte la acest proces;
- cinetic – prin astfel de studii se urmărește înțelegerea mecanismelor acestui proces (se determină viteza de reacție și influențele unor factori asupra acesteia, în scopul înțelegerii mecanismelor atomo-moleculare și a proceselor specifice de aprindere și propagare a flăcării).

În funcție de cantitatea de aer disponibilă pentru arderea combustibilului, arderea poate fi:

- completă – combustibilul dispune de cantitatea minimă suficientă de aer (oxigen) pentru o conversie integrală a energiei chimice în căldură, iar ca urmare produșii finali conțin întreaga cantitate de energie a substanțelor inițiale sub formă de căldură;
- incompletă – combustibilul nu dispune de o cantitate suficientă de aer (oxigen) pentru o conversie integrală, motiv pentru care produșii finali conțin doar o parte din energia chimică a substanțelor inițiale.

Observație

În realitate, chiar și atunci când în camera de ardere este suficient aer pentru o ardere completă, datorită imperfecțiunilor procesului (ex. amestecare insuficientă), arderea este întotdeauna incompletă.

Pentru o funcționare optimă, procesul de ardere trebuie să îndeplinească o serie de cerințe:

a) *Arderea combustibilului trebuie să fie cât mai completă*

- ▶ În cazul unei arderi incomplete:
 - scade economicitatea motorului datorită faptului că se degajă doar o parte din căldura de reacție;
 - în gazele de evacuare apar substanțe toxice: emisii poluante.

b) *Procesul de ardere trebuie să aibă o durată cât mai scurtă și să se desfășoare în apropierea PMS*

- ▶ În cazul în care arderea continuă în destindere:
 - lucrul mecanic al ciclului scade datorită scăderii de presiune;
 - cresc pierderile de căldură prin pereți.

Din aceste motive se înrăutățește economicitatea, cresc solicitările termice și se accelerează uzura pieselor.

c) *Viteza de ardere trebuie să asigure o creștere lină a presiunii din cilindru*

- ▶ O creștere foarte rapidă a presiunii din cilindru determină:
 - o funcționare dură a motorului;
 - creșterea solicitărilor mecanice datorită unor forțe maxime mai mari și datorită aplicării acestora cu șoc.

Pornind de la noțiunile de termodinamică prezentate în capitolul 2, care oferă baza necesară pentru înțelegerea proceselor de ardere și ținând cont de aspectele prezentate în referințele [8,18,27,36–38,40,51,55,57], în acest capitol se tratează principalele aspecte care vizează calculul procesului de ardere. După prezentarea termenilor și a relațiilor esențiale, se definesc potențialul chimic și constantele de echilibru. Utilizând cinetica chimică, la finalul capitolului se pune în evidență timpul necesar unei reacții, respectiv căile posibile de reacție.

3.1. Calculul procesului de ardere

Dacă se consideră că atomii reactanților rămân intacti (nu au loc reacții nucleare) și se neglijează variațiile de energie cinetică și potențială, variația energiei sistemului (ΔE_{sys}) pe durata unei reacții chimice se datorează unei variații a stării sistemului (ΔE_{state}), respectiv unei variații a compoziției chimice (ΔE_{chem}):

$$\Delta E_{sys} = \Delta E_{state} + \Delta E_{chem} . \quad (3.1)$$

Dacă produșii de reacție ies din sistem la aceeași stare ca și reactanții, atunci $\Delta E_{state} = 0$, iar ca urmare, variația energiei sistemului se datorează doar unei modificări a compoziției acestuia.

Deoarece în termodinamică se urmărește doar variația energiei sistemului pe parcursul unui proces și nu valorile energetice ale stărilor particulare, se poate alege orice stare care să reprezinte starea de referință. Totodată, la această stare de referință se poate considera că valoarea energiei interne (u) și a entalpiei (h) sunt nule. Astfel, dacă nu apar variații ale compoziției chimice a sistemului, starea de referință nu are niciun efect asupra rezultatelor. În schimb, dacă apar reacții chimice, compoziția finală a sistemului diferă de compoziția inițială, iar ca urmare devine necesară o stare de referință comună pentru toate substanțele.

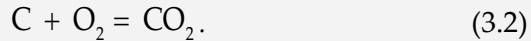
Starea de referință aleasă este numită stare standard de referință și este definită de $p_{ref} = 1$ [bar] și $T_{ref} = 298,15$ [K]. Valorile proprietăților la această stare sunt indicate prin exponentul $(^0)$, respectiv h^0 și u^0 .

Observație

La starea standard de referință, energia internă (u^0) și entalpia (h^0) au valoarea zero doar în cazul elementelor stabile. Prin termenul stabil se înțelege faptul că elementul considerat este stabil chimic (ex. în condiții standard de stare oxigenul, azotul și hidrogenul sunt în forma O_2 , N_2 și H_2 și nu ca O, N și H).

Exemplu

Se consideră reactorul din figura 3.1 în care carbonul (C) și oxigenul (O) (reactanții), ambii aflați la starea de T_{ref} , p_{ref} , reacționează complet pentru a forma dioxid de carbon (CO_2) aflat la aceeași presiune și aceeași temperatură ca și reactanții:



Această reacție are loc cu degajare de căldură (exotermă), astfel că, pentru ca CO_2 să părăsească reactorul la aceeași presiune și aceeași temperatură ca și C, respectiv O_2 este necesară evacuarea căldurii degajate. Considerând că nu are loc un schimb de lucru mecanic, iar variațiile energiei cinetice și energiei potențiale sunt neglijabile, rezultă:

$$0 = \dot{Q}_{CV} + \dot{m}_C h_C + \dot{m}_{O_2} h_{O_2} - \dot{m}_{CO_2} h_{CO_2}, \quad (3.3)$$

unde: m reprezintă debitul masic, iar h entalpia specifică. Deoarece este mai ușor să se lucreze cu valori molare, ecuația conservării energiei devine:

$$0 = \dot{Q}_{CV} + \dot{n}_C \bar{h}_C + \dot{n}_{O_2} \bar{h}_{O_2} - \dot{n}_{CO_2} \bar{h}_{CO_2}. \quad (3.4)$$

Rearanjând termenii pentru a obține entalpia CO_2 se obține:

$$\bar{h}_{CO_2} = \frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{n}_{CO_2}} + \frac{\dot{n}_C}{\dot{n}_{CO_2}} \bar{h}_C + \frac{\dot{n}_{O_2}}{\dot{n}_{CO_2}} \bar{h}_{O_2} = \frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{n}_{CO_2}} + \bar{h}_C + \bar{h}_{O_2}. \quad (3.5)$$

Deoarece carbonul și oxigenul sunt elemente stabile în starea standard $\bar{h}_C = \bar{h}_{O_2} = 0$, ecuația devine:

$$\bar{h}_{CO_2} = \frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{n}_{CO_2}}. \quad (3.6)$$

Măsurând cu precizie schimbul de căldură se obține:

$$\bar{h}_{CO_2} = -393,52 \text{ [kJ/kmol]}.$$

O proprietate fundamentală care poate fi utilizată pentru a caracteriza energia chimică a unui element sau compus chimic la starea standard de referință este entalpia de formare (h_f^0).

Pentru a evalua entalpia unui compus la orice altă stare, diferită de starea standard, ecuația utilizată este:

$$\bar{h}(T, p) = \bar{h}_f^0 + \left[\bar{h}(T, p) - \bar{h}(T_{ref}, p_{ref}) \right] = \bar{h}_f^0 + \Delta \bar{h} . \quad (3.7)$$

$\Delta \bar{h}$ poate fi determinat pentru orice stare de referință (ref), deoarece compoziția este constantă.

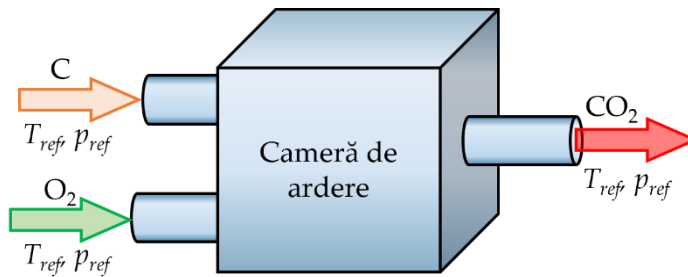


Fig. 3.1 Oxidarea carbonului cu oxigen pentru a forma CO_2 în condițiile T_{ref} și p_{ref}

Entalpia standard de formare este cantitatea de căldură consumată sau eliberată în timpul formării a $n = 1$ mol de compus din elemente aflate în starea standard de referință. Această entalpie este definită și tabelată pentru fiecare element chimic.

Tabelul 3.1 include date privind entalpia standard de formare pentru elementele chimice aflate în condiția standard, respectiv $T = 25$ [°C] și $p = [1$ bar] (anterior $p = [1$ atm]).

Se definește entalpia de reacție (Δh_R) ca diferența dintre entalpia produșilor (la o stare dată) și entalpia reactanților la aceeași stare, în condițiile în care reacția este completă.

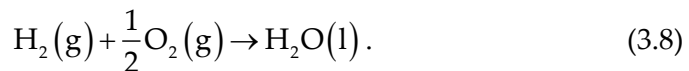
Tabelul 3.1 Entalpia standard de formare pentru o selecție de compuși chimici [20]

Compus	Stare de agregare	Formulă	Entalpia de formare (\bar{h}_f^0) [kJ/mol]
Metan	gaz	CH ₄	-75,85
Etan	gaz	C ₂ H ₆	-84,86
Propan	gaz	C ₃ H ₈	-103,85
Etanol	lichid	C ₂ H ₅ OH	-235,43
Oxid de azot	gaz	NO	90,25
Dioxid de azot	gaz	NO ₂	33,18
Protoxid de azot	gaz	N ₂ O	82,05
Apă	gaz	H ₂ O	-241,82
Apă	lichid	H ₂ O	-285,83
Monoxid de carbon	gaz	CO	-110,5
Dioxid de carbon	gaz	CO ₂	-393,5
Dioxid de sulf	gaz	SO ₂	-296,2

Observație

Datorită multitudinii de combinații posibile, respectiv a posibilității ca reacția să fie incompletă, utilizarea entalpiei de reacție nu este întotdeauna practică, motiv pentru care se utilizează ca proprietate fundamentală entalpia de formare (definită anterior).

Pentru a exemplifica calculul entalpiei de reacție se va utiliza arderea oxihidrogenului (amestec gazos de hidrogen și oxigen):



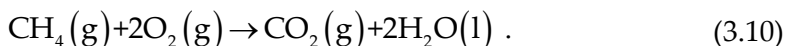
În cazul sistemelor în care nu are loc o modificare a compoziției agentului de lucru, variațiile valorilor entropiei interne, entalpiei și entropiei sistemului pot fi determinate utilizând tabelele de proprietăți termodinamice. Dacă în schimb, are loc o reacție chimică, reactanții se consumă pentru a forma produși (altfel spus, are loc ruperea unor legături chimice și formarea de noi legături), care au o compoziție chimică diferită.

Ca urmare nu este posibil calculul variației valorilor u , h și s pentru toate substanțele.

În acest scop se pornește de la presupunerea că H_2 și O_2 sunt în stare gazoasă (g), iar H_2O în stare lichidă (l). De asemenea, se consideră că gazele sunt substanțe pure și se află în forma lor cea mai stabilă. Prin urmare, ele vor avea entalpie zero. În funcție de semnul valorii entalpiei standard de formare, se poate spune dacă în timpul reacției se eliberează energie (valoare negativă) – reacție exotermă - sau se consumă energie (valoare pozitivă) – reacție endotermă. Pentru exemplul analizat, entalpia standard de formare va fi [18,40]:

$$\begin{aligned}\Delta H_R^0 &= \sum v_i H_{f,i}^0 = \sum \Delta H_{f,prod}^0 - \sum \Delta H_{f,react}^0 \\ \Delta H_R^0 &= \left[1 \text{ mol} \cdot (-285,83) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right] - \left[1 \text{ mol} \cdot (0) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} + 0,5 \text{ mol} \cdot (0) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right] . \quad (3.9) \\ \Delta H_R^0 &= -285,83 \text{ [kJ]}\end{aligned}$$

Așa cum s-a menționat anterior, entalpia de reacție ΔH_R^0 (care, în acest caz este aceeași cu entalpia de formare) este diferența dintre entalpia produșilor de reacție și entalpia reactanților într-o stare de referință. Același bilanț ar putea fi întocmit și pentru cazul în care apa rezultată este în stare gazoasă. Singura diferență este faptul că în ecuația entalpiei de formare se va introduce entalpia standard de formare corespunzătoare apei în stare gazoasă. În esență, rezultatele diferă prin cantitatea de entalpie molară de vaporizare a apei la 25 °C. Pentru a clarifica suplimentar acest concept, se va exemplifica și arderea metanului:



Entalpia de reacție se calculează analog exemplului anterior, ca diferența dintre entalpia produșilor și entalpia reactanților. Se poate constata că entalpia reacției de ardere a gazului metan este negativă. De altfel pentru reacțiile exoterme, respectiv toate reacțiile de ardere, entalpia de reacție va fi întotdeauna negativă:

$$\begin{aligned} \Delta H_R^0 &= \sum \Delta H_{f,prod}^0 - \sum \Delta H_{f,react}^0 \\ \Delta H_R^0 &= \left[1\text{mol} \cdot (-393,5) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} + 2\text{mol} \cdot (-285,83) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right] - \\ &\quad - \left[1\text{mol} \cdot (-74,85) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} + 2\text{mol} \cdot (0) \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right] \\ \Delta H_R^0 &= -890,31 \text{ [kJ]} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Atunci când se analizează reacțiile de ardere, un simplu bilanț al entalpiei nu mai este suficient deoarece au loc procese de conversie a substanțelor. Suplimentar, arderea nu are loc în stare standard. Ca urmare, bilanțul trebuie extins. În acest scop se consideră un sistem deschis, diaterman și izobar (fig. 3.2).

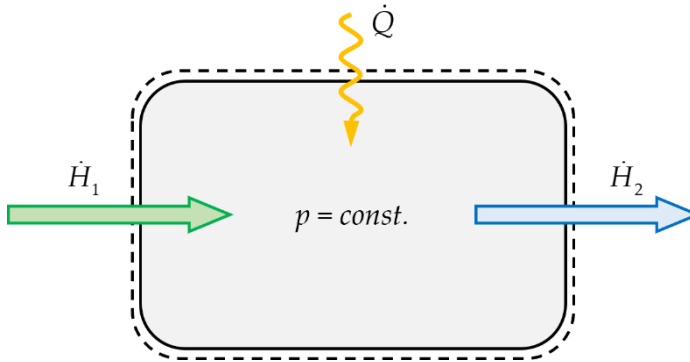


Fig. 3.2 Schema sistemului considerat pentru ardere

Deoarece presiunea din sistem nu se modifică ($dp = 0$) și frecările sunt neglijate (ideal), bilanțul energetic al sistemului sub formă de puteri va fi:

$$\dot{Q} = \dot{H}_2 - \dot{H}_1 \quad (3.12)$$

Așa cum s-a menționat deja, arderea implică procese de conversie a substanțelor (modificare a compoziției chimice). Ca urmare, ecuația bilanțului energetic trebuie extinsă. Pentru a putea realiza bilanțul corect al procesului de conversie al reactanților în produși de reacție, se utilizează starea de referință comună [34,36,55]:

$$\begin{aligned}
 \dot{Q} &= \dot{H}_2 - \dot{H}_1 - \underbrace{\dot{H}_{prod}^0 + \dot{H}_{prod}^0 - \dot{H}_{reac}^0 + \dot{H}_{reac}^0}_{extindere=0} \\
 \dot{Q} &= \left(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0 \right) + \left(\dot{H}_{reac}^0 - \dot{H}_1 \right) + \underbrace{\dot{H}_{prod}^0 - \dot{H}_{reac}^0}_{\Delta \dot{H}_R^0} \quad (3.13) \\
 \dot{Q} &= \left(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0 \right) + \left(\dot{H}_{reac}^0 - \dot{H}_1 \right) + \Delta \dot{H}_R^0
 \end{aligned}$$

În ecuația 3.13 \dot{H}_{prod}^0 , \dot{H}_{reac}^0 sunt entalpiile în condiții standard ale produșilor și respectiv reactanților și pot fi ușor identificate în tabele pentru fiecare substanță în parte. H_1 poate fi la rândul său determinat ușor deoarece condițiile inițiale sunt cunoscute. H_2 este mai dificil de determinat deoarece depinde de T_2 , iar acesta din urmă nu este cunoscut.

Bilanțul energetic astfel obținut (ecuația 3.13) poate fi utilizat pentru determinarea temperaturii de ardere T_2 . Flacăra adiabatică, care are relevanță din punct de vedere tehnic, va fi tratată mai detaliat în capitolul 3.1.3. Pentru a începe calculul temperaturii T_2 , cantitatea de căldură generată de reacție trebuie mai întâi determinată experimental într-o bombă calorimetrică. Entalpia de reacție $\Delta \dot{H}_R^0$ se obține aplicând metoda descrisă anterior. În această etapă trebuie doar să se determine ceilalți doi termeni. Ca urmare, diferențele de entalpie pentru reactanți și produși sunt [34,36,55]:

$$\begin{aligned}
 \left(\dot{H}_{reac}^0 - \dot{H}_1 \right) &= \left[\sum_i \dot{n}_i \bar{c}_{pm,i} \Big|_1^{ref} (T_{ref} - T_{1,i}) \right]_{reac} \\
 &= \left[\sum_i \dot{m}_i c_{pm,i} \Big|_1^{ref} (T_{ref} - T_{1,i}) \right]_{reac} \\
 \left(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0 \right) &= \left[\sum_i \dot{n}_i \bar{c}_{pm,i} \Big|_{ref}^2 (T_2 - T_{ref}) \right]_{reac} \\
 &= \left[\sum_i \dot{m}_i c_{pm,i} \Big|_{ref}^2 (T_2 - T_{ref}) \right]_{reac} \quad (3.14)
 \end{aligned}$$

Este important de reținut faptul că, la calculul reactanților, este posibil ca aerul și combustibilul să prezinte temperaturi diferite. Pentru a fi introduse în calcul, capacitățile termice specifice molare medii (utilizate în relația 3.14) pot fi identificate în tabele. Ecuațiile și relațiile de mai sus sunt ilustrate grafic în figurile 3.3 și 3.4.

În figura 3.3 este prezentată arderea izobară în condiții adiabatice. În acest caz reactanții se află inițial în starea 1, însă pentru analiză sunt raportați la starea de referință (T_{ref}, p_{ref}). Entalpia specifică stării de referință este mai mică deoarece temperatura de referință și presiunea de referință sunt mai mici decât temperatura și presiunea în starea 1. În starea de referință, reactanții sunt apoi transformați în produși, ceea ce duce la o scădere a entalpiei cu o valoare egală cu entalpia de reacție (Δh_R^0) deoarece reacția este exotermă. Motivul acestei scăderi este diferența dintre entalpia de formare a produșilor și entalpia de formare a reactanților. În ultima etapă, produșii sunt aduși în starea 2 (T_2, p_2). În ciuda creșterii temperaturii ($T_2 > T_1$), se aplică $h_2 = h_1$ deoarece arderea este adiabetică. În figura 3.4, se consideră același proces, însă pentru un sistem diaterman (care permite schimb de căldură). De această dată entalpia scade ($h_2 < h_1$), în timp ce temperatura crește ($T_2 > T_1$). Creșterea de temperatură este mai redusă însă, deoarece o parte din entalpia specifică de reacție, este disipată din flacără prin schimb sub formă de căldură cu pereții sistemului.

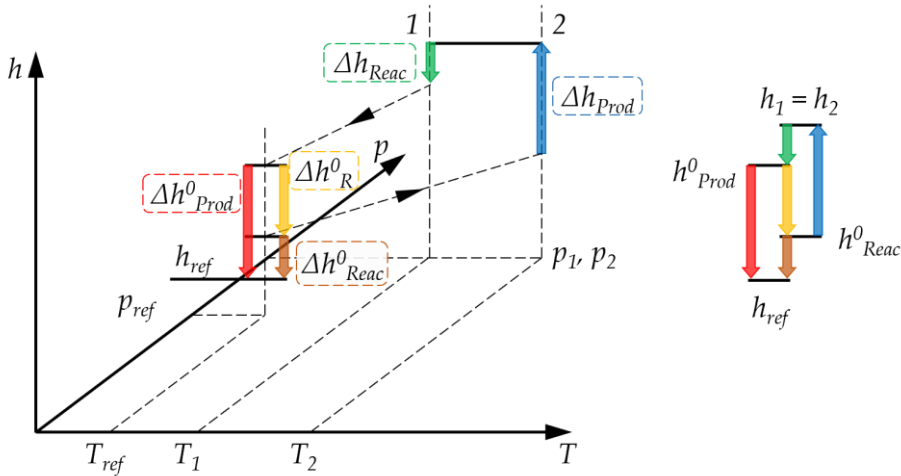


Fig. 3.3 Bilanțul energetic pentru ardere adiabetică la presiune constantă (adaptare după [13])

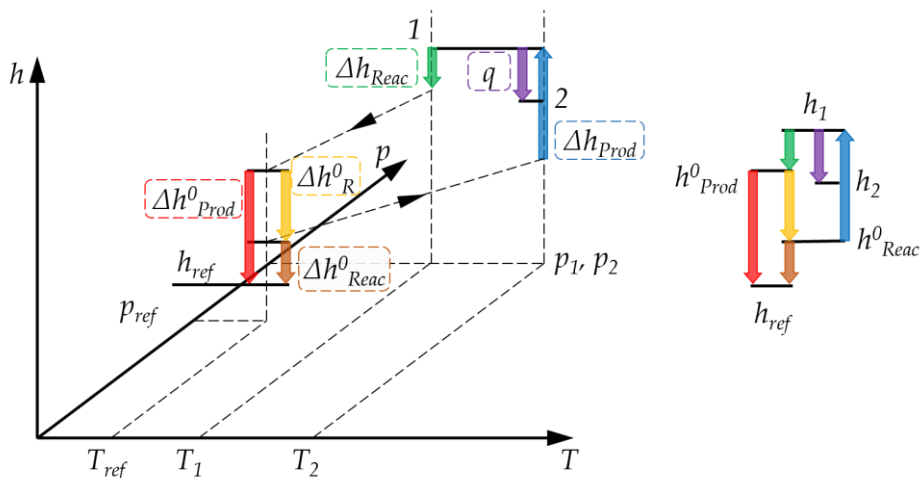


Fig. 3.4 Bilanțul energetic pentru ardere diatermană la presiune constantă (adaptare după [13])

3.1.1. Puterea calorică

Pentru calculul și analiza proceselor de ardere, de obicei, se utilizează puterea calorică a combustibililor. Se numește putere calorică superioară - presupunând că apa produsă este în stare lichidă - entalpia negativă molară (raportare la cantitatea de substanță) sau specifică (raportare la masă) de reacție. Puterea calorică inferioară descrie în esență același lucru, însă în acest caz, apa (ca produs de reacție) este în stare gazoasă. În funcție de valoarea de referință selectată (masa sau cantitatea de substanță), unitatea de măsură a puterii calorice este $[kJ/kg_{comb}]$ sau $[kJ/kmol_{comb}]$.

Puterea calorică superioară (HHV) - vaporii de apă din gazele de ardere condensează, iar căldura de vaporizare a acestora este conținută în căldura totală obținută.

Puterea calorică inferioară (LHV) - vaporii de apă din gazele de ardere rămân în stare gazoasă datorită faptului că temperatura gazelor este mai ridicată decât temperatura de condensare a acestora (motoarele cu ardere internă se încadrează în această categorie).

Diferența dintre cele două puteri calorice (HHV, LHV), reprezintă căldura latentă de vaporizare a apei (h_{fg,H_2O}).

Observație

Puterea calorică a unui combustibil se poate determina experimental sau prin calcul pe baza compoziției chimice.

Ținând cont de aceste aspecte pentru cele două puteri calorice rezultă următoarele relații:

$$HHV = -\frac{\Delta H_{R,H_2O_l}}{m_f}, \quad (3.15)$$

$$\overline{HHV} = -\frac{\Delta H_{R,H_2O_l}}{n_f}, \quad (3.16)$$

$$LHV = -\frac{\Delta H_{R,H_2O_g}}{m_f}, \quad (3.17)$$

$$\overline{LHV} = -\frac{\Delta H_{R,H_2O_g}}{n_f}. \quad (3.18)$$

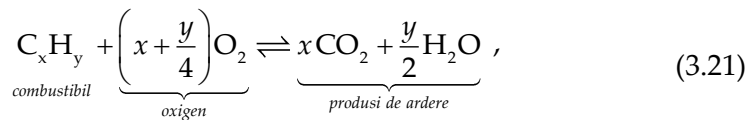
Puterea calorică superioară și puterea calorică inferioară sunt legate prin entalpia de vaporizare $h_{fg,H_2O} = 2.502$ [kJ/kg] (la 25 °C) a apei (ca produs de reacție). Ținând cont de aspectele amintite anterior, dacă apa condensează în gazele de evacuare, pentru calcul se utilizează puterea calorică superioară. În schimb, dacă în gazele de evacuare apa este în stare gazoasă atunci se utilizează puterea calorică inferioară:

$$HHV = LHV + \frac{m_{H_2O}}{m_f} \cdot h_{fg,H_2O}, \quad (3.19)$$

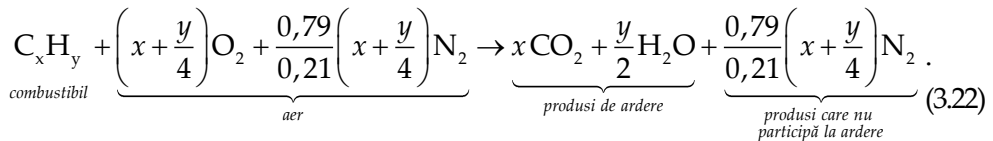
$$\overline{HHV} = \overline{LHV} + \frac{n_{H_2O}}{n_f} \cdot \bar{M}_{H_2O} \cdot h_{fg,H_2O}. \quad (3.20)$$

3.1.2. Formarea amestecului

Conversia energiei chimice a combustibilului în căldură are loc sub formă de reacție chimică cu participarea oxigenului, uzual din aerul atmosferic. În funcție de compoziția chimică a combustibilului este necesară o anumită cantitate de oxigen (și astfel o anumită cantitate de aer) pentru o ardere stoichiometrică. Această cantitate de oxigen/aer este impusă de oxidarea elementelor componente ale combustibilului, conform reacțiilor de oxidare. Pentru determinarea cantității de oxigen/aer necesare se utilizează ecuația generală a reacției de ardere a hidrocarburilor [27,51]:



sau, dacă arderea este teoretică (azotul nu participă la ardere) și are loc cu aer (21% V/V O₂ și 79% V/V N₂):



Cantitatea de oxigen necesară pentru o ardere stoichiometrică poate fi determinată direct din ecuația reacției, respectiv:

$$O_{2,s} = \left(x + \frac{y}{4}\right) \left[\frac{\text{kmol}_{O_2}}{\text{kmol}_{\text{comb}}} \right]. \quad (3.23)$$

Alternativ, cantitatea minimă de oxigen se poate determina pe baza compoziției gravimetrice a combustibilului. Considerând un combustibil care conține și oxigen C_xH_yO_z rezultă [51]:

$$\begin{aligned}
 c &= \frac{\text{masa de C}}{\text{masa combustibilului}} = \frac{x \cdot \bar{M}_C}{x \cdot \bar{M}_C + y \cdot \bar{M}_{H_2} + z \cdot \bar{M}_{O_2}} \left[\frac{\text{kg}_C}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right] \\
 h &= \frac{\text{masa de H}_2}{\text{masa combustibilului}} = \frac{y \cdot \bar{M}_{H_2}}{x \cdot \bar{M}_C + y \cdot \bar{M}_{H_2} + z \cdot \bar{M}_{O_2}} \left[\frac{\text{kg}_{H_2}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right], \quad (3.24) \\
 o &= \frac{\text{masa de O}_2}{\text{masa combustibilului}} = \frac{z \cdot \bar{M}_{O_2}}{x \cdot \bar{M}_C + y \cdot \bar{M}_{H_2} + z \cdot \bar{M}_{O_2}} \left[\frac{\text{kg}_{O_2}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right]
 \end{aligned}$$

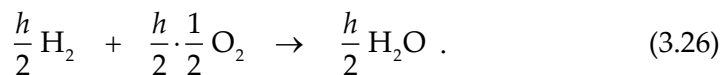
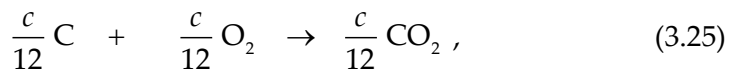
unde: \bar{M}_i este masa molară a elementului i , respectiv $\bar{M}_C = 12 \left[\frac{\text{kg}_C}{\text{kmol}_C} \right]$,

$$\bar{M}_{H_2} = 2 \left[\frac{\text{kg}_{H_2}}{\text{kmol}_{H_2}} \right] \quad \text{și} \quad \bar{M}_{O_2} = 32 \left[\frac{\text{kg}_{O_2}}{\text{kmol}_{O_2}} \right].$$

Observație

Dacă în structura combustibilului există și oxigen, acesta intervine în reacțiile de oxidare a carbonului și hidrogenului, ceea ce duce la o reducere a cantității de oxigen care trebuie asigurată din exterior sau din aerul atmosferic.

În acest caz, pentru calcul cantității stoichiometrice de oxigen/aer se pornește de la următoarele reacții de ardere, care țin cont de participarea molară a componentelor din 1 [kg] de combustibil [51]:



Ținând cont de cele prezentate mai sus, cantitatea minimă de oxigen necesar arderii teoretice a 1 [kg] de combustibil (numită și cantitate stoichiometrică) este:

$$\text{O}_{2,s} = \left(\frac{c}{12} + \frac{h}{4} - \frac{o}{32} \right) \cdot 32 \left[\frac{\text{kg}_{O_2}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right]. \quad (3.27)$$

Cunoscând cantitatea de oxigen, pentru o compoziție a aerului de 21% v/v (23,2% m/m) O₂ și 79% v/v (76,8% m/m) N₂, se poate calcula cantitatea de aer minimă teoretic/stoichiometrică (\overline{AFR}_s) necesară pentru o ardere completă:

$$\overline{AFR}_s = \frac{1}{0,21} \left(x + \frac{y}{4} \right) \left[\frac{\text{kmol}_{\text{aer}}}{\text{kmol}_{\text{comb}}} \right], \quad (3.28)$$

sau

$$AFR_s = \frac{1}{0,232} (2,664 \cdot c + 7,936 \cdot h - o) \left[\frac{\text{kg}_{\text{aer}}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right], \quad (3.29)$$

$$AFR_s = 4,31 \cdot (2,664 \cdot c + 7,936 \cdot h - o) \left[\frac{\text{kg}_{\text{aer}}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right], \quad (3.30)$$

$$\overline{AFR}_s = \frac{1}{0,21} (2,664 \cdot c + 7,936 \cdot h - o) \left[\frac{\text{kmol}_{\text{aer}}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right], \quad (3.31)$$

$$\overline{AFR}_s = 4,76 \cdot (2,664 \cdot c + 7,936 \cdot h - o) \left[\frac{\text{kmol}_{\text{aer}}}{\text{kg}_{\text{comb}}} \right]. \quad (3.32)$$

Legătura dintre AFR și \overline{AFR} este dată de relația:

$$AFR = \overline{AFR} \left(\frac{\overline{M}_a}{\overline{M}_f} \right). \quad (3.33)$$

După cum s-a precizat și în capitolul 1, pentru a caracteriza compoziția amestecului de aer și combustibil se utilizează coeficientul de exces de aer λ , care indică în ce raport este cantitatea reală de aer (cantitatea de aer disponibilă pentru ardere) față de cantitatea minimă de aer care ar fi necesar arderii stoichiometrice. Acesta se obține ca raportul dintre masa de aer disponibilă efectiv pentru ardere (m_a) și masa de aer necesară teoretic pentru arderea stoichiometrică ($m_{a,s}$).

$$\lambda = \frac{O_2}{O_{2,s}} = \frac{m_a}{m_{a,s}} = \frac{AFR}{AFR_s} , \quad (3.34)$$

$$\lambda = \frac{m_a}{AFR_s \cdot m_f} . \quad (3.35)$$

După cum s-a precizat și în capitolul 1, dacă valoarea acestui raport este 1, se spune că este un raport stoichiometric. Dacă valoarea sa este mai mică decât 1, este lipsă (deficit) de aer (amestec bogat în combustibil), iar dacă este mai mare decât 1, există exces de aer (amestec sărac în combustibil). Raportul aer-combustibil (coeficientul de exces de aer) permite extragerea de concluzii privind emisiile de poluanți, temperaturile și evoluția arderii. Dacă în camera de ardere există un deficit local de oxigen, cauzat de o curgere necorespunzătoare, chiar și în condițiile unui exces global de aer poate să apară arderea incompletă. Valoarea reciprocă a raportului aer-combustibil se numește raport de echivalență (ϕ) (preferat în literatura internațională engleză):

$$\phi = \frac{AFR_s}{AFR} = \frac{m_{a,s}}{m_a} = \frac{m_f}{m_{f,s}} = \frac{1}{\lambda} . \quad (3.36)$$

Pentru o cantitate dată de aer, ϕ indică în ce raport este cantitatea reală de combustibil (m_f – cantitatea de combustibil disponibilă pentru ardere) față de cantitatea de combustibil care ar putea arde stoichiometric ($m_{f,s}$). Pentru arderea stoichiometrică, raportul de echivalență presupune de asemenea valoarea 1. În celelalte cazuri, respectiv ardere cu amestec bogat sau sărac, raportul de echivalență este indirect proporțional cu raportul de aer-combustibil.

În timpul funcționării motoarelor cu ardere internă, raportul aer-combustibil variază continuu. Totodată nu este posibil să se obțină întotdeauna un raport stoichiometric, iar în anumite situații acest lucru nici nu este de dorit. Suplimentar, în cazul în care se reușește obținerea unui raport aer-combustibil stoichiometric, se pune problema distribuției optime a aerului și combustibilului în camera de ardere. Prin urmare, în funcție de cerințele de

performanță pentru motor, este necesar ca unul din cei doi participanți la ardere să fie în exces. Spre exemplu:

- ▶ pentru a obține un consum redus de combustibil este necesar a se asigura o cantitate de aer în exces pentru a crește probabilitatea ca întreaga cantitate de combustibil să ardă (suplimentar, cantitatea de aer în exces ajută la reducerea pierderilor de căldură prin pereții camerei de ardere).
- ▶ pentru a obține o valoare mare a momentului motor, este de preferat să se asigure o cantitate de combustibil în exces pentru a crește probabilitatea ca întreaga cantitate de aer din camera de ardere să fie utilizată.

Observație

Cerințele de performanță pentru motor nu sunt întotdeauna în concordanță cu cerințele de funcționare a sistemului de post-tratare a gazelor arse. Spre exemplu, catalizatorul cu trei căi utilizat la MAS pentru oxidarea hidrocarburilor nearse și a monoxidului de carbon în CO_2 și H_2O , respectiv reducerea oxizilor de azot, implică o funcționare cu $\lambda = 1$. Pentru respectarea normelor de poluare actuale, acest lucru trebuie îndeplinit pe întreaga plajă de sarcini și turații.

Puterea calorică a amestecului

Pentru conversia energiei în cilindrul unui motor cu ardere internă nu puterea calorică a combustibilului (LHV) este cea care are un rol determinant [51], ci puterea calorică a amestecului (HV_{af}), deoarece:

- ▶ camera de ardere a unui cilindru are un volum finit cunoscut;
- ▶ la reacțiile din volumul camerei de ardere (pentru transformarea energiei chimice a combustibilului în căldură) participă atât combustibilul, cât și aerului.

Pornind de la definiția raportului aer-combustibil stoichiometric, se poate scrie:

$$AFR = \lambda \cdot AFR_s . \quad (3.37)$$

Masa de amestec de aer și combustibil (m_{af}) este egală cu suma dintre masa de combustibil (m_f) și masa de aer (m_a):

$$m_{af} = m_f + m_a = m_f (1 + \lambda \cdot AFR_s) , \quad (3.38)$$

care, pentru o cantitate de combustibil de 1 [kg] devine:

$$m_{af} = 1 + \lambda \cdot AFR_s . \quad (3.39)$$

Ținând cont de această relație puterea calorică raportată la masa de amestec este:

$$HV_{af} = \frac{LHV}{m_{af}} = \frac{LHV}{1 + \lambda \cdot AFR_s} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg}_{af}} \right] . \quad (3.40)$$

Variația puterii calorice a amestecului pentru motorină în funcție de valoarea coeficientului de exces de aer este prezentată în figura 3.5.

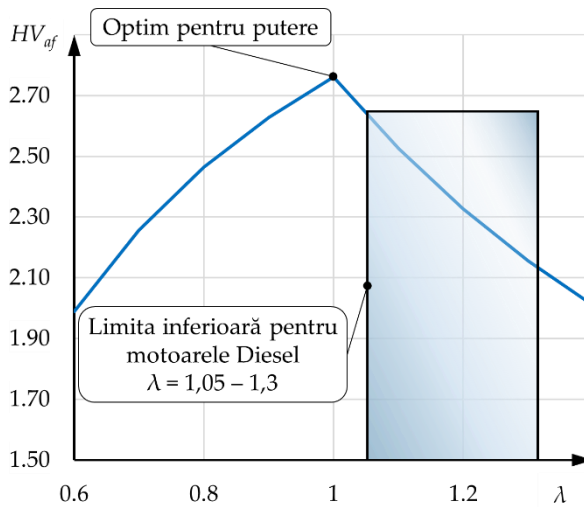


Fig. 3.5 Puterea calorică a amestecului în funcție de coeficientul de exces de aer

În schimb, puterea calorică raportată la volumul de a amestec este:

$$HV_{af} = \frac{LHV}{V_{af}} = \frac{LHV}{V_a + V_f} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3_{af}} \right], \quad (3.41)$$

unde: V_{af} este volumul de amestec; V_a – volumul de aer; V_f – volumul de combustibil.

Legătura dintre cele două puteri calorice ale amestecului este dată de densitatea amestecului (ρ_{af}):

$$H_{af} = \frac{LHV}{m_{af}} \cdot \frac{m_{af}}{V_{af}} = \frac{LHV}{m_{af}} \cdot \rho_{af} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3_{af}} \right], \quad (3.42)$$

unde $\rho_{af} = \frac{m_{af}}{V_{af}}$.

În funcție de modul de formare a amestecului, în cilindrul motorului cu ardere internă este admis aer sau amestec de aer și combustibil. În cazul formării externe a amestecului (în cilindru este admis amestec de aer și combustibil) se obține:

$$\rho_{af} = \frac{m_{af}}{V_{af}} = \frac{m_{af}}{V_a + V_f} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right], \quad (3.43)$$

$$HV_{af} = LHV \cdot \rho_{af} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3_{af}} \right]. \quad (3.44)$$

În cazul formării interne a amestecului (în cilindru este admis doar aer), combustibilul se introduce în cilindru doar după finalizarea procesului de admisie, astfel că puterea calorică a amestecului devine:

$$\rho_{af} = \frac{m_a + \cancel{m_f}}{V_a + \cancel{V_f}} = \rho_a \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right], \quad (3.45)$$

$$HV_{af} = \frac{LHV}{\lambda \cdot AFR_s} \cdot \rho_a \left[\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3_{af}} \right]. \quad (3.46)$$

3.1.3. Temperatura flăcării adiabatice

Temperatura maximă a flăcării este de mare interes pentru analiza procesului de ardere, deoarece permite o estimare inițială a formării poluanților. În cazul proceselor de ardere din motorul cu ardere internă, estimarea se bazează pe temperatura flăcării adiabatice. Pentru a calcula temperatura flăcării adiabatice se consideră un sistem adiabetic (cu alte cuvinte fără schimb de căldură între flacără și mediul exterior $\dot{Q} = 0$) în care reacționează un combustibil cu aerul, fără schimb de lucru mecanic ($\dot{W}_{CV} = 0$). Pentru procesul de ardere considerat, entalpia de reacție se estimează ținând cont de puterea calorică inferioară. Temperatura flăcării adiabatice se determină aplicând relația 3.13 pentru sistemul adiabetic considerat [34,36,55]:

$$\left(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0\right) + \left(\dot{H}_{react}^0 - \dot{H}_1\right) + \Delta\dot{H}_R^0 = 0, \quad (3.47)$$

$$\left(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0\right) = -\left(\dot{H}_{react}^0 - \dot{H}_1\right) - \Delta\dot{H}_R^0, \quad (3.48)$$

$$\left(\dot{H}_{react}^0 - \dot{H}_1\right) = \dot{n}_f \bar{c}_{pm,f} \Big|_{T_f}^{T_{ref}} \underbrace{\left(T_{ref} - T_f\right)}_{-\vartheta_f} + \dot{n}_a \bar{c}_{pm,a} \Big|_{T_a}^{T_{ref}} \underbrace{\left(T_{ref} - T_a\right)}_{-\vartheta_a}, \quad (3.49)$$

$$\Delta\dot{H}_R^0 = -\dot{n}_f \overline{LHV}, \quad (3.50)$$

$$\left(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0\right) = \sum_i \dot{n}_i \bar{c}_{pm,i} \Big|_{T_{ref}}^{T_2} \underbrace{\left(T_{ref} - T_i\right)}_{\vartheta_{ad}}. \quad (3.51)$$

Raportarea reactanților și a produșilor la starea de referință se face cu ajutorul ecuațiilor 3.14. Știind că $\vartheta_i = T_i - T_{ref}$ se obține:

$$\left(\sum_i \dot{n}_i \bar{c}_{pm,i} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}}\right) \vartheta_{ad} = \overline{LHV} + \dot{n}_f \bar{c}_{pm,f} \Big|_{T_f}^{T_{ref}} \vartheta_f + \dot{n}_a \bar{c}_{pm,a} \Big|_{T_a}^{T_{ref}} \vartheta_a, \quad (3.52)$$

respectiv:

$$\left(\sum_i \frac{\dot{n}_i}{\dot{n}_f} \bar{c}_{pm,i} \right)_{T_{ref}}^{T_{ad}} \mathcal{G}_{ad} = \overline{LHV} + \dot{n}_f \bar{c}_{pm,f} \Big|_{T_f}^{T_{ref}} \mathcal{G}_f + \lambda \overline{AFR}_s \bar{c}_{pm,a} \Big|_{T_a}^{T_{ref}} \mathcal{G}_a \cdot \quad (3.53)$$

Analizând această relație se poate observa că temperatura flăcării adiabatice este o variabilă care depinde de mai multe condiții la limită. Printre altele, un rol decisiv îl joacă amestecul de combustibil și oxidant, puterea calorică inferioară (sau puterea calorică superioară), coeficientul de exces de aer (λ) și temperatura inițială a reactanților (T_{ref}). În tabelul 3.2 sunt prezentate temperaturile flăcării adiabatice pentru diferite amestecuri de combustibil și oxidant. În general, temperaturile maxime sunt mai mari atunci când se utilizează oxigenul pur ca oxidant. Dacă reacția are loc cu aer, azotul nu ia parte la ardere și astfel scade temperatura fiind doar un balast termic. În cazul real, temperatura de ardere este mai mică decât temperatura adiabetică, deoarece au loc pierderi de căldură, ardere incompletă și disociere (scindarea moleculelor la temperaturi ridicate cu un consum de căldură).

Tabelul 3.2 Temperatura flăcării adiabatice a unui amestec stoichiometric pentru $p = 1$ [bar], $T = 298$ [K] (adaptare după [57])

Combustibil	Oxidant	Temperatura flăcării adiabatice T_{ad} [K]
H ₂	Aer	2.380
H ₂	O ₂	3.083
CH ₄	Aer	2.222
C ₂ H ₂	Aer	2.523
C ₂ H ₂	O ₂	4.850

Calculul temperaturii adiabatice de ardere a n-butanului

Pentru a exemplifica modul de calcul al temperaturii flăcării adiabatice, se consideră procesul de ardere al n-butanului. Se consideră că arderea n-butanului (C₄H₁₀) are loc cu aer (format din 21% v/v O₂ și 79% v/v N₂), iar temperatura reactanților la intrare este de 25 [°C]. De asemenea, se presupune că arderea este completă, iar produșii de reacție sunt doar dioxid de carbon (CO₂) și apă (H₂O). Sistemul considerat este prezentat schematic în figura 3.6.

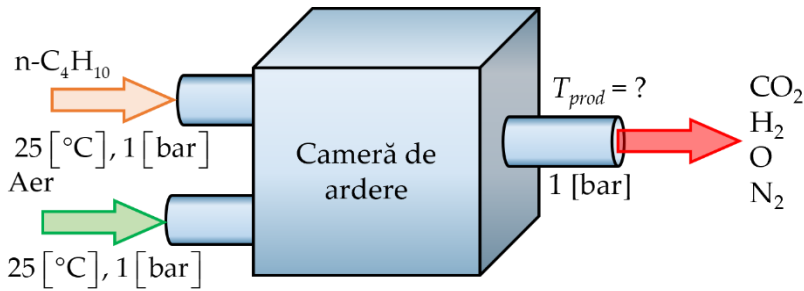
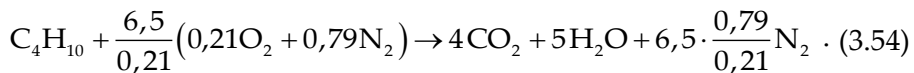


Fig. 3.6 Arderea adiabatică a n-Butan

Într-o primă etapă, se scrie reacția pentru 1 kmol de n-butan, considerând că azotul conținut în aer nu ia parte la reacție:



Bilanțul puterilor extins pentru cazul adiabatic este:

$$(\dot{H}_2 - \dot{H}_{prod}^0) + (\dot{H}_{react}^0 - \dot{H}_1) + \Delta\dot{H}_R^0 = 0 \quad (3.55)$$

Trebuie apoi determinată entalpia de reacție ΔH_R^0 . Aceasta se poate obține din entalpia de formare a reactanților $\Delta H_{f,react}^0$, respectiv din entalpia de formare a produșilor de reacție $\Delta H_{f,prod}^0$. Entalpia de formare pentru reactanții din ecuația 3.54 poate fi identificată din tabelul 3.3.

$$\Delta\dot{H}_R^0 = \sum v_i H_{f,i}^0 = \sum \Delta H_{f,prod}^0 - \sum \Delta H_{f,react}^0 = -2657,6 \text{ [kJ]} \quad (3.56)$$

$$\begin{aligned} \Delta\dot{H}_R^0 &= (4 \text{ kmol CO}_2) \cdot \left(-393,52 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol}} \text{CO}_2 \right) + \\ &+ (5 \text{ kmol H}_2\text{O}) \cdot \left(-241,83 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol}} \text{H}_2\text{O} \right) - \\ &- (-1 \text{ kmol C}_4\text{H}_{10}) \cdot \left(-125,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol}} \text{C}_4\text{H}_{10} \right) - \\ &- (-6,5 \text{ kmol O}_2) \cdot \left(0 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol}} \text{O}_2 \right) = \\ &= 1574,08 \text{ kJ} - 1209,15 \text{ kJ} + 125,6 \text{ kJ} + 0 \text{ kJ} = -2657,6 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Tabelul 3.3 Calculul entalpiei de reacție în condiții standard (apa rezultată este în stare gazoasă); date din [4]

Reactant / Produs	ν_i [mol]	ΔH_f^0 [kJ/mol]	$\nu_i \Delta H_f^0$ [kJ]
n-C ₄ H ₁₀ reactant	(-) 1	-125,6	+125,6
O ₂ reactant	(-) 6,5	0	0
CO ₂ produs	4	-393,52	-1.574,1
H ₂ O produs	5	-241,83	-1.209,2

Semnul minus pentru numărul de moli ai reactanților este utilizat doar pentru a indica faptul că aceștia se consumă.

Puterea calorică molară rezultă din raportul dintre entalpia de reacție și cantitatea de substanță (n_f) este:

$$\overline{LHV} = -\frac{\Delta H_R^0}{n_f} = 2657,6 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right]. \quad (3.57)$$

Considerând că $T_{ref} = 0^\circ\text{C}$, temperatura flăcării adiabatică se calculează după cum urmează:

$$\mathcal{G}_{ad} = \frac{\overline{LHV} + \bar{c}_{pm,f} \Big|_{T_f}^{T_{ref}} \mathcal{G}_f + \lambda \overline{AFR}_s \bar{c}_{pm,a} \Big|_{T_a}^{T_{ref}} \mathcal{G}_a}{\left(\sum_i \frac{\dot{n}_i}{\dot{n}_f} \bar{c}_{pm,i} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}} \right)}, \quad (3.58)$$

$$T_{ad} - T_{ref} = \frac{\overline{LHV} + \bar{c}_{pm,f} \Big|_{T_f}^{T_{ref}} (T_f - T_{ref}) + \lambda \overline{AFR}_s \bar{c}_{pm,a} \Big|_{T_a}^{T_{ref}} (T_a - T_{ref})}{\frac{n_{CO_2}}{n_f} \bar{c}_{pm,CO_2} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}} + \frac{n_{H_2O}}{n_f} \bar{c}_{pm,H_2O} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}} + \frac{n_{N_2}}{n_f} \bar{c}_{pm,N_2} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}}}, \quad (3.59)$$

$$T_{ad} - T_{ref} = \frac{\overline{LHV} + \bar{c}_{pm,f} \Big|_{T_f}^{T_{ref}} (T_f - T_{ref}) + \lambda \overline{AFR}_s \bar{c}_{pm,a} \Big|_{T_a}^{T_{ref}} (T_a - T_{ref})}{4 \bar{c}_{pm,CO_2} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}} + 5 \bar{c}_{pm,H_2O} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}} + 24,45 \bar{c}_{pm,N_2} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}}}. \quad (3.60)$$

Coeficientul de exces de aer (λ) este egal cu 1, deoarece este vorba de o ardere stoichiometrică. Cantitatea minimă de aer (\overline{AFR}_s) necesară se calculează din ecuația reacției de ardere a combustibilului:

$$\overline{AFR}_s = \frac{1}{0,21} \left(x + \frac{y}{4} \right) = 30,95 \left[\frac{\text{kmol}_{\text{aer}}}{\text{kmol}_{\text{comb}}} \right]. \quad (3.61)$$

Capacitățile termice molare ale combustibilului și ale aerului pot fi identificate în tabelul 3.4 (este important să se acorde atenție temperaturii inițiale). Capacitățile termice molare ale produșilor nu pot fi însă luate direct din tabele. Deoarece acestea sunt dependente de temperatură, iar temperatura de ardere nu este cunoscută inițial, într-o primă etapă trebuie să se facă o estimare rezonabilă a valorii temperaturii de ardere. Temperatura T_{ad} nu este cunoscută inițial, motiv pentru care ecuația 3.60 trebuie rezolvată iterativ: după primul rezultat, trebuie să se facă o comparație între estimarea inițială și rezultatul obținut prin calcul, iar dacă este necesar, să se îmbunătățească (vezi capitolul 2.4.6). După efectuarea calculului iterativ (pentru cazul considerat) se concluzionează că temperatura de ardere este de aproximativ 2.200 K.

Tabelul 3.4 Capacitatea termică molară ($T_{ref} = 0$ [°C]); date din [4]

Reactant	\bar{c}_{pm} (la $T = 298$ [K]) [J/mol K]
n-C ₄ H ₁₀	98,49
Aer	29,18

Dacă se introduc capacitățile termice molare corespunzătoare (tab. 3.5) în relația 3.60, pentru temperatura de ardere (adiabatică) se obține:

$$T_{ad} = 1.936,8 \text{ [°C]} = 2.199,7 \text{ [K]}.$$

Tabelul 3.5 Masa molară și capacitatea termică molară ($T_{ref} = 0$ [°C]); date din [4]

Reactant	Masa molară [kg/kmol]	\bar{c}_{pm} (la $T = 2200$ [K]) [J/mol K]
CO ₂	44,01	60,85
H ₂ O	18,01	52,41
N ₂	28,01	36,27

3.2. Termodinamică de echilibru

Arderea este o reacție chimică între oxigen și substanțe inflamabile. Reacțiile chimice dintre speciile chimice care reacționează (reactanți) și produși pot fi descrise matematic astfel [36]:



În această ecuație ν_i reprezintă coeficienții stoichiometrici ai reacției, iar A, B, reactanții, respectiv C, D produșii de reacție. Prin convenție, coeficienții stoichiometrici sunt negativi pentru toți reactanții ($\nu_a, \nu_b < 0$) și pozitivi pentru toți produșii ($\nu_c, \nu_d > 0$). Deoarece reacțiile chimice reversibile pot avea loc în ambele direcții, ecuația de reacție de mai sus poate fi prezentată simplificat:

$$\sum_i \nu_i A_i = 0 . \quad (3.63)$$

Dacă se consideră un sistem pentru care sunt cunoscute presiunea, temperatura și compoziția chimică (cu alte cuvinte se cunoaște starea sistemului) nu se poate face nicio afirmație cu privire la starea de echilibru chimic. Ca urmare, se impune dezvoltarea unui criteriu general de echilibru chimic. Deoarece compoziția în condiții de echilibru chimic variază în funcție de presiune și temperatură, la dezvoltarea criteriului general de echilibru chimic se consideră că sistemul se află la presiune și temperatură date.

Considerând ca transferul de căldură în sistem este pozitiv, pentru sistemele în care nu au loc reacții, principiul creșterii entropiei poate fi exprimat ca:

$$dS_{sys} \geq \frac{\delta Q}{T} . \quad (3.64)$$

În cazul în care sistemul și mediul exterior formează un sistem adiabatic, relația se reduce la $dS_{sys} \geq 0$). Altfel spus, într-o cameră adiabatică reacțiile chimice au loc în sensul creșterii entropiei până când entropia atinge o valoare maximă, moment în care încetează. Prin urmare, entropia reprezintă o proprietate foarte utilă pentru studiul sistemelor adiabatic reactive.

3.2.1. Starea de echilibru

Toate reacțiile tind spre o stare de echilibru (starea unui sistem de substanțe reactante în care concentrațiile nu variază). Această stare de echilibru se poate instala dacă există suficient timp disponibil. Dacă, spre exemplu, se consideră o ardere într-un spațiu închis, concentrația de substanțe inițiale (aer și combustibil) scade, iar și cea a gazelor de ardere crește. Ca urmare, viteza reacției directe scade, în timp ce viteza reacției inverse crește. După o perioadă de timp suficient de lungă se ajunge la o stare de echilibru în care reacțiile directe și cele inverse sunt echilibrate deoarece se desfășoară cu aceeași viteză. Echilibrul chimic depinde însă de condițiile externe precum temperatura, presiunea și compoziția sistemului. Dacă în acest sistem, s-ar introduce din nou oxigen arderea ar reîncepe. Acest comportament poate fi explicat prin principiul Le Chatelier (sau „legea echilibrului chimic” - Când un sistem chimic aflat în echilibru este supus unei schimbări de concentrație, temperatură, volum sau presiune, atunci sistemul reacționează și se rearanjează într-un nou echilibru, în sensul diminuării respectivei schimbări; cu alte cuvinte sistemul acționează în sensul diminuării factorului perturbator) care este utilizat pentru a prezice efectul unei modificări a condițiilor de reacție pentru un sistem aflat în echilibru chimic. Altfel spus, dacă un sistem care este în echilibru este perturbat, acesta acționează în sensul diminuării perturbației pentru a stabili un nou echilibru. Pentru starea de echilibru, se poate afirma că, la nivel macroscopic, nu se mai sesizează nicio modificare a vitezei de reacție sau a compoziției globale a materiei. În consecință, starea de echilibru este starea în care este valabilă următoarea relație:

$$\text{Viteza reacției directe} = \text{Viteza reacției inverse.}$$

Datorită acestei cerințe echilibrul chimic este un echilibru dinamic.

În continuare se urmărește identificarea unei forme adecvate de descriere a proceselor termochimice. În acest scop, legile termodinamicii reprezintă cadrul de referință. Legea I descrie posibilitățile generale de conversie a energiei, pe când legea a doua descrie direcția în care poate avea loc un proces termodinamic (de exemplu, este imposibil transferul de energie

termică de la sine de la un corp rece la unul cald). În relațiile 3.65–3.73 se reiau expresiile matematice ale legilor I și II ale termodinamicii pentru un sistem închis (vezi cap. 2):

$$dU = dQ - dW = dQ - pdV . \quad (3.65)$$

Pentru un sistem închis ($dm = 0$) variația entropiei se compune din:

$$dS = dS_Q + \sigma_{ir} , \quad (3.66)$$

$$dS = \frac{dQ}{T} , \quad (3.67)$$

$$dS = \frac{dQ}{T} + \sigma_{ir} , \quad (3.68)$$

$$TdS = dQ + T\sigma_{ir} . \quad (3.69)$$

Înlocuind dQ din ultima ecuație cu relația obținută pe baza legii I și rearanjând termenii se obține:

$$dU + pdV = TdS - T\sigma_{ir} , \quad (3.70)$$

$$dU + pdV - TdS = -T\sigma_{ir} . \quad (3.71)$$

În această ecuație, termenul din partea dreaptă este întotdeauna mai mic sau egal cu zero, deoarece întotdeauna $\sigma_{ir} \geq 0$, iar $(-T) \leq 0$. Astfel se obține următoarea inegalitate:

$$dU + pdV - TdS \leq 0 . \quad (3.72)$$

Semnul egal se referă la procese reversibile ($\sigma_{ir} = 0$). Instalarea (tendința spre echilibrul chimic este un proces tipic reversibil [57]. Ca urmare, condiția de echilibru este:

$$dU + pdV - TdS = 0 . \quad (3.73)$$

3.2.2. Entalpia (energia) liberă Gibbs

Datorită constrângerilor suplimentare necesare ($V = \text{const.}$ și $S = \text{const.}$), condiția de echilibru ($dU)_{V,S} = 0$ nu este însă utilă pentru aplicațiile practice, deoarece condițiile de izentropie sunt extrem de dificil de realizat, iar entropia nu poate fi măsurată și controlată direct. Suplimentar, atunci când apare și transferul termic, principiul creșterii entropiei devine impractic. Prin urmare, pentru a putea descrie practic procesele termochimice este necesară o altă mărime, iar aceasta este *entalpia liberă Gibbs* (numită și energia liberă Gibbs). Pentru a putea introduce acest lucru în condiția de echilibru, se rescriu termenii TdS și $p dV$:

$$TdS = d(TS) - SdT, \quad (3.74)$$

$$p dV = d(pV) - Vdp. \quad (3.75)$$

Introducând cei doi termeni în ecuația 3.73, se obține:

$$d(U + pV - TS) - Vdp + SdT = 0, \quad (3.76)$$

în care, primul termen reprezintă entalpia liberă Gibbs (G):

$$G = U + pV - TS = H - TS. \quad (3.77)$$

Condiția de echilibru (relația 3.73) pentru o substanță pură poate fi rescrisă ținând cont de relațiile 3.76 și 3.77 pentru a obține:

$$dG - Vdp + SdT = 0. \quad (3.78)$$

Considerând $p = \text{ct.}$ și $T = \text{ct.}$, la echilibru reacția atinge un minim de energie (vezi fig. 3.7), ceea ce înseamnă că și entalpia liberă va atinge un minim [57]. Descrierea stării de echilibru în condiții de presiune constantă și temperatură constantă conduce la următoarea expresie importantă:

$$dG|_{T,p} = 0. \quad (3.79)$$

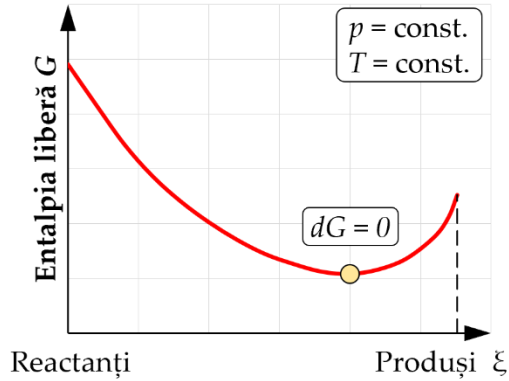


Fig. 3.7 Entalpia liberă a unei reacții (adaptare după [57])

Considerațiile făcute până acum s-au bazat doar pe substanțe omogene, motiv pentru care, în continuare, este necesară o extindere a acestora. Astfel, entalpia liberă a unui sistem cu o singură fază și mai multe componente (spre exemplu, gazele de ardere din cilindrii motorului) depinde de temperatură, presiune și speciile chimice participante, respectiv $G = f(T, p, n_1, n_2, \dots)$. Derivând se obține:

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p, n_i} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_{T, n_i} dp + \sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{p, T, n_j, j \neq i} dn_i . \quad (3.80)$$

3.2.3. Potențialul chimic

Întrucât în timpul procesului de ardere din motor apar diverse specii chimice (număr mare de compuși aromatici în motorină și benzină) se impune introducerea noțiunii de **potențial chimic** (μ), care permite descrierea posibilității ca reacția chimică, schimbarea de fază și difuzia unei substanțe să aibă loc. Expresia matematică se obține prin derivarea entalpiei Gibbs în funcție de concentrația unei specii chimice:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{p,T,n_{j \neq i}} . \quad (3.81)$$

Presiunea, temperatura și concentrațiile tuturor celorlalte specii chimice n_j , cu excepția n_i , sunt menținute constante. Se poate constata că potențialul chimic este o proprietate intensivă, respectiv:

$$G = \sum_i n_i \mu_i . \quad (3.82)$$

Pentru o substanță pură cu o singură fază, se poate scrie:

$$\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_{p,T} = \bar{g} . \quad (3.83)$$

unde \bar{g} este energia liberă molară Gibbs.

Pentru gazele ideale, potențialul chimic al unei substanțe i la presiune de 1 bar și temperatura T este [18,57]:

$$\mu_i = \mu_i^0(T) + \bar{R}T \cdot \ln \frac{p_i}{p^0} . \quad (3.84)$$

Deoarece entalpia liberă nu este doar o funcție de presiune și temperatură, ci și de cantitatea de substanță a tuturor componentelor i , relația 3.78 poate fi extinsă. Introducând potențialul chimic în relație și aplicând ecuația unui amestec de gaze ideale, se obține:

$$dG = Vdp - SdT + \sum_i \mu_i dn_i . \quad (3.85)$$

Din această ecuație rezultă că pentru echilibrul chimic $dG = 0$ (vezi ec. 3.79) în condiții izoterme ($T = \text{const.}$) și izobare ($p = \text{const.}$) este necesar ca:

$$dG|_{T,p} = \sum_i \mu_i dn_i . \quad (3.86)$$

Pentru o reacție chimică, modificarea cantității de substanță dn_i poate fi descrisă cu variabila de progres a reacției ξ (care nu depinde de cantitatea totală):

$$d\xi = \frac{dn_i}{\nu_i} , \quad (3.87)$$

$$\Delta G = \left(\frac{dG}{d\xi} \right)_{p,T} = \sum_i \mu_i \nu_i . \quad (3.88)$$

În condiții de echilibru, variația entalpiei libere în funcție de variabila de progres a reacției ξ este zero. Pentru o conversie completă conform ecuației reacției $\Delta\xi = 1$. Astfel, pentru orice reacție chimică, starea de echilibru este atinsă atunci când următoarea condiție de echilibru este îndeplinită:

$$\sum_i \mu_i \nu_i = 0 . \quad (3.89)$$

Utilizând relațiile potențialul chimic (ecuația 3.84) pentru un amestec de gaze care reacționează în condiții de echilibru chimic (ecuația 3.89) se obține:

$$\sum_i \nu_i \mu_i^0 + \bar{R}T \sum_i \nu_i \ln \frac{p_i}{p^0} = 0 , \quad (3.90)$$

$$\sum_i \nu_i \mu_i^0 + \bar{R}T \ln \prod_i \left(\frac{p_i}{p^0} \right)^{\nu_i} = 0 . \quad (3.91)$$

Dacă se consideră că suma tuturor potențialelor chimice standard poate fi descrisă și de entalpia liberă molară \bar{g}_i^0 a componentei i la presiunea standard $p^0 = 1$ bar, atunci formula de mai sus poate fi rescrisă. Suplimentar, se introduce constanta de echilibru K_p (la presiune constantă) ca produsul tuturor presiunilor parțiale. În consecință, ambele mărimi (\bar{g}_i^0 și K_p) sunt independente de presiune:

$$\Delta \bar{g}_i^0 = \sum_i \nu_i \mu_i^0 = -\bar{R}T \ln K_p = 0 , \quad (3.92)$$

$$K_p = \prod_i \left(\frac{p_i}{p^0} \right)^{\nu_i} , \quad (3.93)$$

$$K_p = e^{\frac{-\Delta \bar{g}_m^0}{\bar{R}T}} . \quad (3.94)$$

Prin constanta de echilibru K_p se introduce și un caz special al legii acțiunii masei (aceasta reprezintă raportul dintre activitatea produșilor de reacție și activitatea reactanților în cazul unei reacții în echilibru).

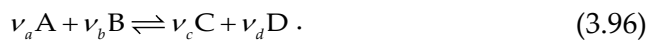
Constanta de echilibru K_c este adesea folosită pentru o concentrație molară constantă. Concentrația de referință este $c_i = 1$ [mol/l]. Ca și în cazul K_p , constanta K_c este adimensională.

$$K_c = \prod_i \left(\frac{c_i}{c^0} \right)^{\nu_i} . \quad (3.95)$$

Diferența dintre K_p și K_c este mărimea de referință aleasă - presiunea p , respectiv concentrația c (de echilibru). Conversia din K_c în K_p se face folosind ecuația de stare a gazelor ideale:

$$pV = n\bar{R}T \quad \rightarrow \quad p = \frac{n}{V}\bar{R}T \quad \rightarrow \quad p = c\bar{R}T .$$

Pentru o reacție de tipul (vezi rel. 3.62):



rezultă:

$$K_p = \frac{[C]^{\nu_c} (\bar{R}T)^{\nu_c} [D]^{\nu_d} (\bar{R}T)^{\nu_d}}{[A]^{\nu_a} (\bar{R}T)^{\nu_a} [B]^{\nu_b} (\bar{R}T)^{\nu_b}} , \quad (3.97)$$

$$K_p = \frac{[C]^{\nu_c} [D]^{\nu_d}}{\underbrace{[A]^{\nu_a} [B]^{\nu_b}}_{K_c}} (\bar{R}T)^{\sum \nu_i} . \quad (3.98)$$

În cazul general:

$$K_p = K_c (\bar{R}T)^{\sum \nu_i} . \quad (3.99)$$

Pentru a pune în evidență legătura dintre K_p și K_c se analizează două exemple:

- ▶ reacția oxihidrogenului: $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$, se obține $K_p = K_c / (\bar{R}T)$;
- ▶ arderea metanului: $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$, se obține $K_p = K_c$.

Valorile entalpiei libere molare \bar{g}^0 și constantele de echilibru K_p și K_c în condiții normale se pot identifica din tabele (spre exemplu, tab. 3.6). Entalpia liberă molară se poate determina analog ecuației 3.77:

$$\Delta \bar{g}^0 = \Delta \bar{h}_R^0 - T \Delta \bar{s}_R^0 . \quad (3.100)$$

Deoarece modul de calcul al entalpiei standard de reacție este deja cunoscut, mai trebuie determinată entropia standard de reacție, care se obține printr-o procedură similară:

$$\Delta S_R^0 = \sum \nu_i S_i^0 . \quad (3.101)$$

Cu ajutorul constantelor de echilibru se pot face afirmații calitative despre compoziția în condiții de echilibru chimic. Valorile lor numerice oferă informații cu privire la poziția echilibrului. În general:

- ▶ $K_{p/c} \gg 1$: echilibrul este pe partea produșilor (partea dreaptă),
- ▶ $K_{p/c} \ll 1$: echilibrul este pe partea reactanților (partea stângă).

Utilizând aceste descrieri, respectiv entalpia liberă și constanta de echilibru, se poate determina starea de echilibru a unei reacții. Suplimentar, se pot face afirmații și cu privire la starea finală a unei reacții.

Tabelul 3.6 Date termodinamice ale aburului (adaptare după [57])

T [K]	\bar{c}_{pm}^0 [J/mol K]	\bar{s}_m^0 [J/mol K]	$(\bar{h}^0 - \bar{h}_{298}^0)$ [kJ/kmol]	$\log K_p$
0	0,000	0,000	-9,904	∞
100	33,299	152,388	-6,615	123,579
200	33,349	175,485	-3,282	60,792
298	33,590	188,834	0,000	40,047
300	33,596	189,042	0,062	39,785
400	34,262	198,788	3,452	29,238
500	35,226	206,534	6,925	22,884
600	36,325	213,052	10,501	18,631
700	37,495	218,738	14,192	15,582
800	38,721	223,825	18,002	13,287
900	39,987	228,459	21,938	11,496
1000	41,268	232,738	26,000	10,060

Rezumat termodinamică de echilibru

- Toate reacțiile tind spre o stare individuală de echilibru. Trebuie să fie suficient timp disponibil pentru ca această condiție să apară. Starea de echilibru este atinsă atunci când este îndeplinită următoarea egalitate:

$$\text{Viteza reacției directe} = \text{Viteza reacției inverse.}$$

- Pentru a obține o descriere adecvată a proceselor termochimice, mai întâi se combină prima și a doua lege a termodinamicii, iar apoi se introduce entalpia liberă Gibbs (G) în inegalitate pentru a înlocui entropia din descriere.
- La echilibru reacția atinge un minim energetic, respectiv entalpia liberă (G) atinge un minim. Echilibrul poate fi descris ca o funcție de temperatură, presiune și diferitele specii chimice (sistem cu mai multe componente). Inegalitatea este apoi extinsă pentru a include termenul dependenței de cantitatea de substanță (pentru sisteme cu mai multe componente).

- ▶ Se introduce noțiunea de potențial chimic μ_i , care descrie derivata entalpiei libere Gibbs în funcție de concentrația unei specii chimice. Înlocuind în inegalitate și extinsă cu variabila de progres a reacției, pornind de la echilibrul chimic ($dG = 0$) se obține condiția de echilibru $\sum \mu_i \nu_i = 0$.
- ▶ Utilizând potențialul chimic, condiția de echilibru poate fi transformată pentru a se obține constantele de echilibru K_p și K_c . Aceste constante pot fi apoi folosite pentru a face o afirmație calitativă cu privire la compoziția în starea de echilibru.

3.3. Noțiuni de cinetică chimică

Înțelegerea proceselor chimice ale arderii este esențială pentru studiul acestora. Vitezele de reacție controlează, în cazul multor procese de ardere, viteza de ardere și determină, în cazul tuturor proceselor de ardere, formarea, respectiv conversia poluanților. Totodată, aprinderea și stingerea flăcării sunt strâns legate de procesele chimice. Ramura fizicii chimice care se ocupă cu studiul reacțiilor elementare și vitezele lor de desfășurare se numește cinetică chimică.

3.3.1. Reacții globale și reacții elementare

Reacția globală a unui mol de combustibil (F) cu a moli de oxidant (Ox) pentru a forma b moli de produși de ardere ($Prod$) poate fi exprimată prin următorul mecanism global de reacție:



În baza măsurătorilor experimentale efectuate, viteza de consum a combustibilului poate fi exprimată sub forma:

$$\frac{d[X_F]}{dt} = -k_G(T)[X_F]^n [X_{Ox}]^m , \quad (3.103)$$

unde:

$$[X_i] = \frac{n_i}{V}, \quad (3.104)$$

reprezintă concentrația molară a speciei chimice i din amestec; n_A – numărul de kilomoli de substanță A ; V – volumul sistemului. Conform acestei reacții, viteza de consum a combustibilului este proporțională cu fiecare reactant ridicat la putere. Constanta de proporționalitate k_G poartă denumirea de **coeficient al vitezei globale de reacție** care, în general, nu este constant ci puternic dependent de temperatură. Semnul minus indică o scădere a concentrației în timp. Exponenții n și m (numiți și **ordine parțiale de reacție**) determină **ordinul global de reacție** ($m + n$). Interpretarea acestor exponenți este: reacția este de ordinul n din punct de vedere al combustibilului și de ordinul m din punct de vedere al oxidantului. Pentru reacțiile globale, exponenții m și n nu sunt neapărat numere întregi și se obțin prin corelarea cu datele experimentale (regresie polinomială) [55]. Conform teoriei cinetico-moleculare, produsul $[X_F]^n [X_{Ox}]^m$ reprezintă frecvența ciocnirilor dintre moleculele substanțelor reactante.

Observație

Este necesară prudență atunci când se lucrează cu ordinele parțiale de reacție și cunoașterea unor noțiuni suplimentare de chimie. Nici ordinele de reacție totale, nici cele individuale nu sunt legate de coeficienții stoichiometrici ai reacției. La nivel molecular, doar reacțiile elementare au loc așa cum sunt descrise de ecuația reacției.

După ce a fost determinat ordinul reacției, se pune întrebarea cum se poate obține viteza de reacție a **reacțiilor elementare** (exemplificate în ecuațiile 3.106–3.109) [55,57]. Deoarece vitezele de reacție ale reacțiilor chimice pot varia în intervale largi (multe ordine de mărime), există diverse metode experimentale pentru determinarea vitezei de reacție. Efectuarea măsurătorilor este dificilă, deoarece reacțiile nu pot fi, de obicei, oprite și repornite după bunul plac, iar concentrațiile se modifică în permanență, având o valoare constantă doar la începutul și la sfârșitul reacției.

În continuare sunt prezentate două metode experimentale frecvent întâlnite. Reactoarele utilizate în cadrul măsurătorilor experimentale pot fi statice (presiune sau volum constant) sau reactoare cu flux staționar (cu sau fără amestecare) (fig. 3.8). Variația concentrației în timp se măsoară în reactorul static, care este un vas termostatic și care se încarcă o dată cu reactanți. Alternativ, în reactorul cu flux staționar, variația în timp a concentrațiilor de reactanți poate fi transformată în concentrații locale de reactanți. În mod normal, pentru aceste experimente, atomii reactivi (radicali) trebuie generați în avans. Din motivele menționate mai sus este nevoie ca analiza să fie foarte precisă. În acest scop se utilizează diverse tipuri de măsurare a concentrației (spre exemplu, spectrometrie de masă, rezonanță electronică de spin sau cromatografia de gaz). Constanta de viteză k însă, poate fi determinată și prin calcul.

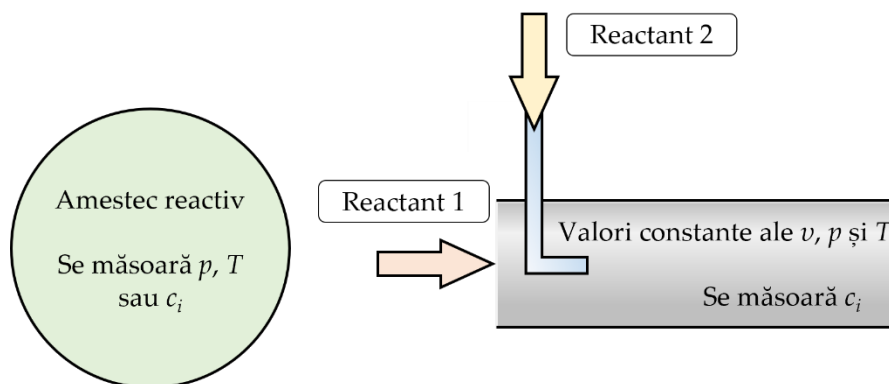
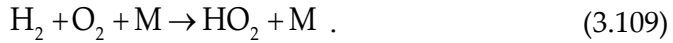


Fig. 3.8 Reactor staționar și reactor cu flux (adaptare după [57])

Chiar dacă sunt utile la rezolvarea anumitor probleme, reacțiile globale nu permit înțelegerea aspectelor care vizează evoluția din punct de vedere chimic a sistemului. Spre exemplu, este imposibil ca molecule de oxidant să se ciocnească simultan cu o singură moleculă de combustibil pentru a forma b molecule de produși. În realitate au loc o serie de procese succesive care implică numeroase *specii chimice intermediare*. Pentru exemplificare se consideră reacția:



Pentru realizarea acestei reacții de conversie a hidrogenului și oxigenului în apă, sunt importante (printre altele) următoarele *reacții elementare*:

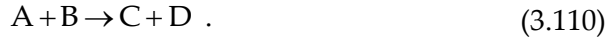


Analizând acest sistem parțial de reacție se poate constata că atunci când molecule de hidrogen și oxigen se ciocnesc și reacționează, ele nu formează direct apă ci doi radicali: hidroxil și hidrogen atomic. *Radicalii* sau *radicalii liberi* sunt molecule/atomi reactivi care au electroni liberi. Pentru a forma hidroxilul se rupe o legătură și se formează tot o legătură. În schimb, pentru formarea grupării hidroxil (OH) trebuie rupte două legături și formate alte două noi legături. Atomul de hidrogen (H) astfel format reacționează apoi cu oxigenul molecular (O₂) pentru a forma alți doi radicali: OH și O. Doar atunci când grupa hidroxil reacționează cu hidrogenul molecular se formează apă (ec. 3.108). În ansamblu, se pot avea în vedere mai mult de 20 de reacții elementare [12,24]. Ansamblul de reacții elementare necesare pentru a descrie o reacție globală se numește *mecanism de reacție*. Aceste mecanisme pot să implice de la câteva reacții elementare până la câteva sute, motiv pentru care este deosebit de importantă identificarea unui număr cât mai mare restrâns de ecuații pentru a descrie o reacție globală.

3.3.2. Viteze elementare de reacție

3.3.2.1. Reacții bimoleculare și teoria coliziunii

În cazul arderii, cele mai multe reacții elementare sunt *reacții bimoleculare*: reacții în cadrul cărora se ciocnesc două molecule pentru a forma două molecule diferite (vezi reacțiile 3.106–3.107). O astfel de reacție poate fi exprimată sub forma:



Viteza de progres a unei astfel de reacții este direct proporțională cu concentrația celor două specii chimice reactante:

$$\frac{d[A]}{dt} = -k_{bimolec} [A][B] , \quad (3.111)$$

Toate reacțiile bimoleculare sunt de ordinul 2, respectiv de ordinul 1 între speciile chimice. Coeficientul vitezei de reacție ($k_{bimolec}$) este dependent de temperatură, însă în acest caz (spre deosebire de reacțiile globale) are o bază teoretică. Pentru dezvoltarea ecuației acestui coeficient se poate aplica *teoria coliziunilor moleculare* care permite determinarea frecvenței coliziunii moleculelor. Pentru a obține numărul total de coliziuni (Z_{AB}) dintre toate moleculele speciei chimice A și toate moleculele speciei chimice B raportat la unitatea de volum (V) și la unitatea de timp (t), se poate scrie:

$$\begin{aligned} \frac{Z_{AB}}{V} &= \frac{\text{Numarul de coliziuni dintre A si B}}{\text{Unitatea de volum} \cdot \text{Unitatea de timp}} = \\ &= \left(\frac{n_A}{V}\right) \left(\frac{n_B}{V}\right) \pi \sigma_{AB}^2 \sqrt{\bar{v}_A^2 + \bar{v}_B^2} , \end{aligned} \quad (3.112)$$

unde: $\sigma_{AB} = 0.5(\sigma_A + \sigma_B)$ cu σ_i diametrul moleculei din specia chimică i ; \bar{v}_i - viteza medie (dependentă de temperatură). Ecuația poate fi rescrisă în funcție de temperatură [12,24]:

$$\frac{Z_{AB}}{V} = \left(\frac{n_A}{V}\right) \left(\frac{n_B}{V}\right) \pi \sigma_{AB}^2 \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \mu}} , \quad (3.113)$$

unde: $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23}$ [J/K] (constanta lui Boltzmann); $\mu = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$ - masa

redușă cu m_i masa în [kg] a speciei chimice i ; T - temperatura absolută [K]. Această relație poate fi legată de viteza de reacție astfel:

$$-\frac{d[A]}{dt} = \left[\frac{\text{Numarul de coliziuni dintre A si B}}{\text{Unitatea de volum} \cdot \text{Unitatea de timp}} \cdot \left[\frac{\text{Probabilitatea ca o coliziune sa duca la reactie}}{\left[\frac{\text{kmol de A}}{\text{numar de molecule de A}} \right]} \right] \right] \quad (3.114)$$

respectiv

$$-\frac{d[A]}{dt} = \frac{Z_{AB}}{V} \cdot \mathcal{P} \cdot N_A^{-1}, \quad (3.115)$$

unde \mathcal{P} (probabilitatea ca o coliziune să conducă la reacție - să fie eficientă) poate fi exprimată ca produs între:

- ▶ un factor energetic $e^{-\frac{E_A}{RT}}$ care exprimă fracțiunea din numărul de coliziuni care are loc cu un nivel energetic mai mare decât nivelul necesar pentru ca reacția să aibă loc (E_A - **energia de activare**);
- ▶ un factor geometric p care ține cont de geometria coliziunilor dintre A și B.

În figura 3.9, $E_a^{(f)}$ reprezintă energia de activare pentru reacția directă, în timp ce $E_a^{(r)}$ reprezintă energia de activare pentru reacția inversă (cu alte cuvinte, pentru a transforma produșii înapoi în reactanți).

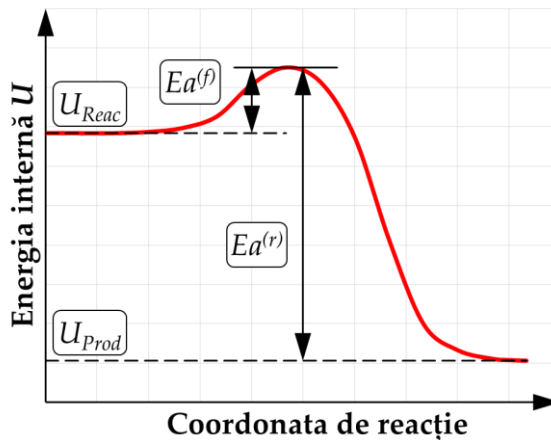


Fig. 3.9 Energia de activare (adaptare după [57])

Observație

Pentru ca între două molecule să aibă loc o reacție trebuie depășit un prag minim de energie (E_a) care să permită ruperea legăturilor interne ale moleculelor (vezi fig. 3.9). De asemenea, este necesar ca moleculele să se ciocnească. Altfel spus, se ajunge la reacție chimică dacă se depășește o valoare critică a energiei (energia de activare E_a), iar moleculele, care se deplasează foarte rapid în sensuri opuse, se ciocnesc (apropierea până la o distanță la care câmpurile electrice se întrepătrund, făcând astfel posibile salturi de electroni și regrupări de atomi cu formarea de legături chimice noi). Ciocnirile urmate de reacție se numesc **ciocniri eficiente**, iar moleculele care intră în reacție se numesc **molecule activate**. Activarea moleculelor se poate produce în diverse moduri, spre exemplu:

- a) **activare chimică** – disocierea moleculelor în atomi și radicali liberi;
 - b) **activare fizică** – mărirea intensității de translație și mai ales a mișcării de oscilație a atomilor, sau grupurilor de atomi care formează moleculele.
- În cazul unei reacții exoterme, după ce energia de activare a fost depășită, reacția continuă cu eliberare de energie (spre exemplu, căldură sau lumină) fără a mai avea nevoie de un aport suplimentar de energie. În schimb, pentru a putea continua după depășirea pragului minim, o reacție endotermă trebuie să fie în continuare alimentată cu energie. Pentru a accelera reacțiile se folosesc adesea catalizatori, care totodată reduc energia de activare, însă fără a lua parte la reacția în sine.

Notă

În motorul cu ardere internă, activarea moleculelor poate fi realizată prin asigurarea unor temperaturi ridicate a gazelor sau prin utilizarea unei scânteii electrice.

Fracțiunea de molecule care posedă energia de activare $e^{-\frac{E_A}{RT}}$ este cuprinsă în intervalul $0 < e^{-\frac{E_A}{RT}} < 1$ [27]. Se poate constata că $e^{-\frac{E_A}{RT}} \rightarrow 1$ doar dacă $T \rightarrow \infty$ și că toate ciocnirile sunt eficiente (conduc la reacții chimice) doar în cazul unor temperaturi foarte mari. La temperatura camerei, numărul de ciocniri

eficiente este atât de mic, încât nu are loc nici o reacție. Acest lucru se poate schimba dacă energia de activare este foarte redusă (precum în cazul particulelor active și a radicalilor). Conform figurii 3.10, viteza medie a moleculelor crește cu temperatura, ceea ce înseamnă că și probabilitatea unei ciocniri eficiente crește cu temperatura. Acest lucru conduce la concluzia că viteza de reacție depinde de temperatură și de concentrația participanților la reacție.

Ca urmare, ținând cont că $\frac{n_A}{V} = [A]N_A$ și $\frac{n_B}{V} = [B]N_A$ ecuația 3.113 devine:

$$-\frac{d[A]}{dt} = p \cdot N_A \cdot \sigma_{AB}^2 \sqrt{\frac{8\pi k_B T}{\mu}} \cdot e^{-\frac{E_A}{RT}} [A][B]. \quad (3.116)$$

Ținând cont de ecuațiile 3.92 și 3.97 coeficientul vitezei de reacție este:

$$k(T) = p \cdot N_A \cdot \sigma_{AB}^2 \sqrt{\frac{8\pi k_B T}{\mu}} \cdot e^{-\frac{E_A}{RT}}. \quad (3.117)$$

Teoria coliziunii nu oferă însă metode de determinare a energiei de activare sau a factorului geometric. Pentru determinarea acestora s-au dezvoltat alte teorii mai avansate, însă acestea nu vor fi abordate aici.

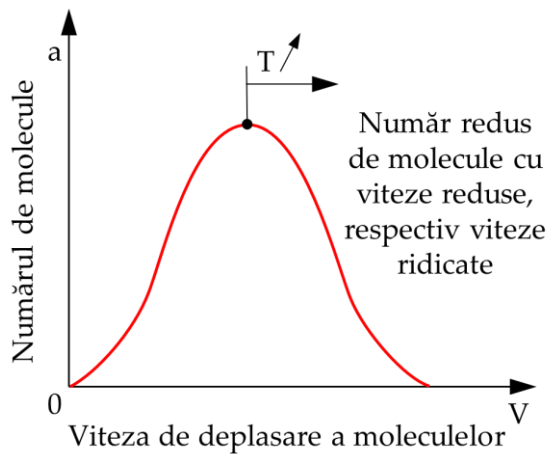


Fig. 3.10 Diagrama distribuției vitezelor moleculelor (adaptare după [48])

În cazul în care intervalul de temperatură este relativă redus, coeficientul vitezei de reacție poate fi exprimat pe baza relației lui Arrhenius (determinată empiric):

$$k(T) = A \cdot e^{-\frac{E_A}{RT}}, \quad (3.118)$$

unde A este o constantă numită *factor pre-exponențial* (sau factor de frecvență). Deoarece măsurătorile au arătat că și factorul pre-exponențial A are o anumită dependență de temperatură (mai precis de \sqrt{T}), s-a dezvoltat ecuația lui Arrhenius modificată:

$$k(T) = A'T^b \cdot e^{-\frac{E_A}{RT}}, \quad (3.119)$$

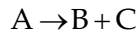
unde: A' , b și E_A sunt parametrii empirici. Pentru un motor, dependența de temperatură a coeficientului vitezei de reacție este deosebit de importantă deoarece indică o metodă prin care se poate intensifica sau limita aprinderea.

3.3.2.2. Reacții monomoleculare și trimoleculare

Suplimentar față de reacțiile bimoleculare, pot să mai apară și alte tipuri de reacții. *Reacțiile monomoleculare* sunt reacții care implică o singură specie chimică care suferă un proces de rearanjare (izomerizare sau descompunere) pentru a forma una sau două specii chimice:



sau



Spre exemplu, în categoria reacțiilor monomoleculare intră și reacțiile de disociere (ex. $O_2 \rightarrow O + O$, $H_2 \rightarrow H + H$ etc.).

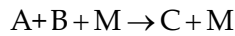
La presiuni ridicate, reacțiile monomoleculare sunt de ordinul întâi:

$$\frac{d[A]}{dt} = -k_{mono} [A] . \quad (3.120)$$

În schimb, la presiuni reduse viteza de reacție depinde și de alte molecule (M) cu care specia chimică care reacționează poate intra în coliziune:

$$\frac{d[A]}{dt} = -k [A][M] . \quad (3.121)$$

Reacțiile trimoleculare sunt reacții care implică trei specii chimice reactante și sunt inversul reacțiilor monomoleculare la presiuni scăzute. Aceste reacții au forma generală:



Exemple de astfel de reacții sunt: $H + H + M \rightarrow H_2 + M$, respectiv $H + OH + M \rightarrow H_2O + M$. Reacțiile trimoleculare sunt de ordinul al treilea, iar viteza de reacție poate fi exprimată astfel:

$$\frac{d[A]}{dt} = -k_{tri} [A][B][M] . \quad (3.122)$$

3.3.3. Vitezele de reacție ale mecanismelor în mai multe trepte

3.3.3.1. Vitezele nete de formare

Dacă se notează cu $k^{(f)}$ coeficientul vitezei de reacție directe și cu $k^{(r)}$ coeficientul vitezei de reacție inverse, viteza netă de formare a O_2 din mecanismul de reacție al hidrogenului și apei (ec. 3.106 – 3.109) este [55]:

$$\frac{d[O_2]}{dt} = k_1^{(r)} [H_2O][H] + k_2^{(r)} [OH][O] + k_4^{(r)} [HO_2][M] + \dots - k_1^{(f)} [H_2][O_2] - k_2^{(f)} [H][O_2] - k_4^{(f)} [H][O_2][M] - \dots \quad (3.123)$$

unde $k_i^{(f/r)}$ reprezintă coeficientul vitezei de reacție al reacției i . Astfel de expresii se pot scrie și pentru celelalte specii chimice participante la reacție.

Observație

Pentru ca între două molecule să aibă loc o reacție, ciocnirea lor trebuie să fie eficientă. Dacă toate reacțiile ar fi eficiente, reacția ar avea loc instantaneu (cu viteză infinită). Experimental s-a demonstrat că reacțiile au loc cu viteze finite, ceea ce indică faptul că doar o parte dintre ciocniri sunt eficiente. Din acest motiv $k^{(f)} < 1$ și $k^{(r)} < 1$, exprimând astfel măsura în care ciocnirile sunt eficiente.

La modul general:

$$\frac{d[X_i](t)}{dt} = f_i([X_1](t), [X_2](t), \dots, [X_n](t)) , \quad (3.124)$$

unde: $[X_i](0) = [X_i]_0$; t – timpul. Deoarece un mecanism de reacție poate să implice un număr ridicat de reacții elementare și specii chimice s-a dezvoltat o notație compactă pentru a reprezenta atât mecanismul de reacție, cât și vitezele de formare [55]:

$$\sum_{j=1}^N v_{ji}' X_j \rightleftharpoons \sum_{j=1}^N v_{ji}'' X_j , \quad i = 1, 2, 3, \dots, L , \quad (3.125)$$

unde v_{ij}' și v_{ij}'' sunt coeficienții stoichiometrici ai reactanților, respectiv produșilor speciei j din reacția i . Viteza netă de formare a fiecărei specii chimice dintr-un mecanism multi-treaptă poate fi exprimată prin relațiile [55]:

$$\dot{\omega}_j = \sum_{i=1}^L v_{ji} q_i , \quad j = 1, 2, 3, \dots, N , \quad (3.126)$$

unde:

$$v_{ji} = v_{ji}'' - v_{ji}' , \quad (3.127)$$

și

$$q_i = k_i^{(f)} \prod_{j=1}^N [X_j]^{v_{ji}'} - k_i^{(r)} \prod_{j=1}^N [X_j]^{v_{ji}''} , \quad (3.128)$$

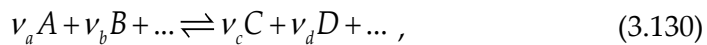
Viteza de formare $\dot{\omega}_j$ corespunde, spre exemplu, termenului din stânga ecuației 3.123. În cazul sistemelor pentru care concentrația speciilor chimice este afectată doar de transformările chimice, $\dot{\omega}_j \equiv d[X_j]/dt$ pentru mecanismul complet. Prin ecuația 3.128 se definește *variabila vitezei de progres* a elementului i . Spre exemplu, pentru reacția 3.106 se poate scrie [55]:

$$\begin{aligned} q_i &= k_1^{(f)} [\text{O}_2]^1 [\text{H}_2]^1 [\text{H}_2\text{O}]^0 [\text{HO}_2]^0 [\text{O}]^0 [\text{H}]^0 [\text{OH}]^0 [\text{M}]^0 - \\ &\quad - k_1^{(r)} [\text{O}_2]^0 [\text{H}_2]^0 [\text{H}_2\text{O}]^0 [\text{HO}_2]^1 [\text{O}]^0 [\text{H}]^1 [\text{OH}]^0 [\text{M}]^0 \quad . \quad (3.129) \\ &= k_1^{(f)} [\text{O}_2]^1 [\text{H}_2]^1 - k_1^{(r)} [\text{HO}_2]^1 [\text{H}]^1 \end{aligned}$$

Pentru a completa expresia vitezei totale de reacție $\dot{\omega}_j$ se scriu expresiile și pentru $i = 2, 3$ și 4 . Acest tip de notație este deosebit de utilă pentru utilizarea software-urilor specializat în probleme de cinetică chimică.

3.3.4. Viteza de reacție și starea de echilibru

Până în acest punct nu s-a stabilit nicio relație între starea de echilibru și viteza de reacție. Așa cum s-a amintit anterior, reacțiile chimice pot avea loc în ambele direcții și tind spre o stare de echilibru chimic. În această stare, reacțiile directe și inverse au loc cu aceeași viteză de reacție. Prin urmare, pentru o reacție în stare de echilibru, nu pot fi observate modificări ale proprietăților fizice la nivel macroscopic:



$$k^{(f)} [A]^{v_a} [B]^{v_b} \dots = k^{(r)} [C]^{v_c} [D]^{v_d} \dots \quad , \quad (3.131)$$

$$K_c = \frac{k^{(f)}}{k^{(r)}} = \frac{[C]^{v_c} [D]^{v_d} \dots}{[A]^{v_a} [B]^{v_b} \dots} \quad . \quad (3.132)$$

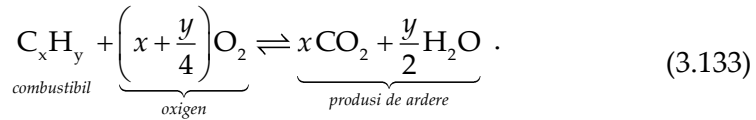
Pe baza acestora se poate stabili o relație între viteza de reacție a reacției directe și viteza de reacție a reacției inverse. Acest lucru se aplică numai în cazul reacțiilor elementare, nefiind aplicabil și reacțiilor brute.

Faptul că atât constanta de echilibru, cât și viteza de reacție sunt dependente exclusiv de temperatură și nu de concentrațiile de substanțe ale speciilor chimice individuale, face ca această relație să fie aplicabilă nu numai în starea de echilibru, ci și în general. Ca urmare, este posibil să se utilizeze viteza de reacție a reacției directe și datele termodinamice ale tuturor speciilor chimice implicate pentru a calcula viteza de reacție a reacției inverse.

3.3.5. Mecanisme de reacție

Arderea hidrocarburilor utilizate în motoarele cu ardere internă poate fi descrisă folosind mecanisme de reacție extinse. Un mecanism de reacție este un set de reacții elementare care descriu o transformare chimică la nivel molecular. Mecanismul de reacție mai include date despre cinetica reacțiilor directe, precum și date termodinamice ale speciilor chimice. Acestea din urmă servesc la determinarea constantei de echilibru, care mai apoi este utilizată pentru a calcula constanta de viteză a reacției inverse (vezi ecuațiile lui Arrhenius și ecuația 3.132). Un aspect problematic este faptul că până și mecanismul de reacție al celei mai simple hidrocarburi, metanul (CH_4) constă din 325 de reacții elementare și 53 de specii chimice [50]. În cazul n-heptanului (C_7H_{16}), se ajunge la un număr de 2540 reacții elementare și 556 specii care sunt implicate în desfășurarea reacției [3]. Calculul unor astfel de sisteme complexe în „condiții de laborator” (reactor ideal amestecat) este posibil cu ajutorul sistemelor computerizate moderne, însă pentru simularea arderii din motor este necesară și, de asemenea, utilă o cinetică de reacție simplificată. Datorită puterii de calcul limitate, aplicarea mecanismelor detaliate de reacție la fluxurile turbulente 3-D nu este încă posibilă [55]. Prin urmare, scopul cercetărilor din domeniu este reducerea mecanismului de reacție astfel încât acesta să funcționeze cu un număr mai redus de reacții și specii chimice, dar, în continuare, să reflecte cele mai importante

caracteristici ale arderii. Cel mai simplu mod de a descrie oxidarea hidrocarburilor este așa-numitul mecanism de reacție într-o singură etapă:



În mod natural, reacția trece prin mai multe etape intermediare (reacții elementare) în cadrul unei scheme de reacție complexă. Din ecuația 3.103 pentru reacția directă și ecuația Arrhenius (ec. 3.118), pe baza rezultatelor lui Westbrook și Dryer [58] se poate face o estimare pentru viteza globală de reacție:

$$\frac{d[C_xH_y]}{dt} = -A \cdot e^{\left(\frac{-E_A}{RT}\right)} \cdot [C_xH_y]^m [O_2]^n \quad (3.134)$$

Constantele A , E_A , m și n necesare pentru calcul pot fi identificate din tabele (tab. 3.7).

Tab. 3.7 Parametrii de reacție pentru reacțiile într-o singură etapă [58]

Combustibil	A [cm ³ /mol s]	Temperatura de activare E_A/R [K]	m [-]	n [-]
CH ₄	8,3·10 ⁵	15,098	-0,30	1,30
C ₂ H ₆	1,1·10 ¹²	15,098	0,1	1,65
C ₃ H ₈	8,6·10 ¹¹	15,098	0,1	1,65
C ₄ H ₁₀	7,4·10 ¹¹	15,098	0,15	1,60
C ₅ H ₁₂	6,4·10 ¹¹	15,098	0,25	1,50
C ₆ H ₁₄	5,7·10 ¹¹	15,098	0,25	1,50
C ₇ H ₁₆	5,1·10 ¹¹	15,098	0,25	1,50
C ₈ H ₁₈	4,6·10 ¹¹	15,098	0,25	1,50
C ₉ H ₂₀	4,2·10 ¹¹	15,098	0,25	1,50
C ₁₀ H ₂₂	3,8·10 ¹¹	15,098	0,25	1,50
C ₂ H ₄	2,0·10 ¹²	15,098	0,10	1,65
C ₃ H ₆	4,2·10 ¹¹	15,098	-0,10	1,85
C ₂ H ₂	6,5·10 ¹²	15,098	0,50	1,25
CH ₃ OH	3,2·10 ¹²	15,098	0,25	1,50
C ₂ H ₅ OH	1,5·10 ¹²	15,098	0,15	1,60
C ₆ H ₆	2,0·10 ¹¹	15,098	-0,10	1,85
C ₇ H ₈	1,6·10 ¹¹	15,098	-0,10	1,85

Acest tip de modelare este avantajos pentru calculul valorilor globale, cum ar fi degajarea de căldură și viteza de eliberare a căldurii. Suplimentar se poate estima, cu o aproximare suficient de bună, și viteza de propagare a flăcării. Pe de altă parte, mecanismul într-o singură etapă este mai puțin potrivit pentru determinarea aspectelor detaliate privind cinetica reacției. Problema este că o cunoaștere precisă a cineticii reacției este o condiție importantă și necesară pentru calculul formării poluanților. Calculul poluanților este deosebit de important pentru dezvoltatorii de motoare moderne și, ca urmare, ar trebui să poată fi reprodus cu o precizie suficient de ridicată în modelele utilizate. Pentru o descriere precisă a formării poluanților sunt necesare mecanisme cvasi-globale în mai multe etape, care descriu oxidarea combustibililor de tip hidrocarbură printr-un set de cel puțin două sau mai multe reacții globale și, uneori, și elementare. Aceste mecanisme în mai multe etape trebuie să conțină atât etapele determinante pentru calculul vitezei de reacție, cât și produșii intermediari importanți pentru reacțiile de formare a poluanților [8,38]. Pentru a aplica un astfel de mecanism redus există, în principiu, două metode (ele nu se exclud reciproc):

- ▶ identificarea reacțiilor importante prin intermediul unei analize de sensibilitate,
- ▶ considerarea căilor de reacție importante pentru aplicație.

Prima metodă se bazează pe observația că diferitele reacții elementare din mecanismele complexe de reacție au loc la viteze de reacție care diferă foarte mult între ele. Ele pot să difere cu mai multe ordine de mărime. Sensibilitatea vitezei totale de reacție, respectiv oxidarea completă a unei hidrocarburi în dioxid de carbon și apă, este foarte diferită de sensibilitatea reacțiilor elementare implicate. Acest lucru permite neglijarea reacțiilor elementare mai puțin importante și îndreptarea atenției asupra celor cu o sensibilitate mai mare, reacții determinante pentru viteza globală de reacție. Cea de a doua metodă (analiza principalelor căi de reacție) poate fi utilizată pentru a determina cât de mult dintr-o anumită specie chimică se formează printr-o anumită reacție. Dacă, spre exemplu, se iau în considerare diferitele căi de reacție principale ale arderii metanului în condiții stoichiometrice și de amestec bogat, se observă că valoarea coeficientului de exces de aer λ are o

influență considerabilă. La arderea amestecurilor bogate ($\lambda < 1$), sunt active reacții elementare mult diferite în comparație cu arderea stoichiometrică ($\lambda = 1$). Principalele căi de reacție sunt prezentate în figurile 3.11 și 3.12. Dacă se cunosc condițiile limită ale arderii (cum ar fi coeficientul de exces de aer al arderii), atunci căile de reacție neimportante pot fi omise în modelare. În acest fel este posibil să se obțină rezultate bune chiar dacă prin simplificarea mecanismului de reacție se introduc o serie de aproximări [36,55,57].

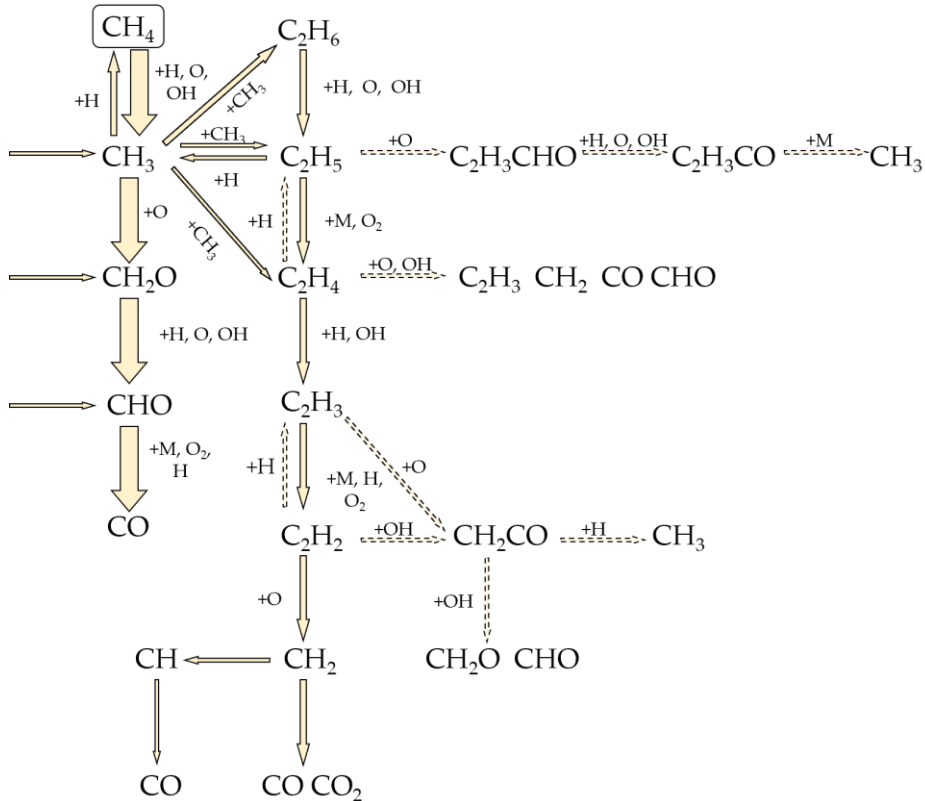


Fig. 3.11 Principalele căi de reacție pentru un amestec preformat stoichiometric de metan și aer (la $p = 1$ [bar], $T = 298$ [K]) (adaptare după [57])

Odată identificate principalele căi și pași determinanți pentru viteza de reacție, se pot face simplificări suplimentare ale mecanismului de reacție. În acest scop se consideră următoarele două cazuri limită:

- ▶ pentru speciile chimice individuale din reacțiile foarte rapide (starea imediată de echilibru) se presupune că acestea sunt în echilibru parțial și, prin urmare, nu sunt necesare calcule suplimentare;
- ▶ pentru reacțiile foarte lente, se presupune un cvasi-echilibru (staționar sau steady-state) și că valoarea concentrației este constantă pe durata reacției.

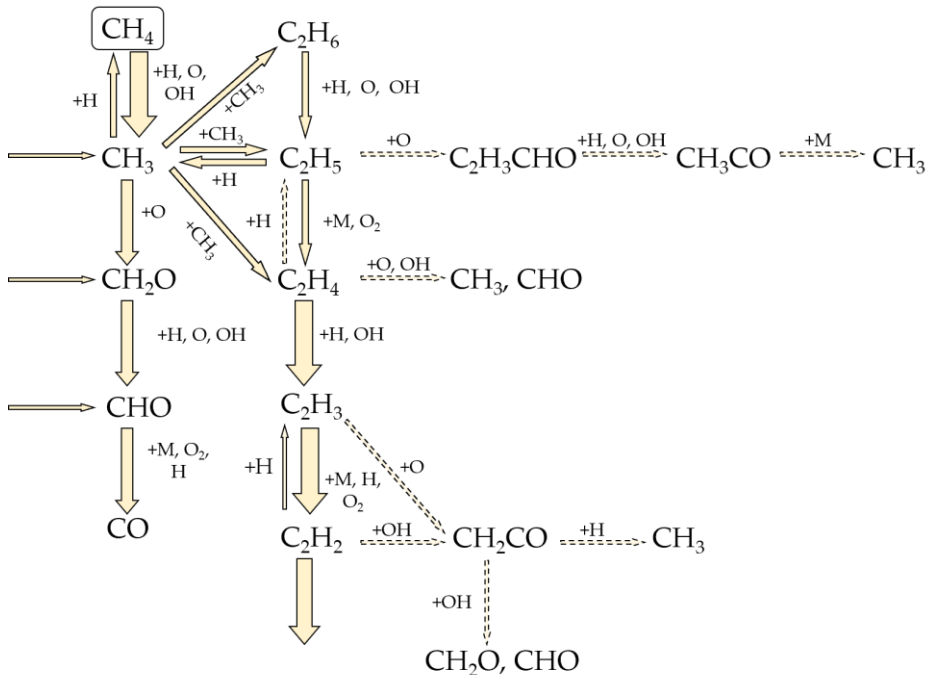
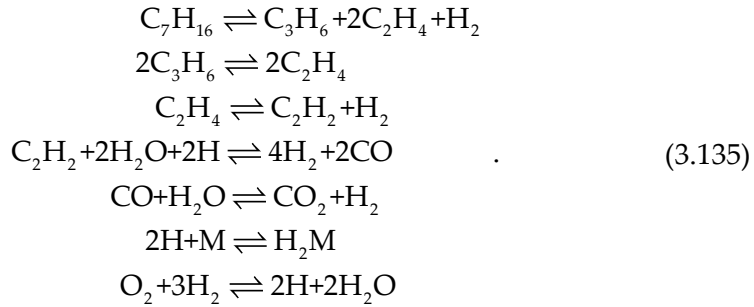


Fig. 3.12 Principalele căi de reacție pentru un amestec preformat bogat ($\phi = 1,5$) de metan și aer (la $p = 1$ [bar], $T = 298$ [K]) (analiza acetilenei nu este inclusă datorită complexității) (adaptare după [57])

Analizând mecanismul de reacție simplificat pentru arderea n-heptanului (conform lui Bollig ș.a. [14]) se poate observa că acesta poate fi reprezentat într-o manieră mult simplificată după ce căile principale de reacție au fost determinate și s-a realizat analiza de sensibilitate. Acest mecanism de reacție a fost dezvoltat special pentru o flacără fără amestecare prealabilă.



Se poate observa că există șapte etape de reacție cvasi-globală cu producții intermediarii C_3H_6 , C_2H_4 , C_2H_2 și CO , care prezintă importanță pentru reacțiile ulterioare de formare a poluanților. Pentru a putea folosi mecanismul menționat mai sus și astfel, pentru a calcula efectiv un proces de ardere, nu este suficient să se determine cele 7 viteze de reacție. Totodată, trebuie stabilite și condițiile (ecuațiile) pentru speciile chimice introduse. Acest lucru conduce la un sistem complex de ecuații neliniare care pot fi rezolvate doar prin calcul numeric. Pentru astfel de calcule numerice poate fi necesară introducerea unor condiții suplimentare, mai precis simplificări, astfel încât calculul să fie stabil a priori și totodată să poată converge. Astfel de calcule necesită un grad ridicat de înțelegere a fenomenelor fizice (modelare) și putere de calcul. Pentru a putea dezvolta motoare într-un mediu industrial, sunt necesare și modele care să permită un calcul rapid, dar care totuși să reproducă fenomenele fizice cu nivelul dorit de precizie. Modelele fenomenologice de ardere sunt capabile să facă acest lucru și sunt frecvent utilizate în industrie [52].

Rezumat cinetica reacțiilor

- ▶ Cinetica reacțiilor urmărește evoluția în timp a reacțiilor chimice și posibilitățile de influențare a acestora. Viteza unei reacții este definită de variația concentrației substanțelor inițiale și a produșilor de reacție.
- ▶ Variația concentrației unei substanțe poate fi exprimată prin vitezele de reacție și ordinele parțiale de reacție. Pentru a determina ordinele parțiale de reacție, trebuie să se facă o distincție între reacțiile

elementare și reacțiile brute. Pentru reacțiile elementare, ordinele parțiale de reacție sunt, în marea majoritate a cazurilor, date de molecularitate. Viteza de reacție este determinată experimental sau poate fi calculată folosind ecuația lui Arrhenius și constantele corespunzătoare.

- ▶ Energia de activare este un prag de energie care trebuie depășit pentru ca o reacție să aibă loc.
- ▶ În starea de echilibru chimic, dacă macroscopic nu se pot observa modificări ale proprietăților fizice, se poate stabili o relație între vitezele de reacție directă-inversă $k^{(f)}$ și $k^{(r)}$, precum și constantele de echilibru K_p și K_c .
- ▶ Este posibil să se utilizeze viteza de reacție a reacției directe și datele termodinamice ale tuturor speciilor implicate pentru a calcula viteza de reacție a reacției inverse.
- ▶ Arderea hidrocarburilor poate fi descrisă folosind mecanisme de reacție extinse. Un mecanism de reacție este un set de reacții elementare care descriu o transformare chimică la nivel molecular. Scopul este de a reduce mecanismul și, în același timp, de a identifica cele mai importante caracteristici pentru a putea lucra cu el.
- ▶ Cea mai simplă opțiune este mecanismul într-o singură etapă, care este suficient pentru multe estimări, dar este nepotrivit pentru prezicerea formării poluanților, deoarece cinetica reacției nu este descrisă suficient de precis.
- ▶ Pentru a putea face o predicție cu privire la formarea poluanților sunt necesare mecanisme cvasi-globale pe mai multe niveluri. Acestea pot fi reduse semnificativ prin analiza de sensibilitate, luarea în considerare a căilor de reacție și presupunând că există un cvasi-echilibru sau echilibru parțial.

3.4. Elemente de ardere a combustibililor în MAI

3.4.1. Limitele de aprindere

Pentru ca un amestec aer-combustibil să se aprindă este necesar ca între cantitățile de aer și combustibil să se asigure anumite proporții. Limitele de variație a compoziției amestecului aer-combustibil pentru care este posibilă aprinderea se numesc *limite de aprindere* sau *limite de inflamabilitate* și se apreciază prin valoarea coeficientului de exces de aer λ (fig. 3.13) [27].

În funcție de raportul aer-combustibil, care determină tipul de amestec (sărac/bogat), se definesc:

- *limita superioară de aprindere* λ_s – limita corespunzătoare celui mai bogat amestec de aer și combustibil care se poate aprinde;
- *limita inferioară de aprindere* λ_i – limita corespunzătoare celui mai sărac amestec de aer și combustibil care se poate aprinde.

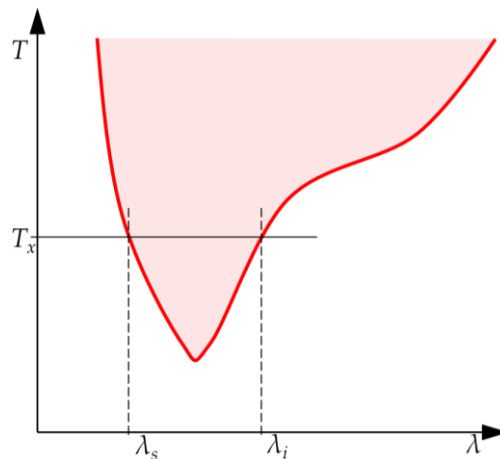


Fig. 3.13 Limitele de aprindere (adaptare după [27])

Aceste limite depind în principal de tipul de combustibil și de temperatura inițială a amestecului aer-combustibil.

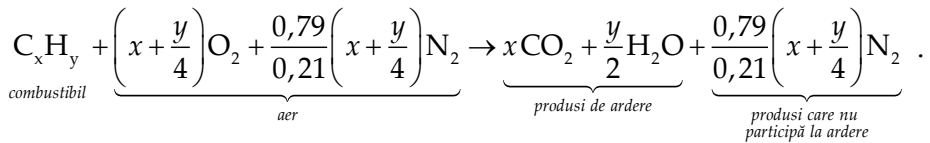
3.4.2. Compoziția gazelor de ardere (ardere ideală sau teoretică)

Compoziția gazelor de ardere este determinată, printre altele, de raportul dintre cantitatea de aer și cantitatea de combustibil din amestec, altfel spus de tipul de amestec (bogat/sărac). Astfel, dacă în amestec este disponibilă o cantitate de aer mai mare sau egală decât cantitatea minimă de aer necesară arderii stoichiometrice AFR_s , arderea va fi completă. În caz contrar, există un deficit de aer, ceea ce duce la o ardere incompletă.

Arderea completă ($\lambda \geq 1$, amestec stoichiometric sau amestec sărac). În urma arderii teoretice complete a unui kilogram de combustibil în compoziția gazelor de ardere intră următoarele:

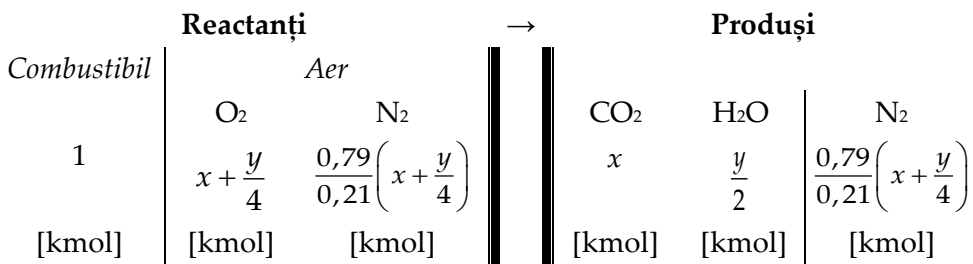
- ▶ produșii rezultați în urma oxidării: CO_2 și H_2O ;
- ▶ oxigenul neutilizat (în cazul în care aerul este în exces, $\lambda > 1$);
- ▶ azotul din aer care nu participă la reacțiile de ardere.

În acest caz, reacția de ardere este [51]:



(3.136)

În această reacție apar următoarele cantități molare:



Deoarece cantitatea de combustibil este dată în kilograme, este necesar a se face legătura cu structura elementară a combustibilului, iar acest lucru se poate face pe baza reacțiilor individuale de oxidare ale carbonului și

hidrogenului. Prin urmare, pentru 1 [kg] de combustibil rezultă următoarea cantitate de produși [51]:

$$\begin{aligned} \bar{n}_{prod} &= \underbrace{\left(\frac{c}{12} + \frac{h}{2} \right)}_{\text{produsi ai arderii}} + \underbrace{(1-0,21) \frac{AFR_s}{\bar{M}_a}}_{\text{partea din aer care nu participă la ardere}} = \\ &= \underbrace{\left(\frac{c}{12} + \frac{h}{2} \right)}_{\text{produsi ai arderii}} + \underbrace{(1-0,21) \overline{AFR}_s}_{\text{partea din aer care nu participă la ardere}} \left[\frac{\text{kmol}_{prod}}{\text{kg}_{comb}} \right] \end{aligned} \quad (3.137)$$

care, reprezintă suma dintre cantitățile de produși rezultați în urma arderii (CO_2 și H_2O) și partea din aer care nu participă la ardere (dacă $\lambda = 1$ această parte se compune doar din azot N_2 ; dacă $\lambda > 1$ această parte va conține și oxigenul în exces O_2).

Deoarece în timpul determinărilor experimentale apa poate condensa, devine avantajoasă filtrarea apei din gazele de ardere pentru a se obține produși uscați [51]:

$$\bar{n}_{prod} = \left(\frac{c}{12} + \frac{h}{2} \right) + 0,79 \overline{AFR}_s \left[\frac{\text{kmol}_{prod}}{\text{kg}_{comb}} \right]. \quad (3.138)$$

Din cantitatea totală de produși, participația molară de CO_2 va fi:

$$\left(\bar{n}_{\text{CO}_2} \right)_{\max} = \frac{c}{12} \left[\frac{\text{kmol}_{\text{CO}_2}}{\text{kg}_{comb}} \right]. \quad (3.139)$$

Această participație are valoarea maximă posibilă care poate rezulta în urma arderii a 1 [kg] de combustibil. În realitate, arderea este atât imperfectă, cât și incompletă, ceea ce duce la participații mai mici de CO_2 . Pe baza participației se poate determina concentrația maximă k_{max} de CO_2 din gazele de ardere, ca raport între participația molară de CO_2 și numărul total de moli [51]:

$$k_{\max} = \frac{(\bar{n}_{\text{CO}_2})_{\max}}{\bar{n}_{\text{prod}}} = \frac{\frac{c}{12}}{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s} [-] . \quad (3.140)$$

Observație

În cazul motoarelor cu ardere internă procesul de ardere trebuie să permită obținerea cantității maxime de căldură din combustibilul introdus în cilindrii motorului. Prin urmare, arderea trebuie să se desfășoare într-o manieră cât mai apropiată de cea teoretică și să fie completă, ceea ce înseamnă că și cantitatea de CO₂ se va apropia de cantitatea maximă posibil teoretică. Având în vedere acest lucru, se poate concluziona că, pentru o cantitate de combustibil dată, emisiile de CO₂ nu se pot reduce prin intermediul managementului termic, ci doar prin reducerea consumului de combustibil.

În cazul în care $\lambda > 1$, în gazele de ardere apare și aerul în exces, motiv pentru care această relație trebuie corectată:

$$k = \frac{(\bar{n}_{\text{CO}_2})_{\max}}{\bar{n}_{\text{prod}}} = \frac{\frac{c}{12}}{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s + (\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s} [-] . \quad (3.141)$$

Făcând raportul dintre cele două concentrații se obține:

$$\frac{k_{\max}}{k} = \frac{\frac{c}{12}}{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s} \cdot \frac{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s + (\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s}{\frac{c}{12}} \quad (3.142)$$

$$\frac{k_{\max}}{k} = 1 + (\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s \cdot \frac{1}{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s} .$$

Scriind această egalitate pentru coeficientul de exces de aer λ rezultă:

$$\lambda = \left(\frac{k_{\max}}{k} - 1 \right) \cdot \frac{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s}{\overline{AFR}_s} + 1 [-] . \quad (3.143)$$

Cu excepția lui k (care depinde de coeficientul de exces de aer λ), toate celelalte mărimi depind de compoziția combustibilului. Prin urmare, în cazul arderii complete, dacă se măsoară concentrația de CO_2 din gazele de ardere se poate determina raportul aer-combustibil al reacțiilor.

În cazul în care arderea are loc cu exces de aer ($\lambda > 1$), în gazele de ardere va apărea și o anumită concentrație o de oxigen [51]:

$$o = \frac{\bar{n}_{\text{O}_2}}{\bar{n}_{\text{Produsi}}} = \frac{0,21 \cdot (\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s}{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s + (\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s} [-] . \quad (3.144)$$

Concentrația maximă de oxigen o_{\max} din gazele de ardere se obține atunci când $\lambda \rightarrow \infty$, altfel spus, atunci când gazele de ardere se compun doar din aer. Astfel, rezultă:

$$o_{\max} = \frac{0,21 \cdot \bar{n}_a}{\bar{n}_{\text{prod}}} = \frac{0,21 \cdot \bar{n}_a}{\bar{n}_a} = 0,21 [-] . \quad (3.145)$$

Făcând raportul dintre cele două concentrații de oxigen se obține:

$$\frac{o_{\max}}{o} = \frac{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s + (\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s}{(\lambda - 1) \cdot \overline{AFR}_s} . \quad (3.146)$$

Rearanjând termenii pentru coeficientul de exces de aer λ rezultă:

$$\lambda = 1 + \frac{\frac{c}{12} + 0,79 \cdot \overline{AFR}_s}{\left(0,21 \cdot \frac{o_{\max}}{o} - 1\right) \cdot \overline{AFR}_s} [-] . \quad (3.147)$$

Arderea incompletă ($\lambda < 1$, amestec bogat). În urma arderii incomplete a unui kilogram de combustibil în compoziția gazelor de ardere intră următoarele:

- ▶ producții rezultați în urma oxidării: CO_2 , CO și H_2O ;
- ▶ azotul din aer care nu participă la reacțiile de ardere.

În ansamblu, proprietățile combustibililor au o influență determinantă în ceea ce privește utilizarea lor în motoarele cu ardere internă. Dintre acestea, se amintesc [51]:

- ▶ **structura chimică** – influențează compoziția gazelor de evacuare;
- ▶ **densitatea** – determină stocarea la bordul autovehiculelor;
- ▶ **viscozitatea** – influențează curgerea, ungerea și cocsarea;
- ▶ **puterea calorică** – afectează autonomia;
- ▶ **raportul aer-combustibil** – determină dozajul combustibilului;
- ▶ **puterea calorică a amestecului** – determină densitatea de energie și astfel cuplul motor obținut;
- ▶ **cifra octanică/cifra cetică** – afectează rezistența la detonație/ușurința autoaprinderii;
- ▶ **entalpia de vaporizare** – influențează pornirea la rece și temperatura masei de amestec din cilindru.

3.4.3. Variația molară

La arderea combustibililor lichizi rezultă întotdeauna o creștere a volumului, fenomen numit *variație molară* [27,51]. Creșterea de volum se apreciază prin *coeficientul de variație molară a încărcăturii proaspete* $\bar{\mu}$, care reprezintă raportul dintre numărul de kilomoli de gaze rezultat în urma arderii \bar{n}_{prod} și numărul de kilomoli de fluid motor proaspăt \bar{n}_{fc} [27,51]:

$$\bar{\mu} = \frac{\bar{n}_{\text{prod}}}{\bar{n}_{fc}} = 1 + \frac{\Delta\bar{n}}{\bar{n}_{fc}}, \quad (3.148)$$

unde $\Delta\bar{n}$ reprezintă variația molară.

În continuare este exemplificat calculul numărului de moli de fluid motor proaspăt (n_{fc}) pentru MAS cu benzină și MAC cu motorină (Diesel).

În cazul formării externe a amestecului (MAS cu injecție indirectă) fluidul motor proaspăt este un amestec de aer și benzină. Dacă se asimilează benzina cu octanul (C_8H_{18}), rezultă:

$$\bar{n}_{fc, Otto} = \lambda \cdot \overline{AFR}_s + \frac{1}{\overline{M}_{Octan}} \left[\frac{\text{kmol}_{fc}}{\text{kg}_{comb}} \right], \quad (3.149)$$

unde $\overline{M}_{Octan} = 114 \left[\frac{\text{kg}}{\text{kmol}} \right]$.

În cazul formării interne a amestecului (MAS cu injecție directă sau MAC) fluidul motor proaspăt este doar aer. Ținând cont de faptul că aerul și combustibilul nu sunt prezente întotdeauna într-un raport stoichiometric, rezultă:

$$\bar{n}_{fc, Diesel} = \lambda \cdot \overline{AFR}_s \left[\frac{\text{kmol}_{fc}}{\text{kg}_{comb}} \right]. \quad (3.150)$$

Ținând cont de acestea și de modul de funcționare al MAS, respectiv MAC, rezultă [27,51]:

► MAS și ardere completă ($\lambda \geq 1$):

$$\bar{\mu} = \frac{\bar{n}_{prod}}{\bar{n}_{fc}} = \frac{\frac{c}{12} + \frac{h}{2} + 0,79 \cdot \lambda \overline{AFR}_s + (\lambda - 1) \overline{AFR}_s}{\lambda \overline{AFR}_s + \frac{1}{\overline{M}_{Octan}}} [-], \quad (3.151)$$

► MAS și ardere incompletă ($\lambda < 1$):

$$\bar{\mu} = \frac{\bar{n}_{prod, inc}}{\bar{n}_{fc}} = \frac{\frac{c}{12} + \frac{h}{2} + 0,79 \cdot \lambda \overline{AFR}_s}{\lambda \overline{AFR}_s + \frac{1}{\overline{M}_{Octan}}} [-], \quad (3.152)$$

► MAC ($\lambda > 1$):

$$\bar{\mu} = \frac{\bar{n}_{prod, inc}}{\bar{n}_{fc}} = \frac{\frac{c}{12} + \frac{h}{2} + 0,79 \cdot \lambda \overline{AFR}_s}{\lambda \overline{AFR}_s} [-]. \quad (3.153)$$

3.4.4. Disocierea

Disocierea apare la temperaturi foarte înalte când, datorită nivelului energetic ridicat, molecule se scindează în atomi și grupuri de atomi (radicali). Disocierea are loc cu absorbție de căldură, ceea ce reduce randamentul arderii. Arderea din motoarele cu ardere internă poate atinge temperaturile la care acest fenomen devine posibil.

Disocierea poate fi privită ca o reacție inversă a unei reacții directe de ardere:



Reacția inversă (de la dreapta la stânga) apare la temperaturi înalte (1800...2000 [°C]). În urma fenomenului de disociere, gazele de ardere ajung să conțină atât componente de disociere cât și componente nedisociate. În cazul arderii hidrocarburilor, în primă fază are loc disocierea dioxidului de carbon, iar apoi a apei:



Ca urmare a consumului de căldură al procesului de disociere, cantitatea de căldură disponibilă pentru a fi transformată în lucru mecanic util scade. Cercetările experimentale au pus în evidență faptul că efectul cel mai pronunțat apare în cazul amestecului stoichiometric ($\lambda = 1$). În cazul în care motorul funcționează cu valori ale lui $\lambda \gg 1$ acest efect poate fi neglijat.

În motorul cu ardere internă disocierea are mai multe efecte:

- a) duce la o creștere a numărului final de molecule, motiv pentru care presiunea maximă crește cu aproximativ 2-4 [%];
- b) reduce randamentul indicat real cu aproximativ 1-3 [%] – reacțiile de disociere sunt endoterme și reduc temperatura maximă a ciclului. În faza de destindere temperatura scade, iar gazele se resociază prin

reacții exoterme, care asigură eliberarea de căldură, însă cu o eficiență mai mică;

- c) influențează cinetica formării emisiilor poluante.

Disocierea se apreciază prin gradul de disociere δ [27,51]:

$$\delta = \frac{N_X - N_{X,ech}}{N_X}, \quad (3.157)$$

unde: n_i reprezintă numărul de kilomoli de produs final când reacția decurge complet de la stânga la dreapta, iar $n_{i,eq}$ numărul de kilomoli de produs final la echilibru chimic.

3.4.5. Aprinderea polistadială a hidrocarburilor

Având în vedere importanța combustibililor de tip hidrocarbură pentru motoarele cu ardere internă, în continuare se prezintă arderea hidrocarburilor atât în amestecuri preformate cât și arderea difuzivă.

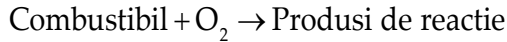
Așa cum s-a precizat anterior, moleculele care se ciocnesc trebuie să posede o anumită energie pentru a putea reacționa. Totodată, viteza de reacție este dependentă de temperatură și de concentrația participanților la reacție. Nu în ultimul rând, reacțiile nu pot avea loc în orice condiții, ci doar într-un domeniu restrâns, delimitat prin limitele de aprindere. Pentru motoarele Otto și Diesel, limitele de aprindere (în zona frontului de flacără) depind de regimurile de funcționare și iau valori în intervalul $0,6 < \lambda < 1,3$.

Observație

Valorile globale (pentru întreaga cameră de ardere) ale raportului aer-combustibil pot să difere de valorile din zona frontului de flacără.

În figura 3.15 se poate observa influența unui gaz inert (gaz care nu participă la reacție: N_2 , CO_2 etc.) asupra limitelor de aprindere. Se constată că, prezența unui gaz inert reduce probabilitatea unei ciocniri eficiente și astfel, limitele de aprindere se restrâng în comparație cu arderea doar cu O_2 (fig. 3.14).

Așa cum s-a arătat anterior, reacțiile reale de ardere nu se desfășoară după relația



ci în mai multe etape și cu reacții intermediare (fig. 3.16).

Spre exemplu, în cazul arderii hidrogenului (H_2) cu oxigen (O_2), reacția începe lent, timp în care se formează un anumit număr de produși intermediari activați (hidrogen atomic (H), oxigen atomic (O), radicali OH), care sunt foarte reactivi (mai precis, au o energie de activare mică). Aceste elemente foarte reactive duc la formarea de noi elemente reactive până când se ajunge la reacții înlănțuite.

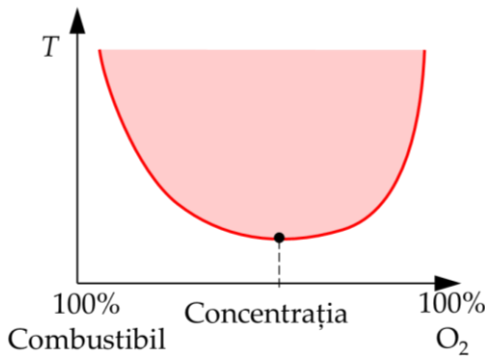


Fig. 3.14 Limitele de aprindere ale unui amestec combustibil-oxigen

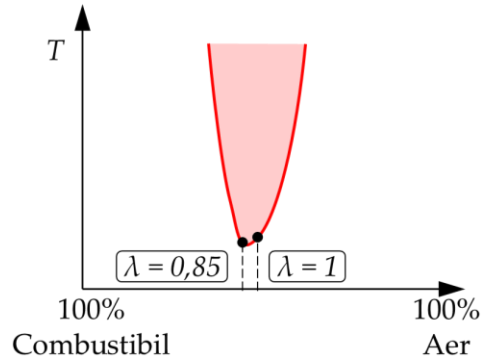


Fig. 3.15 Limitele de aprindere ale unui amestec combustibil-aer

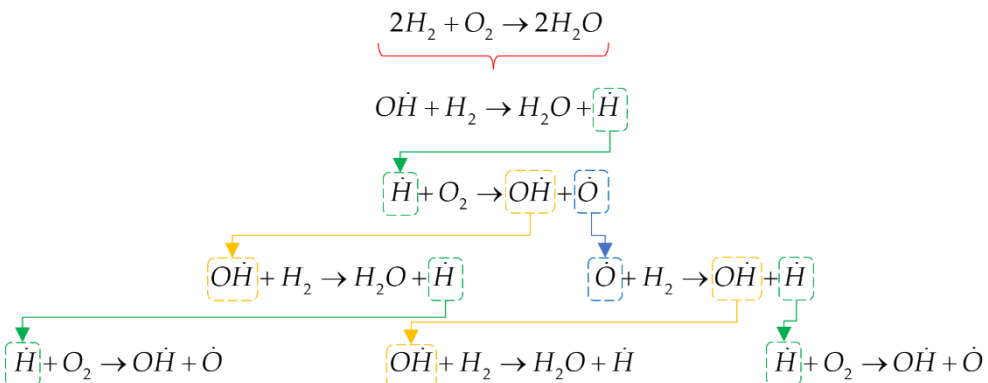


Fig. 3.16 Exemplu de mecanism de reacție pentru oxidarea H_2

Pentru reacțiile înlănțuite se disting două cazuri:

- ▶ la fiecare reacție se formează mai multe particule activate decât este nevoie: în acest caz reacția suferă o autoaccelerare (ca o “avalanșă”) care duce foarte rapid la aprindere. La începutul reacției este posibil (însă nu întotdeauna) să se degaje căldură, ceea ce duce la o creștere a temperaturii și astfel, la o accelerare suplimentară până când, dintr-o dată se produce aprinderea spontană.
- ▶ se consumă mai multe particule activate decât se produc: în acest caz se produce o încetinire a reacției, iar în final se ajunge la întreruperea acesteia.

Această legătură este prezentată calitativ în figura 3.17 pentru diferite combinații de presiune și temperatură. La dreapta curbei (reprezentând limita de *explozie* = viteza de propagare a frontului de ardere este mai mare de 200 [m/s]) se află domeniul arderii explosive unde, după ce trece timpul aferent întârzierii la aprindere, are loc o conversie foarte rapidă de substanță. Pot avea loc reacții și la stânga curbei, însă acestea nu se desfășoară cu o viteză suficient de mare pentru o explozie, ceea ce face ca presiunea și temperatura să crească relativ lent (acesta este motivul pentru care, în acest caz se utilizează denumirea de *flacără rece*) [5,27].

În această figură:

- „domeniul A” reprezintă aprinderea polistadială la temperatură redusă și este specific autoaprinderii motorinei (motoare Diesel);
- „domeniul B” reprezintă aprinderea monostadială la temperatură ridicată și este specific aprinderii prin scânteie (motoare Otto).

Pentru o mai bună înțelegere a evoluției unui proces de ardere, în figura 3.18 se prezintă calitativ evoluția temperaturii și a concentrațiilor participanților la reacția de ardere a hidrocarburilor.

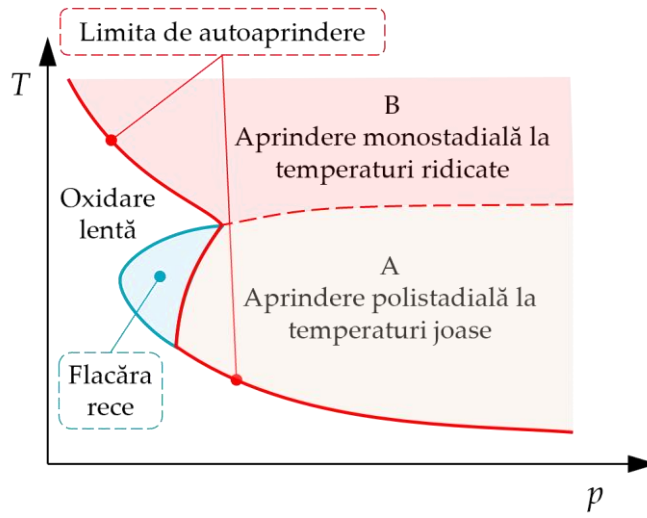


Fig. 3.17 Lime de aprindere (adaptare după [5,38])

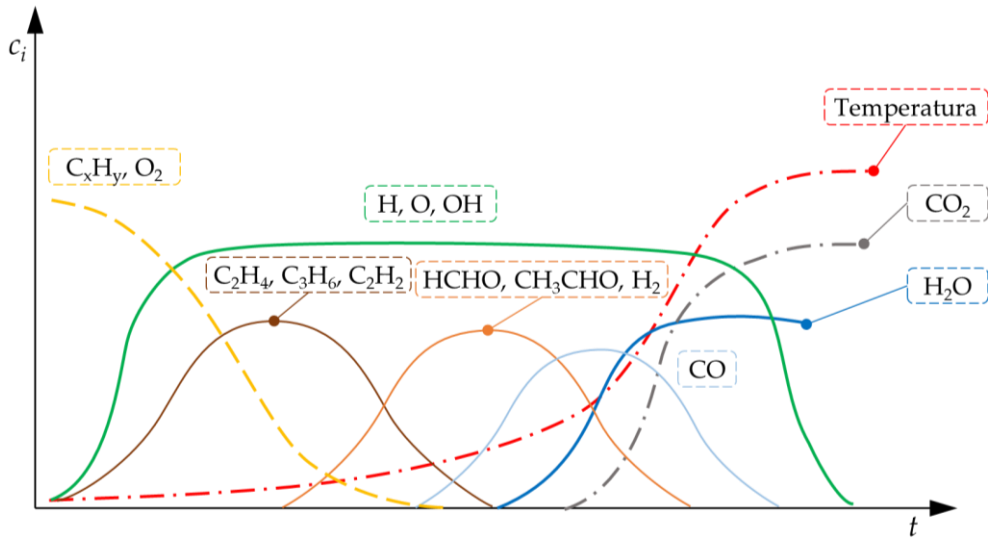


Fig. 3.18 Evoluția în timp a temperaturii și concentrațiilor la arderea hidrocarburilor (adaptare după [39])

3.4.6. Aprinderea polistadială a hidrocarburilor

În continuare se prezintă procesele aprinderii polistadiale la temperaturi reduse (“domeniul A” din figura 3.17).

În acest scop se consideră că într-un volum dat există un amestec aer-hidrocarburi (combustibil) având un domeniu de aprindere cunoscut și o temperatură redusă). Amestecul este adus în domeniul de aprindere prin creșterea temperaturii ca urmare a unui aport de energie din exterior (spre exemplu, prin comprimare într-o mașină de compresie rapidă). Măsurând evoluția presiunii în timp, se constată că aprinderea are loc după un anumit timp τ_{iD} (fig. 3.19, 3.20). Acest timp (τ_{iD}) reprezintă întârzierea chimică la aprindere.

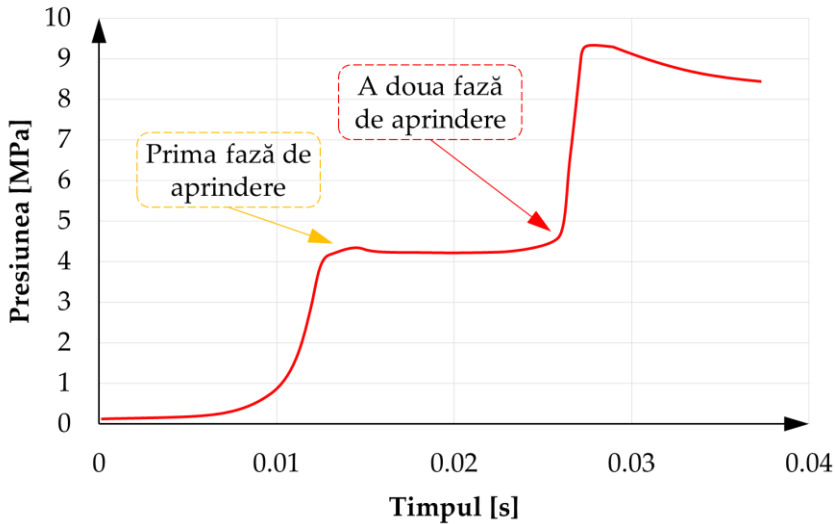
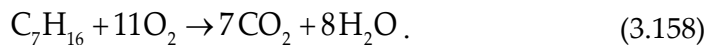


Fig. 3.19 Evoluția presiunii într-o mașină de compresie rapidă (adaptare după [39])

La o analiză mai detaliată a întârzierii la autoaprindere se disting trei faze, care se vor exemplifica prin arderea n-Heptanului (C_7H_{16}):



- ▶ Faza τ_1 – activitatea chimică este intensă, iar energia de activare E_a este redusă.
 - În această fază se formează peroxizi (conțin grupa OOH) ca și compuși intermediari relativ stabili, fără să apară o creștere sesizabilă a presiunii și temperaturii.
- ▶ Faza τ_2 – au loc reacții monomoleculare de descompunere și reacții bimoleculare.
 - Atunci când concentrația de peroxizi atinge o valoare critică, începe descompunerea/consumarea acestora într-un proces numit „flacără rece”. Procesul se dezvoltă aproximativ exploziv fiind accelerat de radicalii formați și de degajarea de căldură.
 - În această etapă se poate elibera până la 15 [%] din energia chimică a combustibilului. Totodată, în ”flacără rece” se formează o cantitate relativ mare de formaldehide (HCHO) – care sunt relativ stabile – și de radicali.
- ▶ Faza τ_3 – Formaldehidele se descompun într-o reacție înlănțuită numită ”flacără albastră”.
 - În această etapă se formează o cantitate foarte mare de CO și se eliberează aproximativ 50 [%] din energia legată chimică a combustibilului.

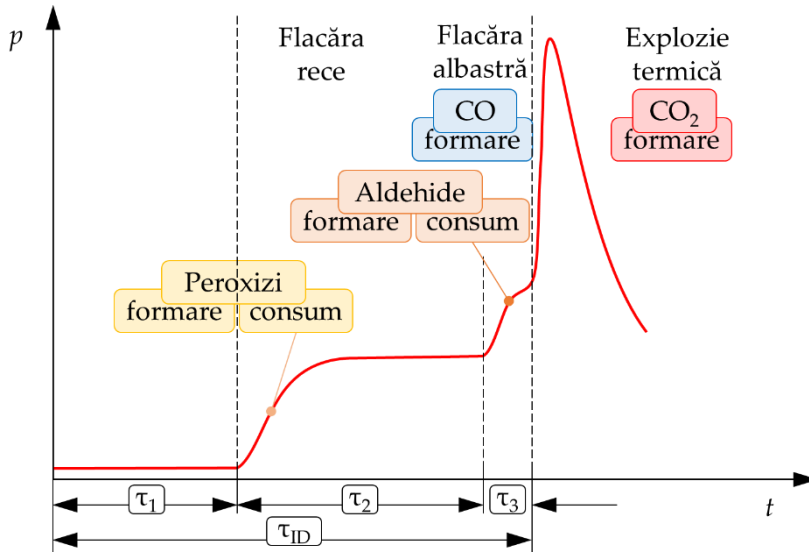


Fig. 3.20 Fazele întârzierii la aprindere (adaptare după [27])

După timpul (relativ scurt) τ_3 , CO este transformat în produsul final CO_2 într-un proces de explozie termică în care se degajă cea mai mare parte a căldurii. În urma reacțiilor de ardere, produșii finali ai arderii vor fi CO_2 și H_2O . În cadrul procesului de ardere, reacțiile au loc simultan și caracterizează în întregul lor, perioada respectivă a procesului de ardere.

Se poate concluziona că aprinderea hidrocarburilor are loc în mai multe faze, în funcție de presiune și de temperatură. Creșterea de temperatură duce la o creștere a vitezei medii a moleculelor, motiv pentru care crește și numărul de ciocniri eficiente, în timp ce o presiune mai ridicată scurtează drumul liber parcurs de molecule și astfel crește probabilitatea ca ciocnirile să fie eficiente.

Pentru a estima întârzierea la aprindere, experimental, s-a stabilit următoarea relație (pentru care se poate observa similaritatea cu relația lui Arrhenius) [27]:

$$\tau_{ID} = a \cdot p^{-n} \cdot e^{-\frac{b}{T}} . \quad (3.159)$$

Necunoscutele a , b , n din această relație se determină experimental. Pentru determinarea acestora, un rol deosebit de important îl joacă tipul de combustibil, coeficientul de exces de aer (λ) și condițiile de testare (timp,

transfer termic). Nu există un coeficient de exces de aer (λ) care să fie optim pentru toate fazele: pentru primele faze este necesar ca valoarea coeficientului de exces de aer să fie $\lambda \approx 0,1 [-]$ (cantitate redusă de O_2). Pentru următoarele faze însă este necesar ca valoarea lui λ să crească [27].

Suplimentar, energia de activare diferă, astfel că, istoricul aprinderii sau cu alte cuvinte, evoluția în timp a aprinderii, are o influență mare asupra dezvoltării reacțiilor.

În cazul în care comprimarea este lentă, temperatura prezintă valori reduse pentru intervale mari de timp, astfel că τ_1 crește. Ca urmare, concentrația de peroxizi va fi mare la începutul descompunerii. Acest lucru duce însă la o concentrație mare de aldehide, respectiv un τ_2 mic. Din acest motiv pentru τ_{ID} se obțin discontinuități, în funcție de temperatură. Pentru condițiile de presiune și temperatură din motor însă, această relație se poate determina empiric (printr-o ecuație). Contribuția fiecărei etape la întârzierea la aprindere este prezentată calitativ în figura 3.21. Pentru valoarea întârzierii la autoaprindere, un rol important îl joacă și presiunea, motiv pentru care în figura 3.22 este prezentată influența presiunii alături de cea a temperaturii asupra întârzierii la autoaprindere [27].

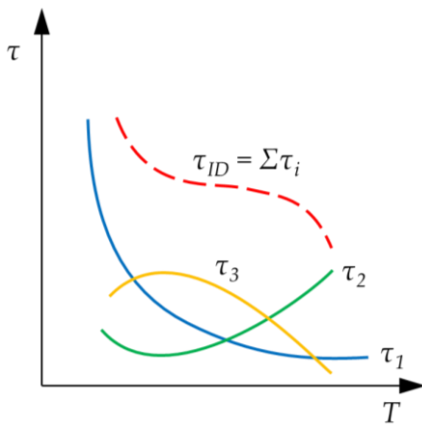


Fig. 3.21 Influența fazelor întârzierii la aprindere

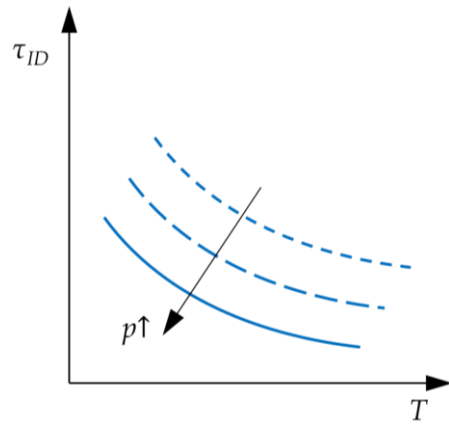


Fig. 3.22 Influența presiunii și temperaturii asupra întârzierii la aprindere

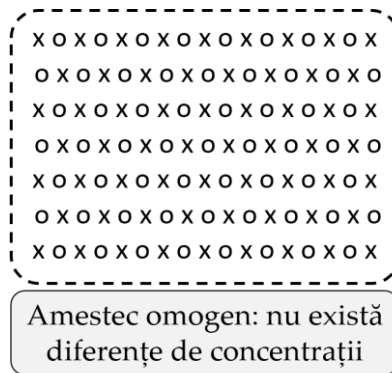


Fig. 3.23 Amestecul omogen ideal

Evoluția primelor reacții și întârzierii la aprindere este deosebit de importantă pentru arderea în motoarele cu ardere internă.

Se consideră o mașină de compresie rapidă în care se află un amestec omogen (fig. 3.23). Astfel, condițiile de aprindere sunt aceleași peste tot (cu excepția influențelor marginale). Cu toate acestea, aprinderea are loc aleatoriu, respective acolo unde vitezele moleculelor sunt mari sau, ca urmare a reacțiilor inițiale, concentrația de componente activate este mare (energie de activare redusă). Astfel, se formează centre de aprindere, de unde flacăra se propagă în toate direcțiile.

3.4.6.1. Arderea amestecurilor preformate

Aceleași procese au loc și la aprinderea din surse externe. Pentru a exemplifica acest lucru se consideră un amestec omogen pentru care aprinderea este punctiformă acolo unde se introduce energia (unde se produce scânteia). În acest caz temperaturile locale sunt foarte ridicate ceea ce face ca timpul necesar reacțiilor preliminare să fie foarte scurt, iar ca urmare să se ajungă la o aprindere monostadială la temperatură înaltă ($T \sim 6.000$ [K] [38]). Frontul de flacăra se propagă prin conducție de căldură și difuzia componentelor activate. Aceste procese au loc unul după celălalt în straturi (zone de reacție) și se propagă spațial. Și în acest caz viteza de propagare a flăcării depinde de p , T , λ , respectiv de prezența gazelor inerte (care are ca efect o reducere a vitezei de reacție). Spre exemplu, într-un mediu

format doar din O_2 flacăra se propagă mult mai rapid decât în aer (unde sunt prezente și alte gaze precum N_2 , CO_2 , H_2O sau alte elemente). În acest caz, CO și H_2O reprezintă o excepție, deoarece acestea permit creșterea vitezei de ardere datorită formării de radicali OH . Aceste considerații sunt valabile pentru amestecurile omogene, respectiv acolo unde moleculele de oxigen sunt poziționate corect, în vecinătatea fiecărei picături de combustibil (ex. în cazul arzătoarelor Bunsen, motoarelor Otto).

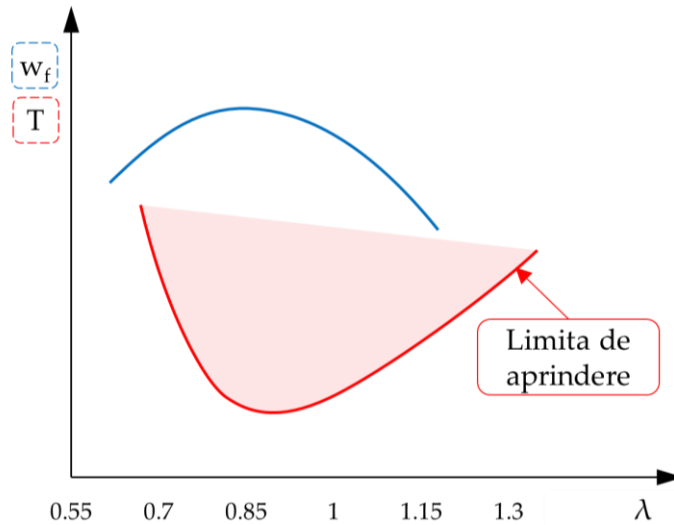


Fig. 3.24 Exemplu de variație a vitezei de ardere în funcție de coeficientul de exces de aer (adaptare după [5,27])

Din figura 3.24 se poate constata că viteza de ardere evoluează invers față de limitele de aprindere. De asemenea, apare viteza maximă de ardere pentru un coeficient de exces de aer (λ) subunitar (amestec bogat), ceea ce înseamnă că, în toate celelalte cazuri (amestecuri mai bogate sau mai sărace) arderea durează mai mult.

Arderea unui amestec omogen este numită arderea amestecului preformat (preamestecat) și se caracterizează prin [8,27,37,38]:

- ▶ amestec omogen (fără diferențe de concentrații);
- ▶ λ constant spațial (combustibilul și aerul sunt uniform distribuite);

- ▶ limite de aprindere sunt dependente de p, T, λ și E_a ;
- ▶ flacăra se propagă pornind de la un centru de aprindere (care corespunde locului de aport extern de energie);
- ▶ viteza flăcării depinde de p, T, λ și E_a ;
- ▶ în general carbonul nu apare ca produs intermediar, motiv pentru care flacăra are o culoare albastră;
- ▶ pentru $\lambda < 1$ compoziția gazelor de ardere se determină pe baza constantei de echilibru ($K = f(T)$ – vezi capitolul 3.2):

$$K_p = \frac{V_{CO} \cdot V_{H_2O}}{V_{CO_2} \cdot V_{H_2}} \quad (3.160)$$

- ▶ în gazele de evacuare nu apare funingine, însă apare CO.

3.4.6.2. Arderea difuzivă

Arderea difuzivă este specifică motorului Diesel. Spre deosebire de arderea amestecurilor preformate, în acest caz, participanții la reacție se amestecă în timpul reacției, deoarece aerul și combustibilul sunt introduse în cilindru pe căi diferite, respectiv: aerul se introduce în cilindru prin admisie, iar combustibilul prin injecție (direct în cilindru) (fig. 3.25).

În tehnică, această situație apare întotdeauna la arderea combustibililor solizi sau lichizi, atunci când aceștia nu au fost gazificați sau evaporați anterior, iar apoi amestecați cu aerul.

În cazul arderii difuzive amestecarea, o condiție necesară pentru ciocnirea moleculelor, trebuie realizată prin difuzie, însă, după aceea, au loc aceleași procese (reacții inițiale, întârziere la aprindere) ca în cazul flăcărilor preformate. Diferența fundamentală față de arderea amestecurilor preformate o reprezintă diferențele spațiale de concentrație.

În figura 3.26 se poate observa variația concentrațiilor combustibilului și oxigenului în vecinătatea unei picături de combustibil aflată în proces de evaporare.

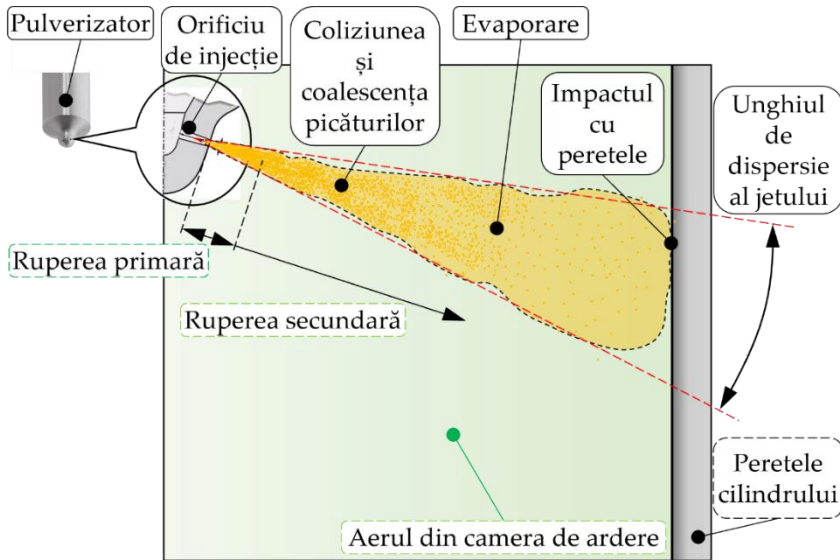


Fig. 3.25 Introducerea combustibilului în zona de amestecare

Analizând această figură se constată următoarele [8,37,38]:

- ▶ λ variază spațial, luând valori de la 0 la ∞ :
 - din acest motiv, întotdeauna va exista o valoare a lui λ care, la o temperatură suficient de mare, să se afle în limitele de aprindere. În consecință, aprinderea este independentă de coeficientul global de exces de aer, iar acest lucru este deosebit de util la reglarea sarcinii motorului (reglare calitativă);
 - ca urmare, arderea este posibilă chiar și pentru valori ridicate ale coeficientului de exces de aer al amestecului (λ_{af});
- ▶ combustibilul este încălzit de zona de reacție, iar ca urmare, conform relației lui Arrhenius, crește numărul de ciocniri eficiente;

- ▶ în anvelopa de vapori a picăturii (intervalul de la limita picăturii până la $\lambda = 0,6 [-]$) pot avea loc reacții monomoleculare de disociere (descompunerea unei molecule fără alți participanți la reacție, respectiv disociere) datorită aportului de energie și a deficitului de oxigen. Acestea duc la cracare și dehidrogenare, respectiv la descompunerea moleculară până la structura de carbon. Ca urmare, apare ca produs intermediar carbonul solid (funingine/fum), care poate fi recunoscut prin flacăra galbenă (particule de carbon incandescente). Aceste particule ard considerabil mai lent decât atomii inițiali de hidrogen. Din acest motiv, dacă nu se asigură arderea acestor particule în reacții ulterioare (spre exemplu, printr-o amestecare bună, aport de O_2 , evitarea stingerii flăcării în zonele reci), ele vor apărea sub formă de funingine/fum în gazele de evacuare.

Principalele caracteristici ale flăcării difuzive sunt [8,37,38]:

- ▶ amestec eterogen: amestecarea are loc prin difuzie în timpul reacțiilor;
- ▶ în zona de reacție există întotdeauna un raport λ optim ($0 < \lambda < \infty$) motiv pentru care nu există limite de aprindere pentru λ_{af} (coeficientul de exces de aer al întregului amestec);
- ▶ încălzirea zonelor bogate în combustibil din vecinătatea zonei de reacție duce la cracare, ceea ce are ca efect producerea unei flăcări luminoase sau funingine în gazele arse;
- ▶ CO nu apare aproape deloc în gazele de evacuare.

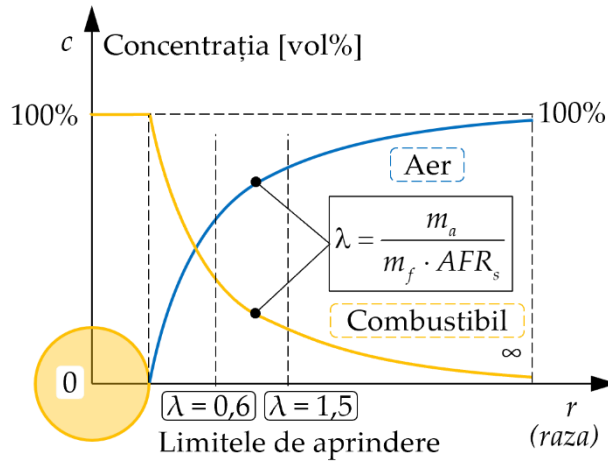


Fig. 3.26 Variația concentrației în imediata apropiere a unei picături de combustibil care se evaporă (adaptare după [11,46])

În realitate însă, în motorul Diesel se întâlnesc ambele tipuri de ardere (fig. 3.27). Deoarece combustibilul și aerul sunt introduse în cilindru pe căi distincte, pentru ca procesul de ardere să poată începe este necesar ca jetul de combustibil să se rupă în picături, care apoi să se evaporare și să se amestece cu aerul, ceea ce va influența întârzierea la autoaprindere (ID). Pe durata întârzierii la autoaprindere se va forma însă o cantitate de amestec aflată în limitele de aprindere. Ca urmare, la începutul procesului de ardere (SOC – Start of Combustion) va exista o anumită cantitate de amestec preformat care va arde cu viteze ridicate (influențând zgomotul produs de motor, solicitările mecanice, emisiile etc.) în timpul fazei numită: arderea amestecurilor preformate (Pre – Premixed). Restul cantității de combustibil se va amesteca cu aerul prin difuzie în zona de reacție pentru a arde, cu viteze mai reduse, în timpul arderii difuzive (Diff – Diffusion). După finalizarea procesului de ardere difuzivă, arderea va fi controlată de cinetica reacțiilor (Kin – Kinetic). Procesul de ardere se consideră finalizat în punctul φ_{EOC} (EOC – End of Combustion) [38,45].

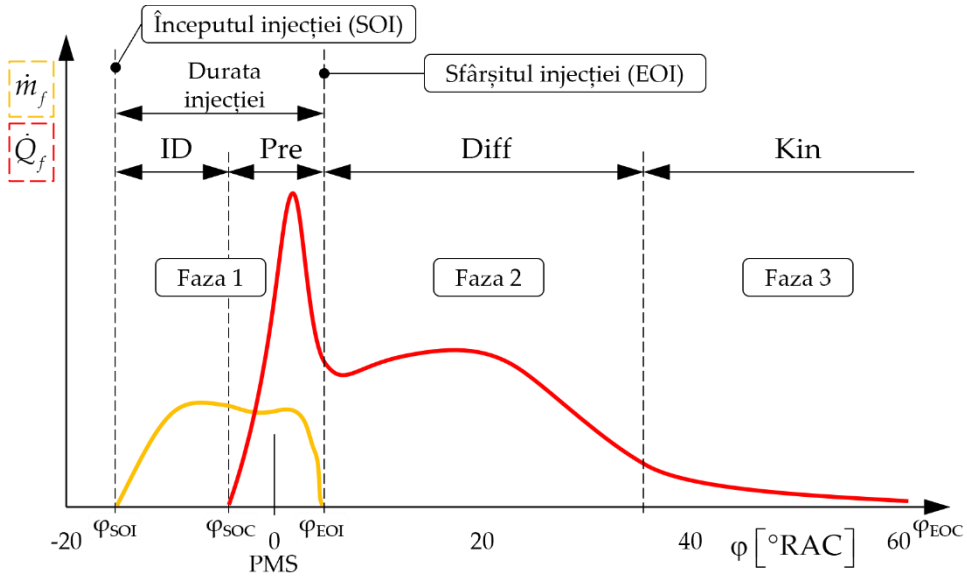


Fig. 3.27 Evoluția calitativă a injecției de combustibil (curba galbenă) și a degajării de căldură (curba roșie)

4. Simularea zero-dimensională a motorului cu ardere internă

În acest capitol sunt prezentate aspecte de simulare zero-dimensională a motorului cu ardere internă. Într-o primă etapă se prezintă această metodă de simulare în comparație cu alte metode de simulare în ceea ce privește nivelul de detaliu al modelului și timpul de calcul. Rolul acestui capitol este de a prezenta modelele de bază ale simulării zero-dimensionale, scopul acestora și diverse metode de calcul.

Simularea poate fi definită ca procesul de dezvoltare a unui model virtual al unui sistem fizic și utilizarea acestuia pentru experimentare în scopul înțelegerii comportamentului dinamic al sistemelor complexe, respectiv de a recunoaște regularități. Uzual, modelul este unul matematic și reprezintă procesele reale printr-un set de ecuații algebrice, diferențiale sau integrale, iar analiza se realizează utilizând un computer. Acest lucru are o importanță deosebită, deoarece permite inginerilor să prezică comportamentul viitor al unor astfel de sisteme, chiar și atunci când acestea nu există încă (se află în faza de dezvoltare) [23,37].

Printre principalele avantaje ale simulării se numără: reducerea timpului și costurilor în raport cu analiza experimentală, dar și accesul în zonele în care nu se pot efectua măsurători experimentale. Este important de reținut faptul că rezultatele obținute prin simulare trebuie comparate cu rezultate experimentale, pentru a putea stabili validitatea acestora. Odată validată, simularea computerizată poate să ofere acces la detaliile privind caracteristicile sistemului.

Etapile principale ale simulării numerice sunt [51]:

1. *descrierea problemei* – constă în identificarea componentelor sistemului fizic și a interacțiunilor dintre acestea, respectiv cu mediul exterior;
2. *formularea matematică* – constă în dezvoltarea ecuațiilor sau a sistemelor de ecuații care descriu procesele reale;

3. *discretizarea* – transformarea ecuațiilor diferențiale/integrale în ecuații algebrice;
4. *calculul numeric* – constă în rezolvarea ecuațiilor/sistemelor de ecuații, uzual iterativ. Rezultatele calculului numeric trebuie întotdeauna validate cu date experimentale.

În procesul de dezvoltare a unui nou motor cu ardere internă este necesară identificarea configurației optime dintr-un număr de variante posibile. În acest scop efectul diverselor echipamente/tehnologii implementate poate fi analizat pe un motor "virtual", reducând astfel semnificativ efortul (timp, costuri) pe care îl implică metoda analizei pe bancul de testare. Este important însă să se acorde o atenție deosebită acurateței și fiabilității metodelor de modelare. În cazul motoarelor cu ardere internă, simularea computerizată oferă următoarele avantaje [15,23]:

- sistematizează cunoștințele obținute în urma cercetărilor experimentale;
- reduce considerabil timpul de testare și numărul de variabile care trebuie analizate;
- poate fi utilizată pentru înțelegerea variabilelor implicate și efectul lor asupra performanțelor motorului (prin realizarea de studii parametrice extinse);
- permite optimizarea motorului în funcție de domeniul de utilizare cu un efort de timp și costuri reduse în raport cu analiza experimentală;
- permite analiza unor variabile care nu pot fi studiate experimental datorită dificultăților de acces și/sau datorită faptului că măsurarea acestora ar duce la modificarea lor (ex. distribuția spațială a temperaturii în camera de ardere pe durata procesului arderii);
- permite testarea algoritmilor de control cu un număr ridicat de variabile (cu alte cuvinte, algoritmul de control poate fi testat pe un model virtual de motor).

Construcția modelului care descrie procesul tehnic analizat reprezintă primul pas al simulării numerice. Prin construcția modelului se înțelege o simplificare orientată a realității prin abstractizare. În acest scop, procesul real trebuie să poată fi descompus în subprocese (secțiuni procesuale individuale) și astfel în probleme parțiale, care mai apoi să poate fi descrise fizic și matematic. Cerințele impuse unui model de simulare sunt [37]:

1. modelul trebuie să nu prezinte inconsistențe (formal corect);
2. modelul trebuie să descrie realitatea cât mai exact posibil și să fie rezolvabil numeric;
3. efortul de calcul trebuie să fie în acord cu scopul simulării (cu alte cuvinte, trebuie să fie justificat);
4. modelul trebuie să fie cât mai simplu posibil și atât de complex cât este necesar.

Modelele pot fi clasificate astfel [38]:

- ▶ **modele empirice** – bazate pe reguli determinate empiric, care nu pot fi surprinse prin ecuații matematice. Aceste modele pot doar interpola.
- ▶ **modele matematice** – bazate pe formalizare matematică
 - parametrice – formalisme matematice bazate pe legile fizicii și chimiei utilizate pentru descrierea comportamentului sistemului. Acestea necesită un număr redus de parametri determinați experimental și sunt uzual descrise de ecuații diferențiale.
 - non-parametrice – sunt reprezentate de tabele de date care înregistrează răspunsul sistemului la diferite semnale de intrare. Reprezentative pentru aceste modele sunt răspunsul treaptă și răspunsul în frecvență. Comportamentul sistemului la orice semnal de intrare poate fi determinat prin aplicarea unor metode matematice corespunzătoare (ex. transformata Fourier). Aceste modele pot doar interpola.

La simularea proceselor motoarelor cu ardere internă se utilizează modele matematice, ai căror parametri trebuie ajustați în concordanță cu valorile determinate experimental, devenind astfel susceptibile la eroare. Prin urmare, este de reținut faptul că orice model reprezintă doar o aproximare a sistemului real analizat. Pentru dezvoltarea modelelor matematice parametrice utilizate în simulare cu scopul de a determina evoluția în spațiu și în timp a câmpurilor de temperatură, concentrații și de curgere însoțite de reacții chimice sunt necesare cunoștințe de dinamica fluidelor, termodinamică și tehnologia arderii (fig. 4.1) [38].

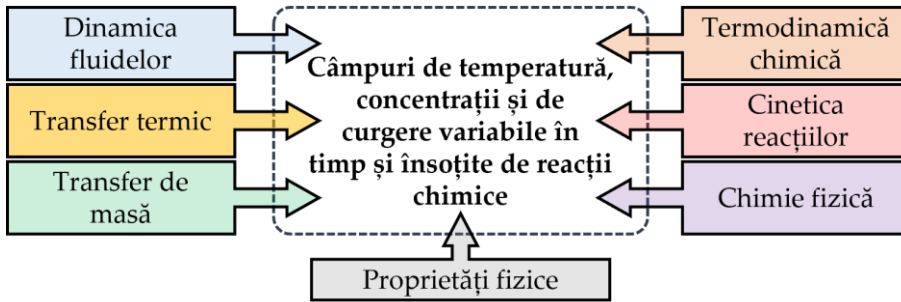


Fig. 4.1 Domeniul de cunoaștere necesar pentru simularea de proces (adaptare după [37])

Procesul de modelare poate fi împărțit în șase pași, după cum urmează:

1. definirea sistemului și delimitarea acestuia (prin limite) de mediul exterior, respectiv determinarea rezervoarelor relevante și a fluxurilor de masă și energie dintre ele;
2. schițarea bilanțurilor într-un mod unitar: variația în timp a rezervorului este egală cu diferența dintre intrări și ieșiri;
3. descrierea fluxurilor de masă și energie cu ajutorul legilor fizicii;
4. simplificarea modelului rezultat (acolo unde este necesar, influențele secundare pot fi neglijate);
5. integrarea numerică a modelului (= executarea simulării).
6. validarea modelului prin compararea rezultatelor cu datele experimentale.

4.1. Modele de simulare

Pentru simularea MAI se face distincție între modele zero-dimensionale, fenomenologice (cvasi-dimensionale) și 3-D CFD (fig. 4.2) [8,37,38]:

- ▶ **modele zero-dimensionale (termodinamice)** – în cazul acestor modele se ține cont doar de variația în timp a mărimilor analizate (variația în spațiu se neglijează). Pentru calculul proceselor din camera de ardere se utilizează modele termodinamice bazate pe legea I a termodinamicii. Avantajele sunt simplitatea și efortul redus de calcul. Aceste modele permit o analiză corectă din punct de vedere energetic a proceselor motorului, dar fără a furniza informații privind câmpurile de curgere din camera de ardere sau fenomene locale. Modelele zero-dimensionale mai pot fi împărțite în modele mono-, bi- și multi-zonale, în funcție de numărul de zone în care este împărțită camera de ardere.
- ▶ **modele cvasi-dimensionale** – acestea sunt modele zero-dimensionale completate cu caracteristici geometrice și fenomene spațiale prin introducerea de variabile dependente de poziție ca funcții de timp.
- ▶ **modele mono- și tridimensionale** – în cazul acestor modele este formulată explicit dependența variabilelor de una sau mai multe coordonate de poziție. Modelele mono-dimensionale sunt utilizate cu precădere pentru simularea curgerii prin conductele de admisie și de evacuare. Pentru un calcul detaliat al câmpurilor de curgere din camera de ardere, dar și din sistemele de admisie și de evacuare se pot utiliza modele multidimensionale (CFD), care pot estima curgerea turbulentă a încărcăturii. Aceasta din urmă este apoi utilizată pentru modelarea formării și distribuției amestecului, arderii și formării poluanților.

După cum se poate observa în figura 4.3, cele trei metode de calcul diferă în ceea ce privește nivelul de detaliu și timpul de calcul necesar. În timp ce modelele CFD 3-D depind atât de spațiu, cât și de timp, modelele zero-dimensionale și cele fenomenologice depind doar de timp, motiv pentru care nivelul lor de detaliu și timpul de calcul necesar sunt semnificativ mai mici.

Simularea zero-dimensională a motorului cu ardere internă

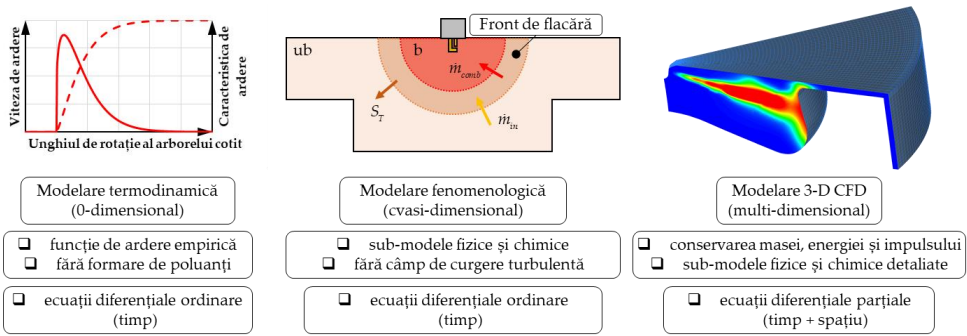


Fig. 4.2 Modele de calcul a procesului de lucru

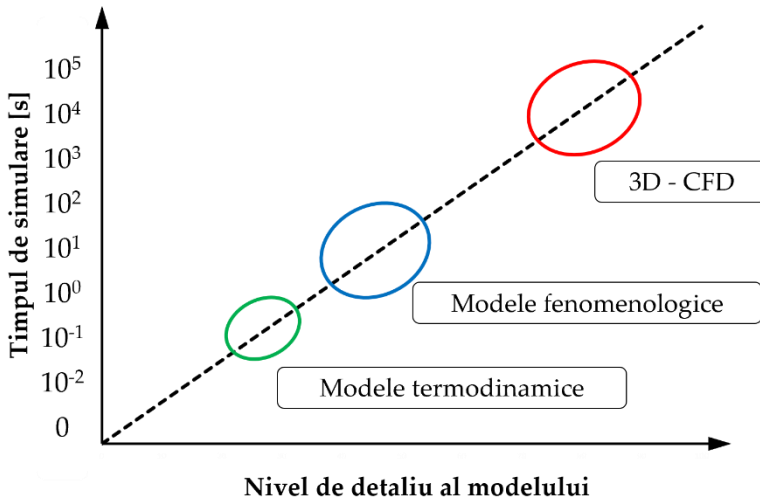


Fig. 4.3 Dependenta timpului de calcul de nivelul de detaliu al modelului pentru modelele de simulare a procesului de ardere (adaptare după [38])

În tabelul 4.1 sunt prezentate tipurile de programe de simulare utilizate în etapele de dezvoltare ale motoarelor cu ardere internă, mai precis în partea termodinamică:

Tablul 4.1 Programe de simulare utilizate la dezvoltarea motoarelor cu ardere internă [38]

Simulare	Modele	Utilizare	Caracteristici
Calcul 0D al procesului motor	Termodinamică fizică și empirică	Camera de ardere	Rezoluție redusă Timp de calcul redus
Dinamica fluidelor 1D	Calcul fizic al curgerii	Sistem de admisie/evacuare Hidraulica injecției de combustibil	Rezoluție medie Timp de calcul mediu
3D – CFD	Calcul fizic, reactiv al curgerii	Camera de ardere Schimb de gaze Sistem de admisie/evacuare	Rezoluție mare Timp de calcul ridicat

Modelarea zero-dimensională este cea mai potrivită pentru a realiza predicții de bază cu privire la un viitor motor. Prin intermediul acestei metode se pot obține într-un timp scurt informații semnificative despre, spre exemplu, presiunea maximă, temperatura maximă, presiunea medie indicată, consumul indicat sau temperatura gazelor de eșapament. Prin urmare, în acest capitol se analizează în detaliu modelarea 0-D. În acest scop se fac următoarele ipoteze:

1. Camera de ardere este împărțită în zone. Se presupune că fiecare zonă este amestecată omogen.
2. Variabilele procesului depind doar de timp, nu și de spațiu. Prin urmare, modelarea 0-D este numită și dimensională în timp.
3. Gazul din camera de ardere este un amestec ideal de gaze reale. Acesta este format din aer, vapori de combustibil și gaze arse.
4. Forțele de frecare sunt neglijate, iar în interiorul camerei de ardere presiunea este aceeași în orice punct. Prin urmare, legea conservării impulsului nu oferă nicio informație.
5. Arderea este modelată ca aport de căldură în camera de ardere.

În următoarele subcapitole sunt prezentate diverse modele 0-D, care diferă, în principal, prin numărul de zone luate în considerare.

Dacă camera de ardere dintr-un model constă doar dintr-o zonă omogenă, acesta se numește model unizonal. Acest model este potrivit pentru calculul termodinamic al proceselor reale ale motoarelor atunci când se dorește doar o evaluare energetică globală. În cazul acestor modele nu se pot face afirmații diferențiate în funcție de locație, cum ar fi distribuția temperaturii în camera de ardere. Modelul unizonal oferă rezultate satisfăcătoare pentru motoarele cu admisie de aer (formare internă a amestecului) și motoarele cu admisie de amestec (formare externă a amestecului) atât la funcționarea cu exces de aer, precum și la funcționarea cu amestec stoichiometric. În cazul motoarelor cu admisie de amestec și deficit de aer (amestec bogat), energia legată chimic a combustibilului nu trebuie păstrată ca energie internă. Pentru a ține cont de acest lucru, camera de ardere este împărțită într-o zonă cu un amestec ars și una cu un amestec ners. Pentru unele aplicații, sunt utile și modelele cu mai multe zone, acestea urmând a fi discutate mai detaliat într-un subcapitol viitor. Suplimentar față de acest calcul pentru motoarele pe benzină care funcționează cu deficit de aer, o divizare a camerei de ardere în zone suplimentare este necesară și atunci când trebuie estimată temperatura locală. Printre altele, acest lucru este important atunci când se urmărește determinarea compoziției gazelor de evacuare sau când se calculează motoarele cu precameră [45].

4.2. Modele unizonale

Așa cum s-a menționat deja, în cazul modelului unizonal, camera de ardere este privită ca o zonă amestecată omogenă. În cazul acestui model, procesele interne ale motorului pot fi descrise, în esență, cu următoarele trei ecuații de bază: bilanțul de masă, bilanțul energetic și ecuația de stare a gazelor.

În figura 4.4 este prezentat modelul unizonal pentru care se pot observa limita sistemului și termenii pentru conservare a masei și energiei.

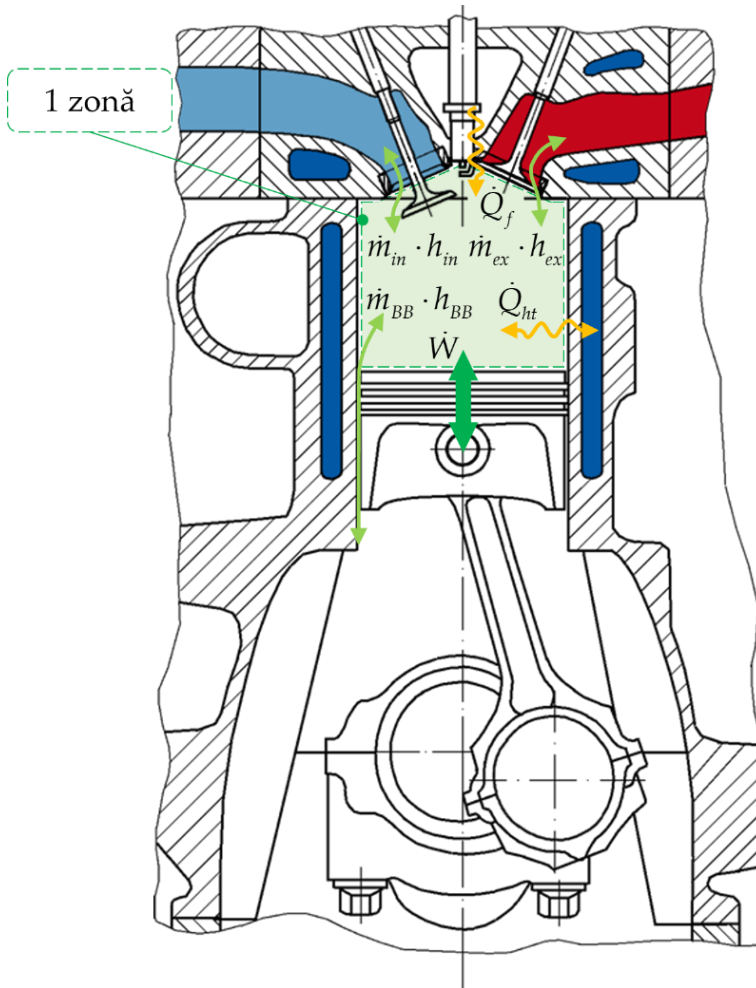


Fig. 4.4 Model unizonal

Pentru termenii prezentați s-au luat în considerare două concepte diferite de injecție de combustibil: injecție indirectă (motoare cu admisie de amestec) și injecție directă (motoare cu admisie de aer). În cazul variantei de admisie de amestec, masa de combustibil este deja luată în considerare în masa care intră în sistem \dot{m}_{in} . Conform ecuației de continuitate variația masei m din volumul de control este egală cu suma debitelor masice de intrare și de ieșire \dot{m}_i . În raport cu unghiul de rotație al arborelui cotit φ , legea conservării masei pentru sistemul considerat (camera de ardere) are următoarea formă diferențială:

► motor cu admisie de amestec:

$$\frac{dm}{d\varphi} = \frac{dm_{in}}{d\varphi} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi}, \quad (4.1)$$

► motor cu aspirare a aerului:

$$\frac{dm}{d\varphi} = \frac{dm_{in}}{d\varphi} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} + \frac{dm_f}{d\varphi}. \quad (4.2)$$

Variația masei de agent de lucru m în camera de ardere are loc, în principal, în funcție de evoluția debitului masic de admisie m_{in} și a debitului masic de evacuare m_{ex} în timpul procesului de schimbare a gazelor.

Pe durata ciclului de înaltă presiune, are loc o reducere a agentului de lucru datorită scăpărilor de gaze de cilindru, așa-numita *blow-by* (m_{BB}). *Blow-by* este termenul folosit pentru a descrie curgerea gazelor din camera de ardere, pe lângă segmentii pistonului și până în zona carterului. *Blow-by* sau *reverse blow-by* au loc și în timpul schimbului de gaze, însă, datorită diferențelor reduse de presiune între camera de ardere și zona carter, adesea aceste debite masice pot fi neglijate.

Pentru camera de ardere, forma generală de conservare a energiei (diferențial) este:

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB}. \quad (4.3)$$

În această ecuație se pot include și efectele evaporării combustibilului, ceea ce duce la [37]:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\varphi} = & \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} + \\ & + \frac{dm_{f, \text{evap}}}{d\varphi} h_{f, \text{evap}} + \frac{dQ_{\text{evap}}}{d\varphi} \end{aligned} \quad (4.4)$$

În orice moment în timp starea unui gaz omogen se determină prin intermediul ecuației termice de stare. Formă integrală, respectiv cea diferențială sunt prezentate în următoarele ecuații:

$$pV = mRT , \quad (4.5)$$

$$p \frac{dV}{d\varphi} + V \frac{dp}{d\varphi} = mR \frac{dT}{d\varphi} + mT \frac{dR}{d\varphi} + RT \frac{dm}{d\varphi} . \quad (4.6)$$

Pentru a determina termenii din bilanțul energetic sunt necesare modelele suplimentare. Energia internă a camerei de ardere U este suma produselor dintre masele individuale de specii chimice prezente în camera de ardere și energiile interne specifice ale acestora:

$$U = \sum_i U_i = \sum_i m_i u_i \quad (4.7)$$

Printre altele, masa din camera de ardere depinde de tipul de alimentare cu combustibil (dar și de alte condiții la limită). La motoarele cu admisie de amestec, masa din camera de ardere este formată din aer (m_a), gaze arse (m_b) și combustibil (m_f). La motoarele cu admisie de aer, masa de combustibil introdusă este transformată direct în masă arsă:

- ▶ motor cu admisie de amestec:

$$m = m_a + m_b + m_f , \quad (4.8)$$

- ▶ motor cu admisie de aer:

$$m = m_a + m_b . \quad (4.9)$$

Masa de aer necesară m_a poate fi determinată din masa combustibilului m_f , raportul combustibil-aer λ și necesarul minim de aer AFR_s (sau $m_{a,min}$).

$$m_a = m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s \quad (4.10)$$

Rezultă următoarele relații pentru masa arsă:

- ▶ motor cu admisie de amestec:

$$m_b = m - m_a - m_f = m - m_f \cdot (1 + \lambda \cdot AFR_s) \quad (4.11)$$

- motor cu admisie de aer:

$$m_b = m - m_a = m - m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s \quad (4.12)$$

La motoarele cu admisie de aer, energia internă a camerei de ardere este formată din energia internă a aerului și energia internă a gazelor arse. În schimb, pentru motoarele cu admisie de amestec, se adaugă și energia internă a combustibilului:

- motor cu admisie de amestec:

$$U = U_a + U_b + U_f = m_a u_a + m_b u_b + m_f u_f, \quad (4.13)$$

$$U = m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s \cdot u_a + [m - m_f (1 + \lambda \cdot AFR_s)] u_b + m_f u_f. \quad (4.14)$$

- motor cu admisie de aer:

$$U = U_a + U_b = m_a u_a + m_b u_b, \quad (4.15)$$

$$U = m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s \cdot u_a + (m - m_f \cdot \lambda \cdot AFR_s) u_b. \quad (4.16)$$

În timpul unui ciclu de lucru, energia internă dintr-un motor se modifică continuu. Variația acesteia în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit φ este prezentată în ecuațiile 4.17, respectiv 4.18:

- motor cu admisie de amestec:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\varphi} = & \frac{d\lambda}{d\varphi} \cdot AFR_s \cdot m_f \cdot u_a + \frac{dm_f}{d\varphi} \cdot \lambda \cdot AFR_s \cdot u_a + \frac{du_a}{d\varphi} \cdot \lambda \cdot AFR_s \cdot m_f + \\ & + \frac{dm_f}{d\varphi} \cdot u_f + \frac{du_f}{d\varphi} \cdot m_f + \\ & + \left\{ \frac{dm}{d\varphi} - \left[\frac{dm_f}{d\varphi} (1 + \lambda \cdot AFR_s) + \frac{d\lambda}{d\varphi} m_f \cdot AFR_s \right] \right\} u_b + \\ & + \frac{du_b}{d\varphi} [m - m_f (1 + \lambda \cdot AFR_s)] \end{aligned} \quad (4.17)$$

► motor cu admisie de aer:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\varphi} = & \frac{d\lambda}{d\varphi} \cdot AFR_s \cdot m_f \cdot u_a + \frac{dm_f}{d\varphi} \cdot \lambda \cdot AFR_s \cdot u_a + \frac{du_a}{d\varphi} \cdot \lambda \cdot AFR_s \cdot m_f + \\ & + \left\{ \frac{dm}{d\varphi} - \left[\frac{dm_f}{d\varphi} (1 + \lambda \cdot AFR_s) + \frac{d\lambda}{d\varphi} m_f \cdot AFR_s \right] \right\} u_b + \\ & + \frac{du_b}{d\varphi} \left[m - m_f (1 + \lambda \cdot AFR_s) \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

4.2.1. Modelarea energiei interne

În continuare este necesară determinarea energiilor interne specifice u_a , u_f și u_b .

$$\boxed{\frac{dU}{d\varphi}} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} \quad (4.19)$$

Valorile pentru u_a și u_f se pot determina din tabele de proprietăți sau modele polinomiale cu ajutorul temperaturii și presiunii. Pentru determinarea energiei interne a gazului ars u_b există diferite abordări, care vor fi prezentate în continuare.

Modelul Justi

Justi [31] a stabilit o ecuație de calcul pentru energia internă în funcție de coeficientul de exces de aer și de temperatura gazului. În cazul acestui model, se presupune că aerul de ardere are o compoziție constantă, iar temperatura de referință este $T_{ref} = 273,15$ [K].

$$\begin{aligned} u(T, \lambda) = & 0,1445 \cdot \left[1356,8 + \left(489,6 + \frac{46,4}{\lambda^{0,93}} \right) \cdot (T - T_{ref}) \cdot 10^{-2} + \right. \\ & + \left(7,768 + \frac{3,36}{\lambda^{0,8}} \right) \cdot (T - T_{ref})^2 \cdot 10^{-4} - \\ & \left. - \left(0,0975 + \frac{0,0485}{\lambda^{0,75}} \right) \cdot (T - T_{ref})^3 \cdot 10^{-6} \right] \end{aligned} \quad (4.20)$$

Modelul Justi permite calculul relativ simplu al puterii calorice, însă este valabil doar pentru coeficienți de exces de aer $\lambda \geq 1$ și pentru un raport C/H fix (cel al motorinei), iar ca urmare, este adecvat numai pentru procesul

motorului Diesel. În plus, presiunea, diferențele în conținutul de apă din aer și disocierea nu sunt luate în considerare. Figura 4.5 prezintă influența coeficientului de exces de aer și a temperaturii asupra energiei interne conform modelului lui Justi.

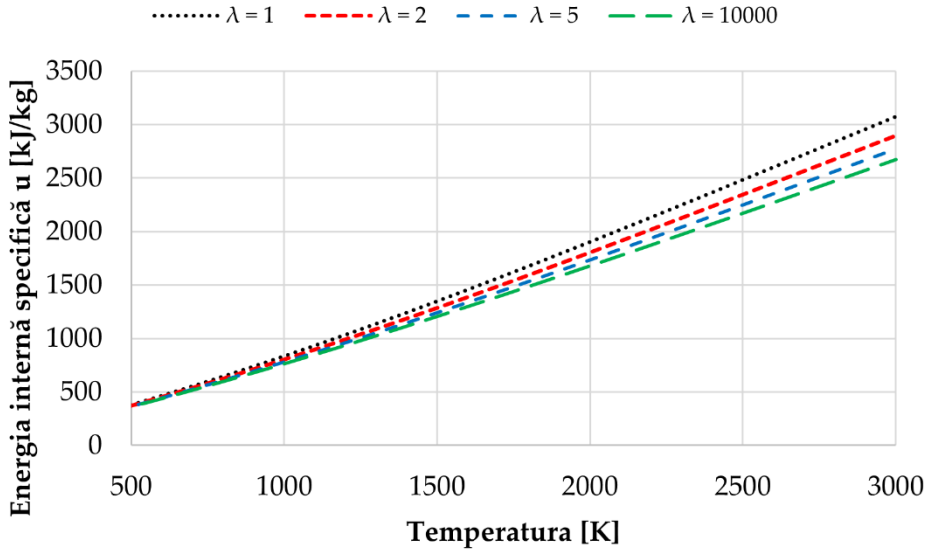


Fig. 4.5 Modelul lui Justi pentru calculul energiei interne specifice

Modelul Zacharias

În ecuația sa (4.21) Zacharias [61] a introdus și presiunea, în plus față de temperatură și coeficientul de exces de aer al aerului de ardere. Acest lucru face ca, în comparație cu ecuația lui Justi, ecuația 4.20 să fie mult mai dificil de utilizat. Cu toate acestea, ecuația lui Zacharias este potrivită pentru utilizare în calculul asistat de calculator. Ecuația lui Zacharias, ca și abordarea lui Justi, este valabilă doar pentru un coeficient de exces de aer $\lambda \geq 1$ și pentru un raport C/H fix (al motorinei). Variații ale conținutului de apă din aer și disocierea nu sunt, nici în acest caz, luate în considerare aici. Figura 4.6 arată influența presiunii (scăzută) și a temperaturii asupra energiei interne specifice conform ecuației lui Zacharias pentru $\lambda = 1$.

$$u(p, T, \lambda) = \left[-A \frac{\pi}{g^2} \cdot e^{\frac{D}{g^2}} \cdot \left(1 + 2 \frac{D}{g} \right) + \sum_{i=0}^6 (FA(i) \cdot g^i) - 1 \right] \cdot R_0 \cdot T, \quad (4.21)$$

$$r = \frac{\lambda - 1}{\lambda + \frac{1}{AFR_s}}$$

$$\vartheta = \frac{T}{1000 K}$$

$$\pi = \frac{p}{0,980665} \quad , \quad (4.22)$$

$$R_0 = \frac{\bar{R}}{28,89758 + 0,06021 \cdot r}$$

$$A = 0,000277105 - 0,0000900711 \cdot r$$

$$D = 0,008868 - 0,006131 \cdot r$$

$$FA(0) = 3,514956 - 0,005026 \cdot r$$

$$FA(1) = 0,131438 - 0,383504 \cdot r$$

$$FA(2) = 0,477182 + 0,185214 \cdot r$$

$$FA(3) = -0,287367 - 0,0694862 \cdot r \quad . \quad (4.23)$$

$$FA(4) = 0,0742561 + 0,00204537 \cdot r$$

$$FA(5) = -0,00916344 - 0,00204537 \cdot r$$

$$FA(6) = 0,000439896 - 0,000101610 \cdot r$$

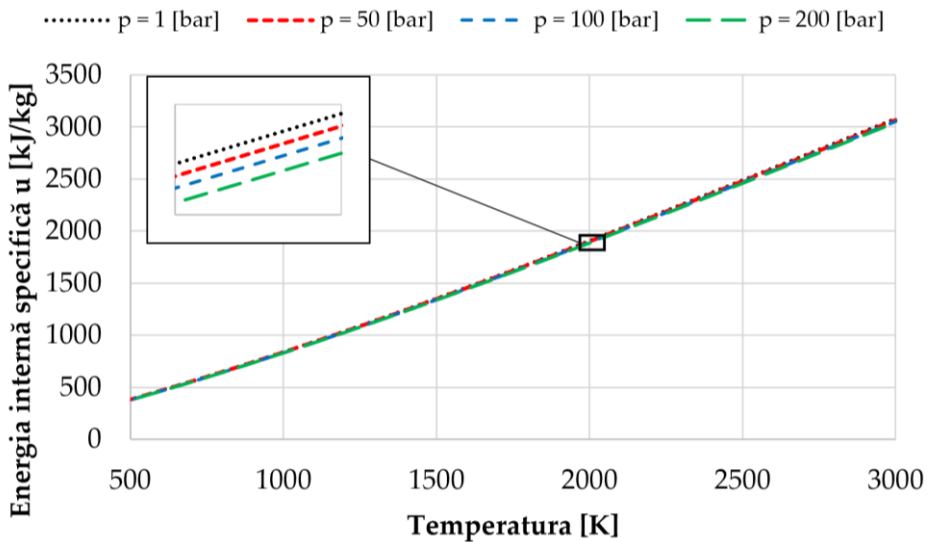


Fig. 4.6 Modelul lui Zacharias pentru calculul energiei interne specifice ($\lambda = 1$)

Modelul Heywood

În cazul modelului bazat pe componente al lui Heywood, conținutul camerei de ardere este tratat ca un amestec de componente individuale, în care fiecare dintre aceste componente este considerată un gaz ideal și este luată în considerare cu ajutorul abordărilor polinomiale. Coeficienții $a_{i,j}$ din ecuația 4.24 pot fi identificați din tabele [28]. Conform lui Heywood ecuația de calcul a entalpiei molare este:

$$\bar{h}_i = \bar{R} \cdot T \left(a_{i,1} + \frac{a_{i,2}}{2} T + \frac{a_{i,3}}{3} T^2 + \frac{a_{i,4}}{4} T^3 + \frac{a_{i,5}}{5} T^4 + \frac{a_{i,6}}{T} \right). \quad (4.24)$$

Pe baza energiei interne molare specifice \bar{u}_i și a masei molare \bar{M}_i se obține energia internă u_i a componentei respective. Energia internă molară medie specifică este formată din participațiile molare X și energiile interne molare specifice ale componentelor.

$$\begin{aligned} \bar{u}_i &= \bar{h}_i - \bar{R} \cdot T \\ u_i &= \frac{\bar{u}_i}{\bar{M}_i} \\ u &= \frac{\bar{u}}{\bar{M}_{mix}} \\ \bar{u} &= \sum_i X_i \cdot \bar{u}_i \\ \bar{M}_{mix} &= \sum_i X_i \cdot \bar{M}_i \end{aligned} \quad (4.25)$$

Figura 4.7 prezintă variația energiei interne specifice a aerului ($\chi_{N_2} = 0,79$, $\chi_{O_2} = 0,21$) conform lui Heywood, în funcție de temperatură și la o presiune $p = 1$ bar. Spre deosebire de modelele prezentate până acum, modelul lui Heywood permite alegerea raportului C/H . Prin urmare, acest model poate fi aplicat motorinei, benzinei, dar și altor gaze. Cu toate acestea, nici în acest caz nu se ține cont de disociere și nici nu este posibil calculul formării NO_x .

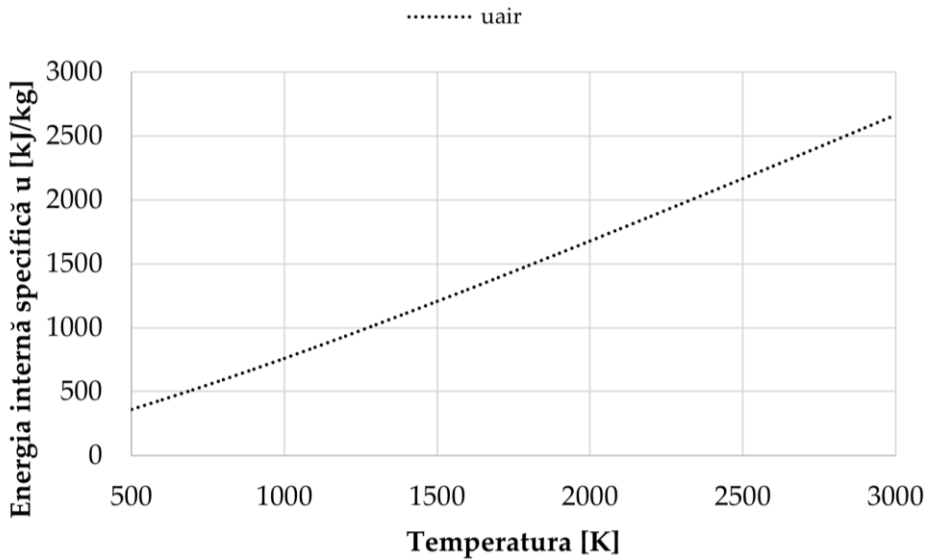


Fig. 4.7 Modelul lui Heywood pentru calculul energiei interne specifice a aerului

Modelul Grill

Modelul lui Grill [26] ține cont de mai multe componente și de calculul de echilibru. Compoziția gazelor de ardere este modelată prin 9 (+2) specii chimice (CO, H₂O, OH, H, O, CO₂, O₂, H₂, N₂ + opțional N, NO). Abordarea Grill permite calculul în avans al emisiilor de NO_x și luarea în considerare a cineticii reacției. Modelul poate fi aplicat pentru benzină, motorină și diferite gaze. Cu toate acestea, creșterea nivelului de detaliu are ca rezultat timpi de calcul mai mari.

4.2.2. Modelarea procesului de ardere

După prezentarea modelelor pentru determinarea energiei interne, în cele ce urmează se va detalia modelarea procesului de ardere.

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} \cdot \quad (4.26)$$

În cazul modelelor zerodimensionale arderea este modelată ca aport de căldură cu ajutorul unei curbe de ardere substitutive, care descrie evoluția în timp a eliberării de energie în camera de ardere. Acest modelul nu include aspecte privind cinetica reacțiilor sau influențe ale curgerii fluidelor.

$$\frac{dQ_f}{d\varphi} = LHV \cdot \frac{dm_f}{d\varphi} , \quad (4.27)$$

$$Q_{f,total} = m_f LHV . \quad (4.28)$$

Dintre modelele utilizate frecvent se amintesc Vibe, Dublu-Vibe, poligon-hiperbolă și Vibe-hiperbolă. Aceste modele vor fi prezentate în cele ce urmează.

Modelul Vibe (sau Wiebe)

Pornind de la modelul de ardere tip „triunghi” și ținând cont de o serie de considerații privind cinetica reacțiilor, în 1962 Ivan Vibe [56] a dezvoltat următoarea relație pentru caracteristica de ardere:

$$MFB = \frac{Q_f(\varphi)}{Q_{f,total}} = 1 - e^{-a \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC}}{\Delta\varphi_{comb}} \right)^{m+1}} , \quad (4.29)$$

$$\varphi_{SOC} \leq \varphi \leq \varphi_{SOC} + \Delta\varphi_{comb}$$

unde: MFB reprezintă fracțiunea de masă (de amestec) arsă, φ_{SOC} începutul arderii și $\Delta\varphi_{comb}$ durata de ardere. m este așa-numitul factor de formă Vibe și are o influență decisivă asupra procesului de ardere. La sfârșitul arderii, respectiv când $\varphi = \varphi_{EOC}$, trebuie să fie deja convertit un anumit procent din energia legată chimic în moleculele de combustibil. Această parte poartă numele de randament al arderii.

$$\left. \frac{Q_f(\varphi)}{Q_{f,total}} \right|_{\varphi=\varphi_{EOC}} \equiv \eta_{c,total} = 1 - e^{-a} . \quad (4.30)$$

Pentru așa-numitul parametru Vibe a există următoarea relație:

$$a = -\ln(1 - \eta_{c, total}) . \quad (4.31)$$

În tabelul 4.2 sunt prezentate diferite valori ale parametrului Vibe în funcție de randamentul arderii.

Tabelul 4.2 Parametrul Vibe a pentru diferite valori ale randamentului arderii

$\eta_{c, total}$	a
0,999	6,908
0,990	4,605
0,980	3,912
0,950	2,995

Viteza de ardere ($ROHR$) se obține prin derivarea caracteristicii de ardere în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit:

$$ROHR = \frac{dQ_f}{d\varphi} = \frac{Q_{f, total}}{d\varphi} a(m+1) \cdot \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC}}{\Delta\varphi_{comb}} \right)^m \cdot e^{-a \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC}}{\Delta\varphi_{comb}} \right)^{m+1}} . \quad (4.32)$$

În figura 4.8 sunt prezentate viteza de ardere (viteza de eliberare a căldurii) și caracteristica de ardere conform lui Vibe (evoluțiile presiunii și temperaturii sunt prezentate în figura 4.9) pentru diferite valori ale factorului de formă m . Pentru a ajusta procesul de ardere echivalent în concordanță cu procesul de ardere real, trebuie determinați acești parametri (φ_{BB} , $\Delta\varphi_{BD}$, a și m). În acest scop este importantă validarea (asigurarea unei bune concordanțe cu valorile reale) unor date relevante pentru proces, cum ar fi presiunea maximă din cilindru, presiunea medie indicată și temperatura gazelor de evacuare. Există multiple abordări pentru determinarea parametrilor de formă (a , m). O opțiune potrivită este metoda celor mai mici pătrate. În literatură, în plus față de notația Vibe, acest model poate fi notat și cu „Wiebe”, „Weibe” și „Viebe”. Lucrarea lui Vibe a fost citată pentru prima dată de două universități din fosta RDG, TU Dresda și Universitatea din Zwickau. Inițial a fost folosită varianta „Wiebe”, care s-a impus în comunitatea vorbitoare de limbă engleză. În schimb, scrierea „Vibe” este comună în țările vorbitoare de germană [25].

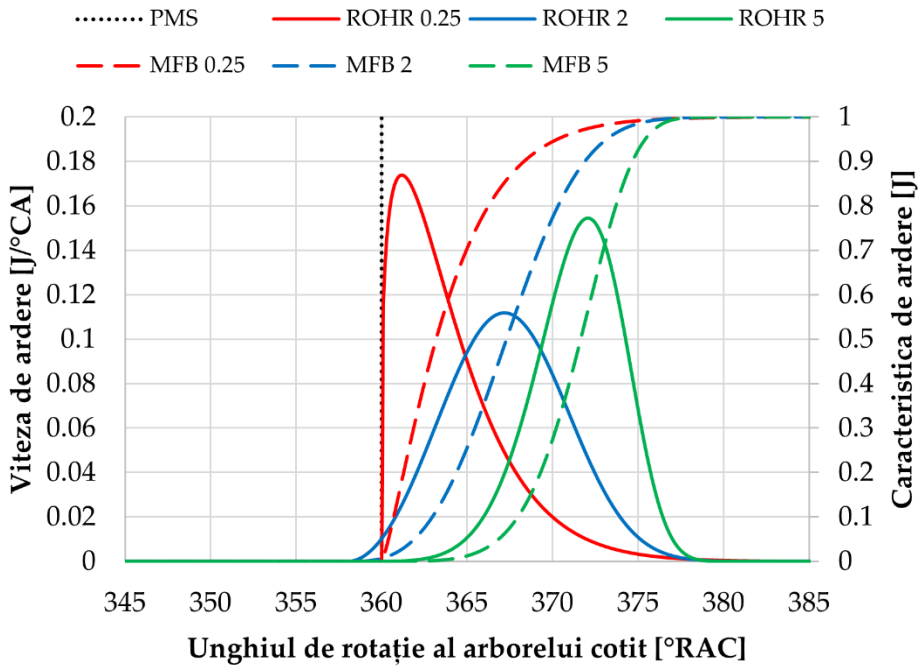


Fig. 4.8 Variația vitezei și caracteristicii de ardere Vibe în funcție de valoarea parametrului m

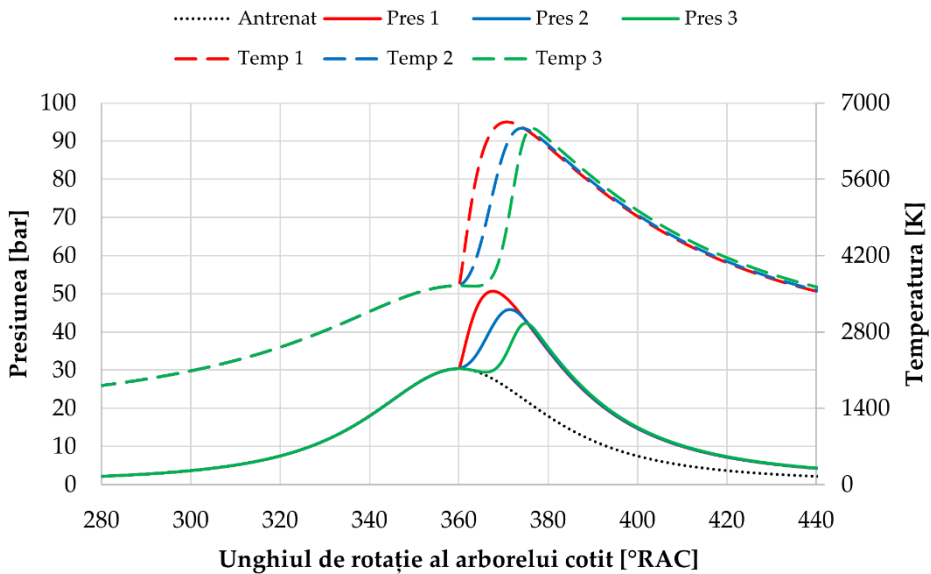


Fig. 4.9 Influența parametrului m al funcției Vibe asupra evoluției presiunii și temperaturii din cilindru – pierderile de căldură prin pereții cilindrului sunt neglijate (exemplu)

Modelul dublu-Vibe

Pentru motoarele diesel, care au și o componentă importantă de ardere cu amestecuri preformate, reprezentarea cu o simplă curbă Vibe prezintă adesea abateri prea mari. De aceea se folosește adesea funcția dublu-Vibe. Profilul echivalent de ardere dublu-Vibe se constituie din suprapunerea a două funcții Vibe simple. Relațiile matematice aferente modelului dublu-Vibe sunt [37]:

$$\frac{dQ_{f,1}(\varphi)}{d\varphi} = Q_{f,1} \cdot a \cdot (m_1 + 1) \cdot \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC,1}}{\Delta\varphi_{comb,1}} \right)^{m_1} \cdot e^{-a \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC,1}}{\Delta\varphi_{comb,1}} \right)^{m_1+1}}, \quad (4.33)$$

$$\frac{dQ_{f,2}(\varphi)}{d\varphi} = Q_{f,2} \cdot a \cdot (m_2 + 1) \cdot \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC,2}}{\Delta\varphi_{comb,2}} \right)^{m_2} \cdot e^{-a \left(\frac{\varphi - \varphi_{SOC,2}}{\Delta\varphi_{comb,2}} \right)^{m_2+1}}. \quad (4.34)$$

Întregul proces de ardere rezultă ca sumă a celor două procese de ardere:

$$\frac{dQ_f(\varphi)}{d\varphi} = \frac{dQ_{f,1}(\varphi)}{d\varphi} + \frac{dQ_{f,2}(\varphi)}{d\varphi}. \quad (4.35)$$

Cantitatea de căldură eliberată în timpul arderii se împarte între cele două procese de ardere cu factorul x :

$$Q_{f,1} = x \cdot Q_{f,total}, \quad Q_{f,2} = (1-x) \cdot Q_{f,total}. \quad (4.36)$$

Cu ajutorul modelului dublu-Vibe este posibilă o descriere mai precisă a arderii amestecurilor preformate și a arderii difuzive. La fel ca și funcția Vibe, nici funcția Vibe dublă nu poate reproduce cu exactitate arderea care continuă inclusiv în timpul evacuării gazelor. Prin urmare, pentru o și mai mare acuratețe se pot utiliza funcțiile Vibe triple, însă, odată cu numărul de funcții Vibe, va crește și efortul necesar pentru determinarea parametrilor. În figura 4.10 sunt prezentate vitezele de ardere ale arderii amestecurilor preformate și arderii difuzive alături de caracteristica de ardere a unei funcții Vibe dublă. Evoluțiile presiunii și temperaturii sunt prezentate în figura 4.11.

$$Q_{f,total} = Q_{f,pre} + Q_{f,diff} \quad (4.37)$$

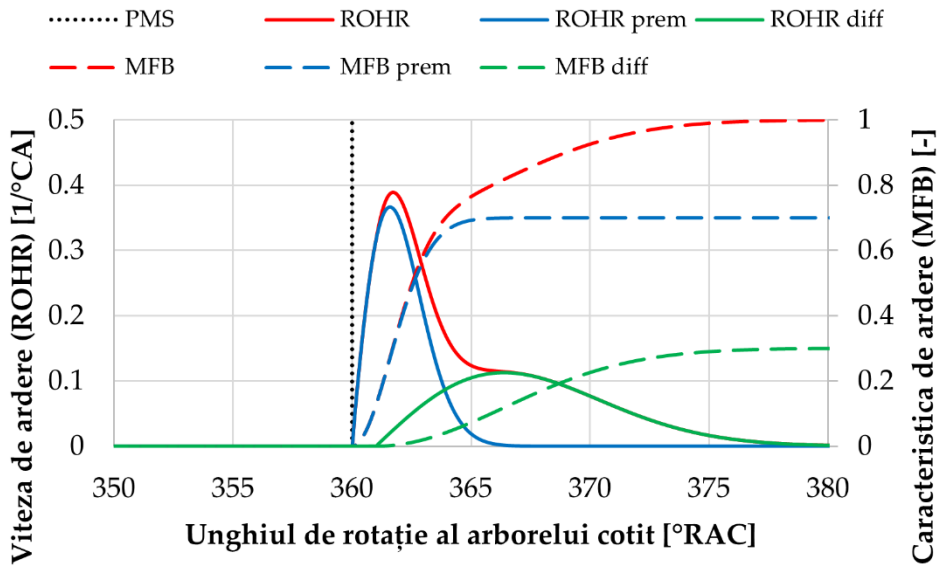


Fig. 4.10 Variația vitezei și caracteristicii de ardere pentru modelul dublu-Vibe (exemplu)

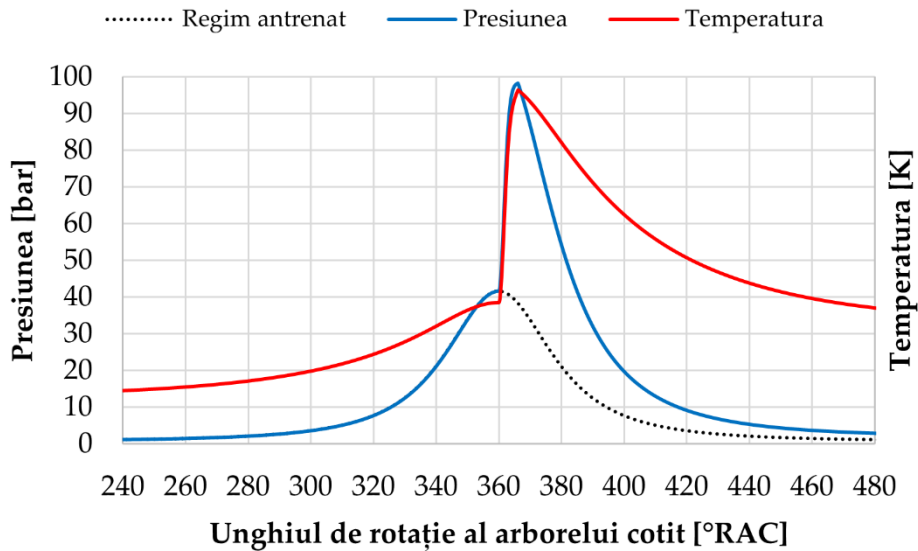


Fig. 4.11 Evoluția presiunii și temperaturii din cilindru pentru modelul dublu-Vibe – pierderile de căldură prin pereții cilindrului sunt neglijate (exemplu)

Modelul poligon-hiperbolă

Modelul poligon-hiperbolă propus de Schreiner [47] este format din poligonul 1-2-3-4-5 și hiperbola 5-6 (fig. 4.12). Frațiunea corespunzătoare

arderii amestecurilor preformate se modelează cu ajutorul triunghiului 1 - 2 - 3, iar fracțiunea corespunzătoare arderii difuzive cu trapezul 1 - 3 - 4 - 5 și hiperbola 5 - 6. Acest model a fost dezvoltat pentru motoarele Diesel cu injecție directă și implică următorii nouă parametri: începutul arderii φ_{soc} , valoarea maximă a vitezei de ardere a amestecurilor preformate y_{pre} , valoarea maximă a vitezei arderii difuzive $y_{diff,max}$, fracțiunea corespunzătoare arderii amestecurilor preformată raportat la arderea totală x_{pre} , poziția relativă a vitezei maxime de ardere în faza arderii amestecurilor preformate $Dur_{pre,max}$, timpul de ardere până la centrul de ardere $Dur_{50\%}$, timpul de ardere până la sfârșitul fazei de platou Dur_{1-5} , timpul de ardere până la sfârșitul arderii $Dur_{100\%}$ și viteza de ardere la sfârșitul arderii $y_{100\%}$. Acest model permite o flexibilitate ridicată (și un timp corespunzător de calcul) în adaptarea curbei echivalente de ardere la procesul real de ardere prin numărul mare de parametri. Totodată, modelul (poligonul) poate fi extins pentru, spre exemplu, arderea în cazul utilizării unei pre-injecții de combustibil [45].

Pentru faza arderii amestecurilor preformate relațiile de calcul sunt [37]:

$$\frac{dQ_{f,pre}}{d\varphi} = y_2^* \frac{\varphi - \varphi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} \quad \text{cu} \quad \varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2 \quad (4.38)$$

$$\frac{dQ_{f,pre}}{d\varphi} = y_2^* \frac{\varphi_3 - \varphi}{\varphi_3 - \varphi_2} \quad \text{cu} \quad \varphi_2 \leq \varphi \leq \varphi_3 \quad (4.39)$$

După începerea arderii difuzive se utilizează următoarele relații de calcul:

$$\frac{dQ_{f,dif}}{d\varphi} = y_4 \frac{\varphi - \varphi_1}{\varphi_4 - \varphi_1} \quad \text{cu} \quad \varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_4 \quad (4.40)$$

$$\frac{dQ_{f,dif}}{d\varphi} = y_4 \quad \text{cu} \quad \varphi_4 \leq \varphi \leq \varphi_5 \quad (4.41)$$

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{f,dif}}{d\varphi} &= h_3 + h_1 (\varphi - \varphi_1)^{h_2} = \\ &= y_4 - \frac{y_4 - y_6}{1 - \left(\frac{\varphi_6 - \varphi_1}{\varphi_5 - \varphi_1}\right)^{h_2}} + \frac{y_4 - y_6}{(\varphi_5 - \varphi_1)^{h_2} - (\varphi_6 - \varphi_1)^{h_2}} (\varphi - \varphi_1)^{h_2} \end{aligned} \quad (4.42)$$

$$\text{cu} \quad \varphi_5 \leq \varphi \leq \varphi_6$$

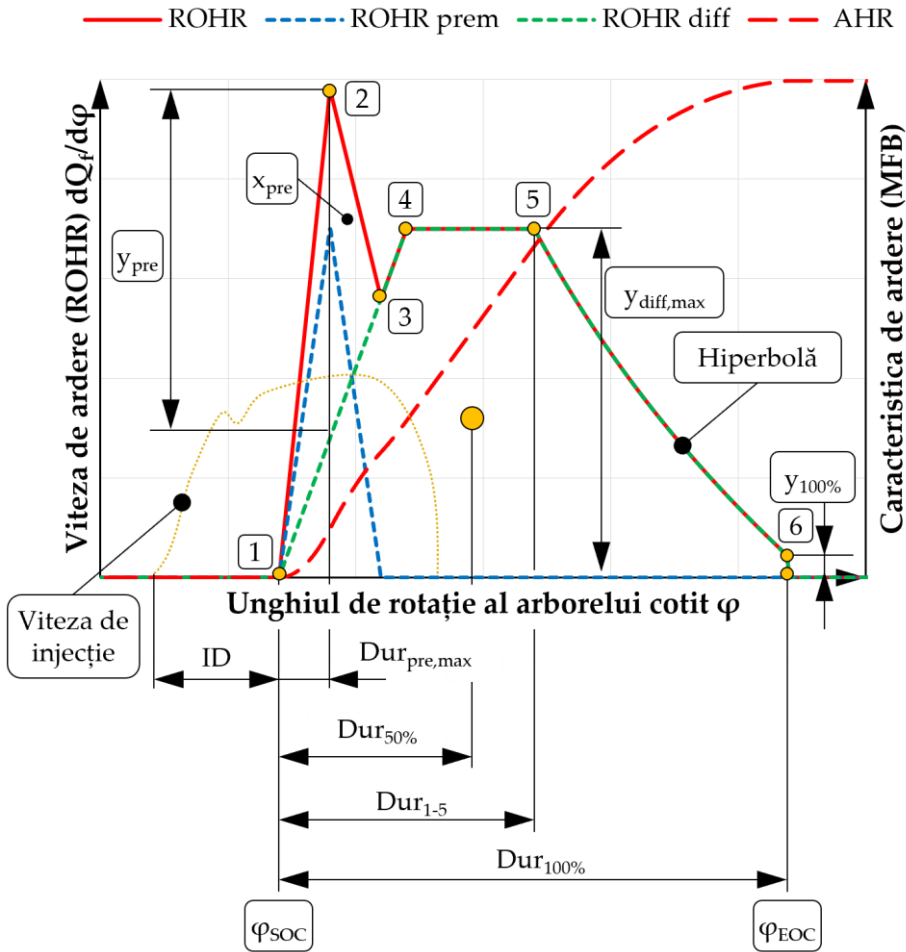


Fig. 4.12 „Construcția” vitezei de ardere pentru modelul poligon-hiperbolă

Ținând cont de relațiile pentru arderea amestecurilor preformate și a arderii difuzive, pentru întreg procesul de ardere se poate scrie:

$$\frac{dQ_{f,total}}{d\varphi} = \frac{dQ_{f,pre}}{d\varphi} + \frac{dQ_{f,dif}}{d\varphi} \quad (4.43)$$

În figurile 4.13 și 4.14 sunt exemplificate evoluțiile vitezei și caracteristicii de degajare a căldurii, respectiv presiunii și temperaturii.

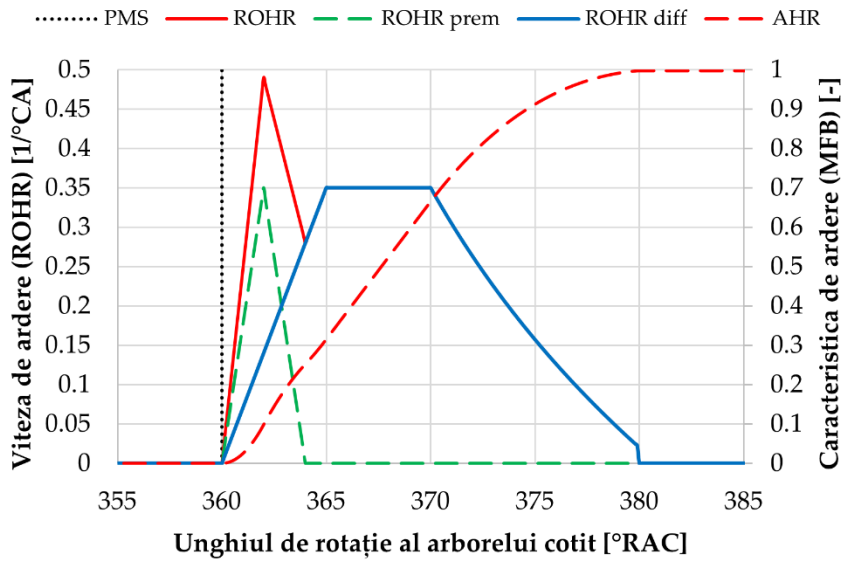


Fig. 4.13 Viteza și caracteristica de ardere pentru modelul poligon-hiperbolă (exemplu)

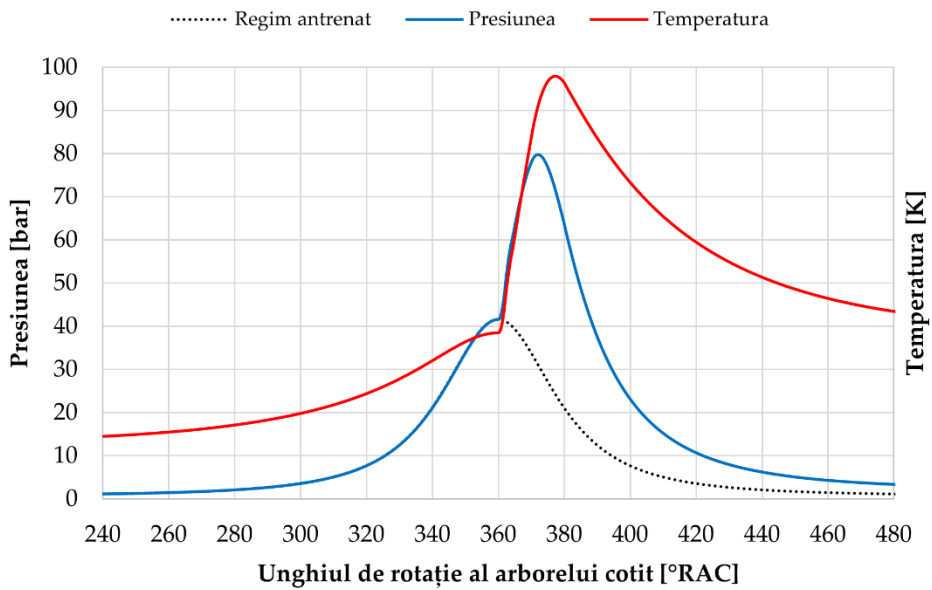


Fig. 4.14 Presiune și temperatura din cilindru pentru modelul poligon-hiperbolă (exemplu)
– pierderile de căldură prin pereții cilindrului sunt neglijate (exemplu)

Modelul Vibe-hyperbolă

Modelul Vibe-hyperbolă reprezintă combinația dintre o curbă de ardere Vibe sau Vibe dublă cu o hiperbolă. Funcția Vibe este utilizată pentru modelarea aprinderii și arderii principale, în timp ce ultima fază a arderii (începând din punctul P) poate fi descrisă mai bine cu ajutorul hiperbolei. Acest model este util în cazul sistemelor de injecție care permit pre- și postinjecții de combustibil (Common-Rail sau pompă-injector), care au ca efect o pre- sau postardere corespunzătoare acestor secvențe de injecție.

4.2.3. Utilizarea modelelor de ardere

Modelele zerodimensionale ale procesului de ardere prezentate mai sus sunt utilizate în diferite situații pentru a face predicții cu privire la evoluția procesului într-un punct de operare necunoscut. Scopul recalculării este de a adapta procesul de ardere la noile condiții de funcționare. În acest scop, într-o primă etapă se fac măsurători pentru un punct de referință, iar apoi se determină curba de ardere pentru acest punct. Calculul pentru o stare necunoscută se efectuează utilizând factori de influență pentru sarcină, turație, coeficientul de exces de aer, conținutul de gaze reziduale și punctul de aprindere. În cele ce urmează, sunt prezentate două soluții de recalculare, respectiv metoda Woschni/Anisits, utilizate pentru motoarele Diesel și metoda Hires, utilizată pentru motoarele pe benzină.

Metoda Woschni/Anisits

Metoda Woschni și Anisits are la bază modelul Vibe și, după cum s-a menționat deja, pornește de la un punct de referință pentru motoarele diesel cu injecție directă [60].

$$\Delta \varphi_{comb} = \Delta \varphi_{comb,ref} \left(\frac{\lambda_{ref}}{\lambda} \right)^{0,6} \left(\frac{n}{n_{ref}} \right)^{0,5} . \quad (4.44)$$

În funcție de punctul de funcționare, parametrii Vibe sunt determinați ținând cont de întârzierea la aprindere φ_{IGD} , presiunea p , temperatura T și turația n :

$$m = m_{ref} \left(\frac{\varphi_{IGD,ref}}{\varphi_{IGD}} \right)^{0,5} \left(\frac{p_{IVC}}{p_{IVC,ref}} \right) \left(\frac{T_{IVC,ref}}{T_{IVC}} \right) \left(\frac{n_{ref}}{n} \right)^{0,3}. \quad (4.45)$$

Această ecuație poate fi modificată pentru a corespunde și motoarelor diesel de capacitate cilindrică mare, respectiv motoarelor cu injecție directă pentru autoutilitare sau autoturisme [37].

Metoda Hires

Metoda Hires [29] se bazează pe un punct de referință pentru motorul Otto. Durata arderii și întârzierea la aprindere rezultă pe baza condițiilor din momentul aprinderii:

$$\Delta\varphi_{comb} = \Delta\varphi_{comb,ref} \left(\frac{n}{n_{ref}} \cdot \frac{x_{ref}}{x} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{S_{L,ref}}{S_L} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (4.46)$$

$$\tau_{ID} = \Delta_{ID,ref} \left(\frac{n}{n_{ref}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{x_{ref}}{x} \cdot \frac{S_{L,ref}}{S_L} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (4.47)$$

unde $\Delta\varphi_{comb}$ reprezintă durata arderii, τ_{ID} întârzierea la aprindere, S_L viteza laminară a frontului de flacără, iar x distanța dintre piston și chiulasa în punctul de aprindere. Indexul $_{ref}$ se referă la valorile din punctul de funcționare de referință.

4.2.4. Căldura netă

O parte din căldura eliberată prin procesul de ardere se „pierde” ca urmare a schimbului de căldură cu pereții camerei de ardere, motiv pentru care nu contribuie la încălzirea gazelor de ardere. Diferența dintre căldura obținută în urma procesului de ardere și pierderile de căldură prin pereți poartă denumirea de căldură netă [28].

$$\frac{dQ_{f,n}}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} - \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} . \quad (4.48)$$

Căldura netă reprezintă întreaga cantitate de căldură schimbată prin granițele sistemului. Prin urmare, este o măsură a încălzirii agentului de lucru. Variația căldurii nete se determină experimental, din curba măsurată a presiunii indicate. Folosind modele adecvate de schimb de căldură, este posibil să se determine și evoluția procesului de ardere. În continuare este detaliat modul de calcul al pierderilor de căldură prin pereți.

4.2.5. Modelarea pierderilor de căldură prin pereți

În continuare, este necesară determinarea termenului corespunzător pierderilor de căldură din legea I a termodinamicii pentru sistemul cameră de ardere:

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} . \quad (4.49)$$

În cazul componentelor motorului sistem de admisie, cameră de ardere și sistem de evacuare are loc un schimb de căldură cu mediul exterior. Sensul fluxului de căldură (de la pereții componentelor la agentul de lucru – încălzire – sau de la agentul de lucru la pereți – răcire) depinde de diferența de temperatură dintre agentul de lucru (aer, amestec sau gaze arse) și pereții componentelor. În mod normal, ca urmare a încălzirii motorului, conductele de admisie au o temperatură mai mare decât fluidul aspirat în cilindrul motorului. Prin urmare, pe partea de admisie, căldura este furnizată aerului sau amestecului de la pereții calzi ai canalelor de admisie. În cazul motoarelor supraalimentate, în special cele fără răcire intermediară a aerului de supraalimentare (intercooler), temperatura aerului este atât de ridicată încât aerul va ceda căldură pereților conductelor. Pe partea de evacuare, căldura este transferată de la gazele de evacuare fierbinți la pereții conductelor de evacuare.

Schimbul de căldură prin conducție

Legea conducției căldurii a lui Fourier se poate aplica la calculul conducției căldurii prin pereții camerei de ardere.

$$\dot{Q}(x,t) = -k \cdot A \cdot \text{grad}T(x,t), \quad (4.50)$$

sau, pentru conducție unidimensională în regim staționar:

$$\dot{Q}_{cond} = -kA \frac{dT}{dx}. \quad (4.51)$$

Schimbul de căldură prin convecție

Conform lui Newton, pentru convecție se aplică următoarele relații:

$$\dot{Q}_{ht} = \sum_i h_{c,i} \cdot A_i \cdot (T_{W,i} - T_{gas}), \quad (4.52)$$

respectiv

$$\frac{dQ_{ht}}{d\varphi} = \sum_i h_{c,i} \cdot A_i \cdot (T_{W,i} - T_{gas}) \frac{dt}{d\varphi}. \quad (4.53)$$

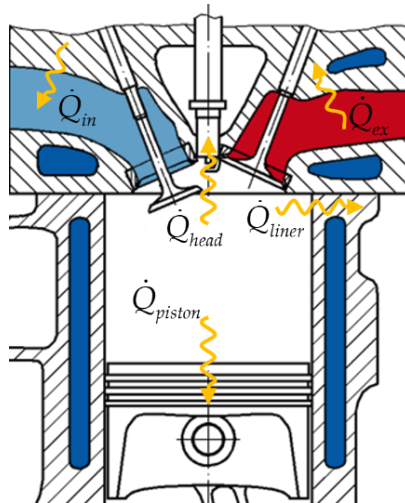


Fig. 4.15 Pierderi de căldură prin pereții camerei de ardere

Suprafața care este în contact cu gazele fierbinți din camera de ardere poate fi determinată pe baza relațiilor geometrice. În acest scop, uzual, se împarte schimbul de căldură între piston, cilindru și chiulasă. În acest caz, cele mai mari provocări sunt determinarea coeficientului de transfer termic și calculul temperaturii peretelui și gazului. Adesea, se poate obține o precizie suficientă de mare, dacă se consideră camera de ardere ca fiind un recipient cu amestecare perfectă (ideală) și valori medii pe un ciclu motor pentru temperaturile suprafețelor pereților camerei de ardere. Există diverse modele de calcul a coeficientului de transfer termic care se utilizează în funcție de aplicație. Pentru a face diferența între diferitele faze ale unui ciclu motor, majoritatea modelelor folosesc factori empirici. Pentru calculul schimbului de căldură pe partea agentului de răcire, respectiv pe partea interioară a conductelor sistemului de admisie/ evacuare, sunt utilizate, preponderent, abordări similare teoriei curgerii staționare printr-o conductă:

$$Nu = f(Re, Pr) = C Re^m Pr^n, \quad (4.54)$$

$$m = 0,78 \quad n = 0,33 . \quad (4.55)$$

O primă abordare empirică a calculului coeficientului de transfer termic (α) în motorul cu ardere internă a fost propusă de Nusselt în 1923 [43]:

$$h_c = C_1 \sqrt[3]{p^2 T} (C_2 + C_3 v_c) . \quad (4.56)$$

Ulterior, au fost publicate și alte abordări experimentale, însă niciuna nu erau suficient de clară și, suplimentar, foloseau constante dimensionale. După aceste ecuații empirice au fost introduse relații bazate pe criteriile de similitudine ale teoriei similitudinii. Pentru aceste abordări semi-empirice camera de ardere este privită într-o formă simplificată, ca o conductă cu curgere turbulentă. Coeficientul de transfer termic α pentru schimbul de căldură cu pereții este calculat pe baza numărului Nusselt (vezi cap. 2.2). Pentru calculul numărului Reynolds, diametrul cilindrului se utilizează ca lungime caracteristică, iar viteza medie a pistonului, sau o funcție a acesteia, ca viteză caracteristică. Numărul Prandtl depinde numai de proprietățile fizice ale fluidului.

În cazul ideal, numărul Prandtl pentru aer și gazele de ardere este proporțional cu exponentul izentropic κ . În domeniul de temperaturi al motoarelor cu ardere internă, acest raport poate fi estimat la $\approx 0,7$ [59]. Combinând constanta C și constanta numărului Prandtl într-o nouă constantă C' se obține:

$$Nu = \frac{h_c D}{k} = C' Re^{0,78}, \quad (4.57)$$

$$h_c = C' \cdot D^{-0,22} \cdot k \cdot \left(\frac{V_{avg} \rho}{\mu} \right)^{0,78}. \quad (4.58)$$

Condițiile de curgere și astfel și viteza de curgere din camera de ardere se modifică constant datorită mișcării pistonului. Din acest motiv, ipoteza unei conducte cu curgere turbulentă nu este îndeplinită, mai ales în zona PMS, unde are loc arderea cu cele mai mari diferențe de temperatură între gaz și pereții camerei de ardere. Prin urmare, această abordare nu poate fi utilizată cu ușurință. Cu toate acestea, soluția propusă stă la baza majorității modelelor utilizate pentru calculul schimbului de căldură cu pereții în motorul cu ardere internă.

Modelul de schimb de căldură cu peretele al lui Woschni

În 1965 von Woschni [59] a propus următoarea ecuație empirică pentru calculul transferului termic:

$$h_c = 127,93 \cdot D^{-0,2} \cdot p^{0,8} \cdot T^{-0,53} \cdot \left[C_1 S_{pm} + C_2 \frac{V_d T_{IVC}}{p_{IVC} V_{IVC}} (p - p_m) \right]^{0,8}. \quad (4.59)$$

Pentru determinarea ecuației Woschni a considerat o curgere complet turbulentă staționară printr-o conductă (aproximare a camerei de ardere). Suplimentar, a considerat că viteza caracteristică V_{avg} este egală cu viteza medie a pistonului (S_{pm}), iar ca lungime caracteristică a folosit diametrul cilindrului D . Această ecuație a fost dezvoltată inițial pentru motoarele diesel, dar s-a dovedit a fi foarte utilă și pentru motoarele pe benzină. Constanta C_1 ține cont de turbionarea din timpul procesului de admisie și de

fazele ciclului motor, în timp ce constanta C_2 descrie influența arderii asupra schimbului de căldură. În ecuația 4.59 ($p - p_m$) reprezintă diferența de presiune dintre funcționarea cu proces de ardere (p) și funcționarea fără proces de ardere (p_m) – regim antrenat. Mărimile p_{IVC} , T_{IVC} și V_{IVC} , reprezintă presiunea, temperatura și volumul la închiderea supapelor de admisie, respectiv începutul procesului de comprimare (considerate ca stare de referință). Aceste ecuații și constantele sau exponenții lor au fost determinate empiric. Cu alte cuvinte, s-au efectuat experimente pe unul sau mai multe motoare - în acest caz măsurători ale fluxului termic și ale temperaturii – pe baza cărora a fost formulată o ecuație matematică, care reproduce rezultatele acestor experimente.

Constanta C_1 ține cont de turbionarea din timpul procesului de admisie și de fazele ciclului motor:

$$\begin{aligned} C_1 &= 2,28 + 0,308 \cdot \frac{c_c}{S_{pm}} \quad \text{pentru comprimare, ardere și destindere} \\ C_1 &= 6,18 + 0,417 \cdot \frac{c_c}{S_{pm}} \quad \text{pentru schimbul de gaze} \end{aligned} \quad (4.60)$$

unde: S_{pm} reprezintă viteza medie a pistonului, iar c_c viteza de turbionare (determinată pe standul de încercare; pentru determinările cu metoda rotorului $c_c = D\pi n_d$, cu n_d turația rotorului). Uzual, pentru turbionarea la admisie, intervalul de variație acceptat este $0 \leq c_c/S_{pm} \leq 3$.

Constanta C_2 descrie influența arderii asupra schimbului de căldură:

$$\begin{aligned} C_2 &= 0,00324 \left[\frac{\text{m}}{\text{s K}} \right] \quad \text{pentru motoare cu injecție directă și Otto} \\ C_2 &= 0,00324 \left[\frac{\text{m}}{\text{s K}} \right] \quad \text{pentru precamera} \end{aligned} \quad (4.61)$$

Pentru calculul transferului termic sunt luate în considerare și dimensiunile camerei de ardere, presiunea și temperatura din camera de ardere, și raportul vitezelor. S-a constatat însă că la temperaturi ridicate ale peretelui, spre exemplu, în cazul camerei de ardere cu pereți izolați, ecuația 4.59 duce

la o subestimare a schimbului de căldură. Prin urmare, în 1993, coeficientului C_2 al acestei ecuații a fost modificat astfel:

$$\begin{aligned} C_2^* &= C_2 && \text{pentru } T_w < 525 \text{ [K]} \\ C_2^* &= C_2 + 23 \cdot 10^{-6} (T_w - 525) && \text{pentru } T_w \geq 525 \text{ [K]} \end{aligned} \quad (4.62)$$

Modelul de schimb de căldură cu peretele al lui Lorenz

Lorenz a extins formula lui Woschni pentru motoarele cu cameră de ardere divizată prin modificarea vitezei caracteristice $C_1 \cdot S_{pm} = w_c$ după cum urmează:

$$h_c = 127,93 \cdot D^{-0,2} \cdot p^{0,8} \cdot T^{-0,53} \cdot \left[w_c + C_2 \frac{V_d T_{IVC}}{p_{IVC} V_{IVC}} (p - p_m) \right]^{0,8}, \quad (4.63)$$

$$w_c = \frac{4 \frac{dV_{CP}}{dt}}{D\pi x} + C_1 c_m, \quad (4.64)$$

unde: dV_{CP}/dt este debitul volumic care pătrunde în cilindru din canalul de admisie, iar x distanța dintre piston și chiulasă.

Modelul de schimb de căldură cu peretele al lui Hohenberg

O ecuație similară pentru calculul schimbului de căldură a fost propusă de Hohenberg :

$$h_c = 130 \cdot V^{-0,06} \cdot p^{0,8} \cdot T^{-0,4} \cdot (S_{pm} + 1,4)^{0,8}. \quad (4.65)$$

Spre deosebire de Woschni, Hohenberg folosește ca lungime caracteristică volumul momentan al cilindrului (V). În acest fel se ține cont de mai multe detalii privind dimensiunile momentane.

Modelul de schimb de căldură cu peretele al AVL

O altă variantă de calcul a schimbului de căldură prin pereți este propunerea celor de la compania AVL [1], care a fost dezvoltată special pentru motoarele cu turație redusă. În ecuația 4.66 se iau în considerare, îndeosebi, condițiile

din timpul schimbului de gaze prin intermediul d_{in} (diametrul conductei de admisie) și V_{in} (viteza aerului în conducta de admisie).

$$h_c = \max \left\{ h_{c,Woschni}; 0,013D^{-0,2} p^{0,8} T^{-0,53} \left[14 \left(\frac{d_{in}}{D} \right)^2 |V_{in}| \right]^{0,8} \right\}. \quad (4.66)$$

unde: d_{in} este diametrul conductei de admisie conectate la canalul de admisie, iar V_{in} viteza de curgere prin canalul de admisie în m/s.

În cazul modelului AVL coeficientul de transfer termic va fi maximul dintre metoda Woschni și al doilea argument al ecuației 4.46.

Modelul de schimb de căldură cu peretele al lui Bargende

În modelul propus de Bargende pentru motoarele pe benzină [7], pentru viteza caracteristică din numărul Reynolds sunt luate în considerare atât energia cinetică turbulentă (k) cât și viteza instantanee a pistonului (c_p):

$$V_{avg} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8}{3} k + c_p^2} \quad ./ \quad (4.67)$$

Pentru coeficientul de transfer termic se propune următoarea relație de calcul:

$$h_c = 253,5 \cdot V^{-0,073} \cdot T_m^{-0,447} \cdot p^{0,78} \cdot V_{avg}^{0,8} \cdot \Delta, \quad (4.68)$$

în care T_m este media temperaturilor peretelui și gazului:

$$T_m = \frac{T_{gas} + T_W}{2}, \quad (4.69)$$

Δ reprezintă termenul de ardere, care ține cont de diferențele de temperatură dintre zona arsă și perete, respectiv dintre zona nearsă și perete. Acesta poate fi exprimat ținând cont de funcția normalizată de ardere X :

$$\Delta = \left[X \frac{T_b}{T_{gas}} \frac{T_b - T_W}{T_{gas} - T_W} + (1 - X) \frac{T_{ub}}{T_{gas}} \frac{T_{ub} - T_W}{T_{gas} - T_W} \right]^2, \quad (4.70)$$

$$X = \frac{Q_f(\varphi)}{Q_f}. \quad (4.71)$$

Calculul energiei cinetice turbulente (k), respectiv a temperaturilor zonelor de masă arsă (T_b) și nearsă (T_{ub}) este prezentat în [37].

Schimbul de căldură prin radiație este definit după cum urmează:

$$\frac{dQ_{W,rad,i}}{d\varphi} = \sum_i \varepsilon \cdot \sigma \cdot A_i \cdot (\bar{T}_{gas}^4 - T_{W,i}^4), \quad (4.72)$$

unde σ este constanta Stefan-Boltzmann

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \left[\frac{W}{m^2 K^4} \right].$$

Radiația flăcării din camera de ardere este formată din radiația gazelor de ardere și a funinginii. În cazul unui motor pe benzină, doar radiația gazelor este relevantă; arderea are loc fără fenomene luminoase semnificative. În motorul diesel, particulele de funingine incandescente au ca efect o flacără luminoasă. În acest context, se ține cont și de radiația funinginii. În comparație cu schimbul de căldură prin convecție, schimbul de căldură prin radiație este redus, iar ca urmare, nu este luat în considerare separat în majoritatea modelelor empirice de schimb de căldură; radiația termică este luată în calcul, spre exemplu, prin constante.

4.2.6. Modelarea lucrului mecanic de dilatare

Următorul termen din legea I a termodinamicii pentru sistemul cameră de ardere care trebuie determinat este lucrul mecanic de dilatare (lucrul mecanic datorat variației volumului):

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB}, \quad (4.73)$$

$$\frac{dW_v}{d\varphi} = -p \frac{dV}{d\varphi}. \quad (4.74)$$

Pentru a calcula lucrul mecanic de dilatare, trebuie cunoscut volumul camerei de ardere în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit (φ) – această variație a fost deja derivată în capitolul 1.1.

$$s(\varphi) = r + l - l \cdot \left(\lambda_s \cos \varphi + \sqrt{1 - \lambda_s^2 \sin^2 \varphi} \right). \quad (4.75)$$

4.2.7. Modelarea fluxurilor de entalpie

Termenii rămași necunoscuți din legea I a termodinamicii pentru sistemul cameră sunt fluxurile de entalpie corespunzătoare debitelor masice de intrare, ieșire și scăpări de gaze.

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} . \quad (4.76)$$

Entalpiile specifice se pot calcula conform ecuației 2.63:

$$h = u + RT . \quad (4.77)$$

Energia internă u se determină folosind metodele cunoscute din capitolul 2.2.1. Debitul masic \dot{m}_{in} și \dot{m}_{ex} prin supape se determină în funcție de cursa supapei cu ajutorul ecuației de debit. Figura 4.16 prezintă schematic relațiile geometrice pentru o supapă.

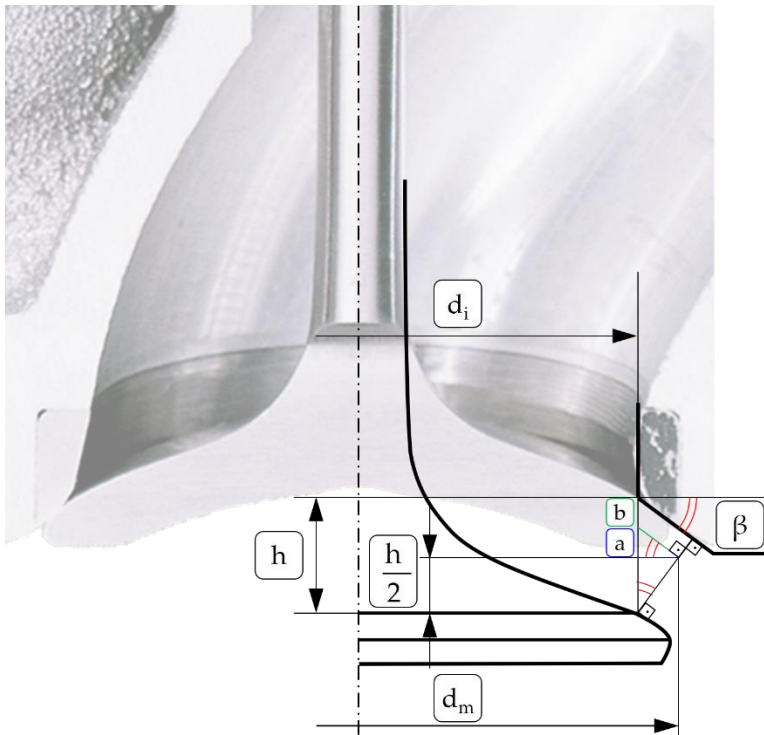


Fig. 4.16 Geometria orificiului oferit de supapă

Pentru debitele de masice prin supape se aplică următoarele ecuații (conform ec. 2.224):

$$\dot{m}_{in} = \mu_{in} A_{in} \frac{p_{in}}{\sqrt{RT_{in}}} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p}{p_{in}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_{in}} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}, \quad (4.78)$$

$$\dot{m}_{ex} = \mu_{ex} A_{ex} \frac{p}{\sqrt{RT}} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_{ex}}{p} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_{ex}}{p} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}, \quad (4.79)$$

unde p este presiunea din cilindru. Aria secțiunii transversale poate fi derivată pe baza relațiilor geometrice ale supapei (vezi fig. 4.16):

$$\begin{aligned} A_{in} &= z_{in} \cdot x_{in} \cdot \cos \beta_{in} \cdot d_{m,in} \cdot \pi \\ d_{m,in} &= d_{i,in} + 2 \cdot a \\ a &= b \cdot \cos \beta_{in} \\ b &= \frac{1}{2} x_{in} \cdot \sin \beta_{in} \\ d_{m,in} &= d_{i,in} + x_{in} \cdot \sin \beta_{in} \cdot \cos \beta_{in} \end{aligned}, \quad (4.80)$$

$$A_{in} = z_{IV} \cdot x_{in} \cdot \cos \beta_{in} \cdot (d_{i,in} + x_{in} \cdot \sin \beta_{in} \cdot \cos \beta_{in}) \cdot \pi, \quad (4.81)$$

în care z_{IV} indică numărul de supape de admisie. Aceeași derivare este valabilă și pentru supapa de evacuare. Pentru a ține cont de contracția curentului de fluid la curgerea prin supape se utilizează coeficientul de debit:

$$\mu = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{th}} \quad (4.82)$$

$$\mu_{in} = 0,5 \dots 0,9 \quad \mu_{ex} = 0,8 \dots 1$$

4.3. Modele cu două zone

Așa cum s-a menționat anterior, modelul monozonă nu este suficient pentru estimarea producției de emisii poluante. De asemenea, aproximarea conform căreia temperatura din camera de ardere este aceeași în orice punct, îndeosebi în faza de înaltă presiune, este insuficientă. În această fază sunt posibile diferențe de temperatură între gazele arse și cele nearsă de peste 1000 K. Pentru rezolva această problemă se pot folosi modele multizonă sau cel puțin modele cu două zone. Ecuațiile 4.83–4.85 descriu ipotezele pentru modelul cu două zone [45].

$$p_{cyl}(\varphi) = p_{zone,1}(\varphi) + p_{zone,2}(\varphi) , \quad (4.83)$$

$$V_{cyl}(\varphi) = V_{zone,1}(\varphi) + V_{zone,2}(\varphi) , \quad (4.84)$$

$$m_{cyl}(\varphi) = m_{zone,1}(\varphi) + m_{zone,2}(\varphi) . \quad (4.85)$$

În cazul modelului cu două zone (fig. 4.17), camera de ardere este împărțită într-o zonă nearsă și o zonă arsă, separate de frontul de flacără. Se presupune că frontul de flacără este infinit de subțire și nu are masă proprie. În zona frontului de flacără are loc oxidarea primară până la așa-numitul echilibru OHC, care presupune că \dot{O} , \dot{H} , O_2 , H_2 , H_2O , CO , CO_2 și \dot{OH} sunt în echilibru chimic. Zona arsă constă în totalitate din amestec ars cu variabilele de stare p , V_1 , T_1 , n_1 și λ_1 . În această zonă are loc oxidarea secundară, pentru care sunt necesare modele cinetice de reacție. Zona nearsă este formată din aer și combustibil cu variabilele de stare p , V_2 , T_2 , n_2 și λ_2 [37].

Modelul oferă două opțiuni pentru transportul masei din zona arsă în zona nearsă. Fie combustibilul și aerul (din zona nearsă) trec prin frontul de flacără (F) în și care reacționează, fie trec nearsă în zona arsă fără a trece prin frontul de flacără. Bilanțul de masă pentru modelul cu două zone este prezentat schematic în figura 4.18. În această figură dm_f este masa de combustibil, dm_{1-F} masa de amestec (combustibil și aer) nears care este transportată în zona frontului de flacără, dm_{F-2} masa de gaze arse transportată din zona frontului de flacără în zona de gaze arse și dm_{1-2} masa de amestec (combustibil și aer) nears transportată direct în zona 2.

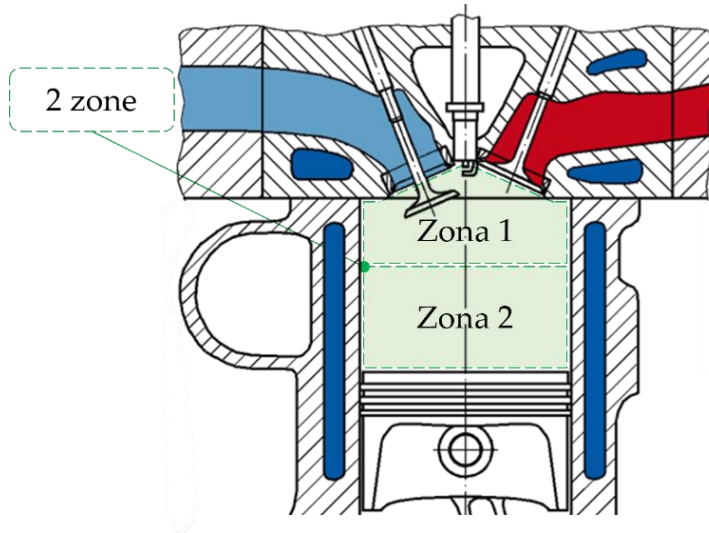


Fig. 4.17 Schema modelului cu două zone

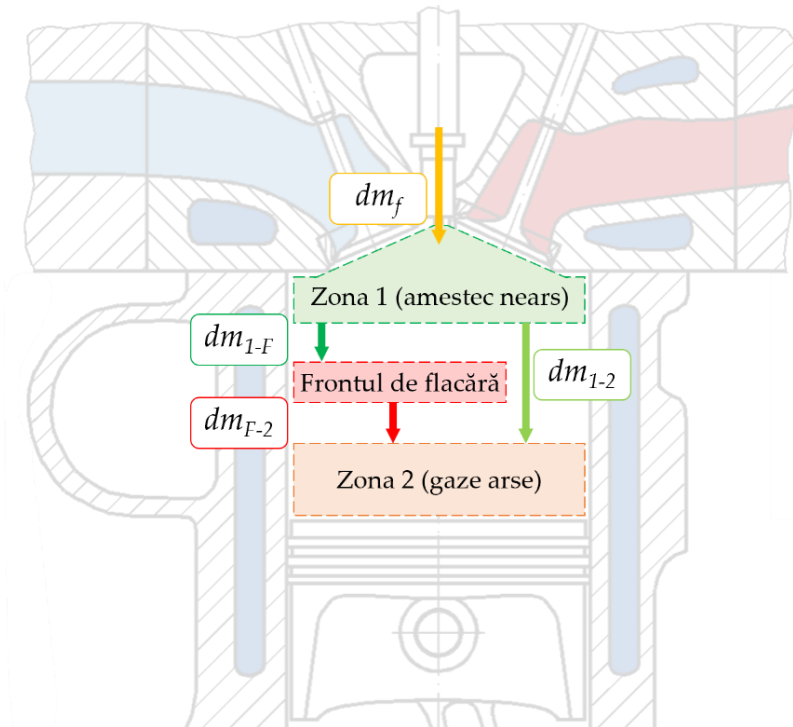


Fig. 4.18 Bilanțul de masă al modelului cu două zone

$$dm_2 = dm_{F-2} + dm_{1-2} , \quad (4.86)$$

$$dm_{F-2} = dm_{1-F} = dm_F , \quad (4.87)$$

$$dm_1 = dm_f - dm_{1-F} - dm_{1-2} . \quad (4.88)$$

Pentru bilanțul energetic al modelul cu două zone se aplică următoarele ecuații:

$$dU_1 = dm_F \cdot h_{F-1} + dm_{2-1} \cdot h_{2-1} , \quad (4.89)$$

$$dh_{F-1} = dh_{2-F} + \Delta h_R , \quad (4.90)$$

$$dU_2 = dm_f \cdot h_f - dm_{2-F} \cdot h_{2-F} - dm_{2-1} \cdot h_{2-1} - dQ_2 - pdV_2 , \quad (4.91)$$

unde Δh_R este entalpia specifică de reacție.

Pentru modelul cu două zone pierderile totale de căldură datorate schimbului de căldură (prin radiație și convecției) cu pereții camerei de ardere se calculează ca sumă a pierderilor din zonele individuale:

$$dQ_{ht} = dQ_{ht,1} + dQ_{ht,2} = h_c A (T_W - T) dt . \quad (4.92)$$

Cantitatea totală de căldură transferată poate fi calculată, spre exemplu, utilizând modelul lui Woschni sau modelul lui Hohlbaum [30]. Temperatura medie se determină conform lui Woschni după cum urmează:

$$(m_1 + m_2) \cdot u(T) = m_1 \cdot u_1(T_1) + m_2 \cdot u_2(T_2) . \quad (4.93)$$

Pentru a calcula distribuția cantităților de căldură conform modelului lui Hohlbaum (ținând cont că $T_1 > T_2$ și $m_1 < m_2$ la începutul arderii) se utilizează relația:

$$\frac{dQ_1}{dQ_2} = \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2 \cdot \frac{T_1}{T_2} . \quad (4.94)$$

4.4. Modele multizonă

În această secțiune, se evidențiază aspecte esențiale ale împărțirii camerei de ardere în zone suplimentare. Se pune întrebarea ce avantaje aduce o subdivizare suplimentară a camerei de ardere. Pe de o parte, este posibilă modelarea unei distribuții a temperaturii în camera de ardere, ceea ce permite formularea unor concluzii mai bune privind schimbul de căldură cu pereții și formarea poluanților. Pe de altă parte, este posibil un tratament separat al zonelor individuale cu proprietăți speciale de curgere, precum și un calcul al motoarelor cu precameră. Extinderea modelului camerei de ardere într-un model cu mai multe zone are ca rezultat următoarele relații pentru zona i :

Ecuția de stare:

$$p \cdot V_i = m_i \cdot R_i \cdot T_i . \quad (4.95)$$

Bilanțul de masă:

$$\frac{dm_i}{d\varphi} = \sum_j \dot{m}_{i-j} - \sum_j \dot{m}_{j-i} + \frac{dm_{ub,i}}{d\varphi} + \frac{dm_{b,i}}{d\varphi} + \frac{dm_{f,i}}{d\varphi} , \quad (4.96)$$

unde \dot{m}_{i-j} , \dot{m}_{j-i} reprezintă debitul masic din zona i în zona j , respectiv din zona j în zona i .

Bilanțul energetic:

$$\begin{aligned} \frac{dU_i}{d\varphi} = & \frac{dQ_{f,i}}{d\varphi} + \sum_i \frac{dQ_{ht,i}}{d\varphi} + \sum_j \dot{Q}_{i-j} - \sum_j \dot{Q}_{j-i} - p \frac{dV_i}{d\varphi} + \\ & + \sum_j h_j \dot{m}_{i-j} + \sum_j h_i \dot{m}_{j-i} + h_{ub,i} \frac{dm_{ub,i}}{d\varphi} - h_{b,i} \frac{dm_{b,i}}{d\varphi} , \end{aligned} \quad (4.97)$$

unde \dot{Q}_{i-j} , \dot{Q}_{j-i} reprezintă transferul de căldură din zona i în zona j , respectiv din zona j în zona i .

4.5. Metoda umplerii și golirii

Metoda umplerii și golirii [37,39] este o metodă de calcul zero-dimensională pentru sistemele de conducte și, prin urmare, este potrivită pentru calculul sistemelor de admisie, respectiv evacuare, inclusiv supraalimentare și componente periferice. Componentele periferice precum filtrele de aer, intercooler-ele, colectoarele, clapetele obturatoare sau de recirculare a gazelor arse sunt modelate ca volume, clapete și orificii. Un astfel de volum este prezentat schematic în figura 4.19. Se presupune că procesele de egalizare sunt infinit de rapide, cu alte cuvinte, se presupune că, în orice moment, în volumul ales există un amestec ideal a cărui presiune și temperatură sunt omogene.

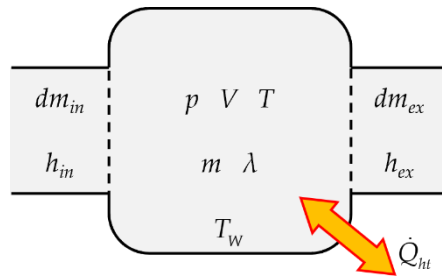


Fig. 4.19 Volum (recipient) pentru metoda umplerii și golirii (adaptare după [37])

Pentru conservarea energiei și masei, în fiecare volum se aplică ecuațiile:

$$\frac{dm_f}{d\varphi} = \frac{dm_{in}}{d\varphi} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi}, \quad (4.98)$$

$$\frac{dU_f}{d\varphi} = \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + h_{in} \frac{dm_{in}}{d\varphi} + h_{ex} \frac{dm_{ex}}{d\varphi}. \quad (4.99)$$

Clapetele obturatoare, supapele EGR și alte puncte de obturare sunt modelate ca orificii. Similar cu calculul debitelor masice prin orificiile oferite de supapele de admisie sau de evacuare, simularea se realizează cu ajutorul ecuației debitului:

$$\dot{m} = \mu A_1 \sqrt{p_0 \rho_0} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}. \quad (4.100)$$

Variația coeficienților de curgere μ este prezentată frecvent în funcție de secțiunea transversală a orificiului oferit A_1 .

Pentru calculul turbomașinilor, cum ar fi compresoarele și turbocompressoarele utilizate pentru supraalimentarea motoarelor, se utilizează în plus și caracteristici (figurile 4.20 și 4.21). Adesea, pentru compresoare și turbine se fac măsurători doar pentru câteva puncte de funcționare staționară. Pentru simularea tranzitorie a motoarelor cu ardere internă, aceste caracteristici pot fi utilizate ca o bună aproximare, pentru a putea reprezenta motorul împreună cu agregatul de supraalimentare. Un exemplu de caracteristică a compresorului este prezentat în figura 4.20.

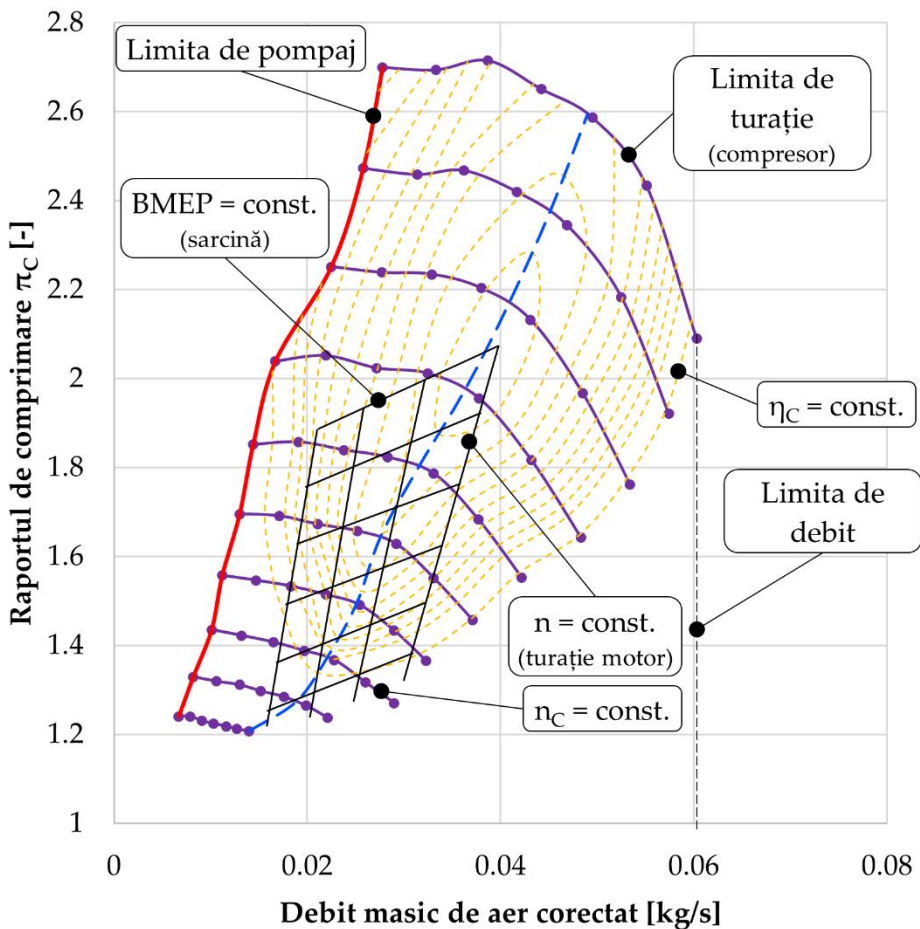


Fig. 4.20 Exemplu de caracteristică a compresorului

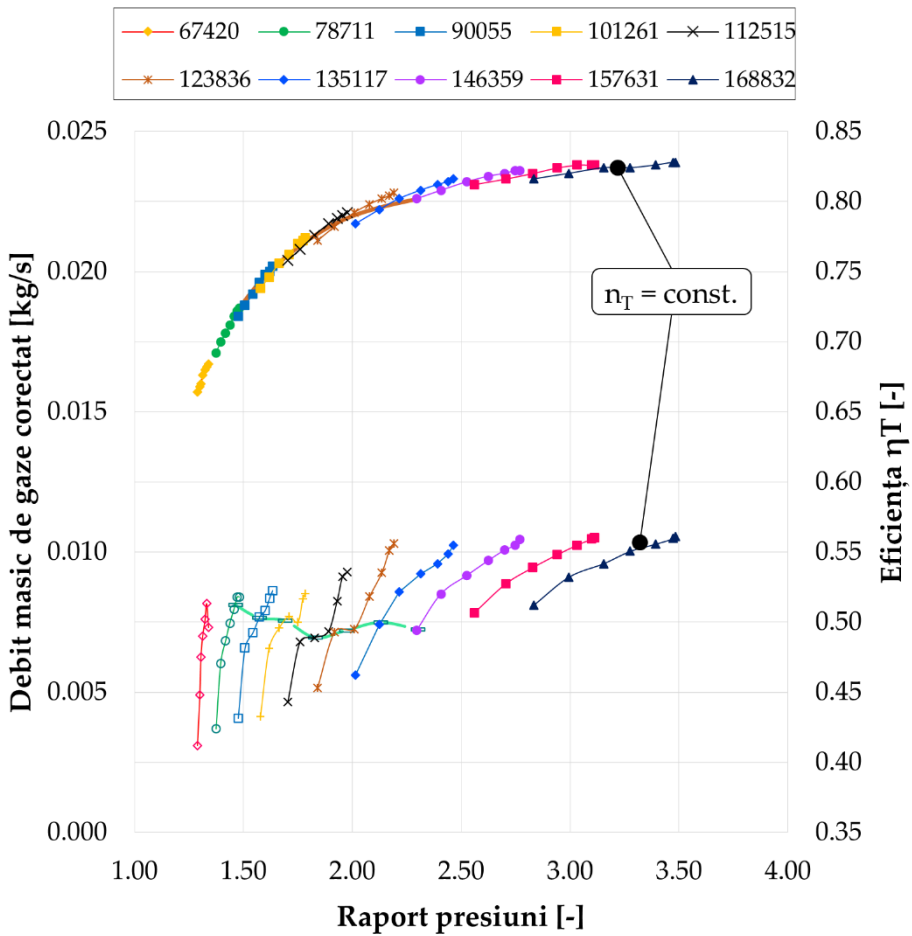


Fig. 4.21 Exemplu de caracteristică a turbinei

Pentru a utiliza metoda de umplerii și golirii, modulele de stocare (recipiente/elemente de tip volum, *Vol*) și de obturare (*Obt*) trebuie aranjate întotdeauna alternativ. Pentru calculul modulelor de stocare (elemente de tip volum), se determină bilanțul masic și energetic, așa cum a fost descris anterior care, mai apoi, se utilizează pentru calculul ecuației de curgere prin elementele de tip obturator (vezi fig. 4.22).

Avantajul acestei metode este complexitatea redusă și o precizie suficientă pentru multe aplicații. Schimbul de informație corespunzător acestei metode este exemplificat în figura 4.22. Metoda umplerii și golirii nu descrie efectele gazodinamice din elementele prin care curge gazul, cum ar fi cele utilizate

4.6. Modelarea frecărilor

Cu modelele prezentate până acum se poate calcula puterea indicată a motorului. Pentru a putea determina puterea efectivă a motorului, trebuie introduse și pierderile prin frecare. În acest scop, în continuare sunt prezentate modele 0-D de calcul al pierderilor prin frecare.

Presiunea efectivă medie de frecare rezultă ca diferență între presiunea medie indicată și presiunea medie efectivă.

$$FMEP = BMEP - IMEP \quad (4.101)$$

Pentru motoarele Diesel există multiple modele de calculul al pierderilor prin frecare, respectiv Kochanowski și Thiele [32] și două modele ale lui Schwarzmeier [49]. Pentru motoarele cu aprindere prin scânteie există modele suplimentare, precum cel al lui Patton, Nitschke și Heywood [44].

Modelul pierderilor prin frecare Kochanowski și Thiele

Pentru modelul Thiele și Kochanowski [32], presiunea medie de frecare rezultă prin însumarea frecărilor parțiale ale diferitelor componente:

$$FMEP = FMEP_{base} + \Delta FMEP_{comb} + \Delta FMEP_{charge} + \Delta FMEP_{oil} + \Delta FMEP_{coolant} \quad (4.102)$$

În ecuația 4.102, $FMEP_{base}$ reprezintă pierderile prin frecare ale mecanismului motor, pompei de injecție și mecanismului de distribuție prin supape, $\Delta FMEP_{comb}$ ține cont de dependența frecării de procesul de ardere, iar ceilalți termeni iau în considerare diferențele de pierderi prin frecare în funcție de presiunea de supraalimentare ($\Delta FMEP_{charge}$), temperatura uleiului ($\Delta FMEP_{oil}$) și temperatura lichidului de răcire ($\Delta FMEP_{coolant}$).

$$\begin{aligned}
 FMEP_{base} &= 6,7 \cdot D^{-0,329} - 89 \cdot D^{-0,943} \left[1 - \left(\frac{n}{n_n} \right)^2 \right] \\
 \Delta FMEP_{comb} &= 0,0012 \cdot BMEP^2 - 0,015 \cdot BMEP, \text{ camera de vartej, } D = 80 \\
 \Delta FMEP_{comb} &= 0,0002 \cdot BMEP^3 - 0,006 \cdot BMEP, \text{ injecție directă, } D \geq 100 \\
 \Delta FMEP_{charge} &= \left(\frac{p_{charge}}{p_0} - 1 \right) \cdot \sqrt{-0,018 \cdot c_m + 0,1874} \\
 \Delta FMEP_{oil} &= -0,005 \cdot \Delta \mathcal{G}_{oil} \\
 \Delta FMEP_{coolant} &= -0,0055 \cdot \Delta \mathcal{G}_{coolant}
 \end{aligned} \tag{4.103}$$

Modelele pierderilor prin frecare Schwarzmeier

Ecuția lui Schwarzmeier [49] pentru presiunea medie efectivă de frecare se bazează pe un motor aflat la temperatura optimă de funcționare. Termenii individuali ai ecuației iau în considerare diferitele influențe asupra presiunii medii efective de frecare:

$$\begin{aligned}
 FMEP &= FMEP_x + \\
 &+ C_1 \left(\frac{S_{pm}}{T_{cyl.W}^{1,66}} - \frac{S_{pm,x}}{T_{cyl.W,x}^{1,66}} \right) \\
 &+ C_2 \left(\frac{BMEP}{T_{cyl.W}^{1,66}} - \frac{BMEP_x}{T_{cyl.W,x}^{1,66}} \right) \\
 &+ C_3 \left(\frac{d \cdot n^2}{T_{oil}^{1,66}} - \frac{d \cdot n_x^2}{T_{oil,x}^{1,66}} \right) \\
 &+ C_4 \left[\left(1 + 0,012 \cdot S_{pm} \right) \cdot BMEP^{1,35} - \left(1 + 0,012 \cdot S_{pm,x} \right) \cdot BMEP_x^{1,35} \right] \\
 &+ C_5 \left(n^2 - n_x^2 \right)
 \end{aligned} \tag{4.104}$$

unde $FMEP_x$, $S_{pm,x}$, $T_{cyl.W,x}$, n_x , $T_{oil,x}$, $BMEP_x$ sunt presiunea medie efectivă de frecare, viteza medie a pistonului, temperatura peretelui cilindrului, turația, temperatura uleiului și presiunea medie efectivă în punctul de referință. Primul termen (având constanta C_1) ia în considerare pierderile prin frecare asociate grupului piston în funcție de viteza de alunecare și temperatura filmului de ulei dintre piston și peretelui cilindrului. Al doilea termen ține

cont de influența sarcinii și temperatura filmului de ulei dintre piston și peretelui cilindrului asupra frecării grupului piston. Pierderile prin frecare asociate lagărelor capului și piciorului bielei în funcție de temperatură sunt considerate în cel de-al treilea termen (d reprezintă media aritmetică a diametrului lagărelor capului și piciorului bielei). În ultimii doi termeni se iau în considerare influența componentelor auxiliare, respectiv pompa de injecție, pompa de lichid de răcire și pompa de ulei.

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \frac{64}{z} \\
 C_2 &= 12 \\
 C_3 &= \frac{0,03}{z} \\
 C_4 &= 0,015 \\
 C_5 &= \frac{P_{e,n} \cdot xk \cdot z \cdot 0,6}{V_t \cdot n_n^3} + C_L \cdot i^2 \cdot z \cdot d_L^2 \\
 xk &= 0,1 - 0,07 \cdot P_e^{0,04} \\
 C_L &= 0,14 \cdot 10^{-6}
 \end{aligned} \tag{4.105}$$

Al doilea model al lui Schwarzmeier este mult mai simplu și ia în considerare doar dependența frecării de sarcină, turație și tipul motorului. Valorile utilizate pentru coeficienții C_1 și C_2 sunt prezentate în tabelul 4.3.

$$FMEP = FMEP^* + C_1 \left(BMEP^{1,35} - BMEP^{*1,35} \right) + C_2 \left[\left(\frac{n}{n_n} \right)^2 - \left(\frac{n^*}{n_n} \right)^2 \right] \tag{4.106}$$

Tabelul 4.3 Coeficienții modelului Schwarzmeier în funcție de tipul de motor

Tipul de motor	C_1	C_2
Motor rapid (inclusiv agregate)	$17,5 \cdot 10^{-3}$	0,95
Motor semirapid (fără agregate)	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,61
Motor lent (fără agregate)	$9 \cdot 10^{-3}$	0,40

4.7. Analiza curbei de presiune și calculul ciclului motor

În continuare se explică diferența dintre o analiză a curbei de presiune (*PTA*) și un calcul al ciclului motor (*WCC*). În cazul analizei curbei de presiune curba presiunii (fig. 4.24) este înregistrată prin măsurători pe un motor instalat pe bancul de încercare, iar curba de ardere este calculată din aceasta (fig. 4.25). În cazul calculului ciclului motor, curbele de presiune și temperatură sunt determinate pe baza unui profil de ardere specificat. Procesul de ardere este reprezentat folosind modele empirice sau este specificat procesul de ardere calculat prin analiza curbei de presiune. De asemenea, este posibil să se calculeze (să se anticipateze) funcționarea motorului într-un punct de operare necunoscut. În acest caz se pot aplica modelele semi-empirice (vezi, de exemplu, modelele lui Woschni și Anisits) sau modele fenomenologice. Pentru ambele variante de calcul (*PTA* și *WCC*) se utilizează ecuația conservării energiei pentru camera de ardere:

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_f}{d\varphi} + \frac{dQ_{ht}}{d\varphi} + \frac{dW_v}{d\varphi} + \frac{dm_{in}}{d\varphi} h_{in} + \frac{dm_{ex}}{d\varphi} h_{ex} + \frac{dm_{BB}}{d\varphi} h_{BB} \cdot \quad (4.107)$$

În figura 4.26 este prezentată metoda de calcul a ciclului motor. Curba de presiune (dreapta) se calculează pe baza curbei de ardere (stânga) cu ajutorul modelelor prezentate în acest capitol.

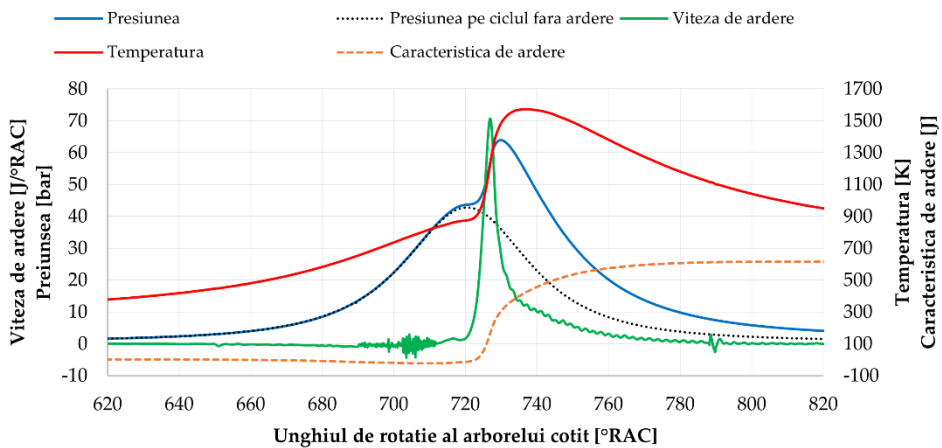


Fig. 4.24 Analiza termodinamică a curbei de presiune experimental

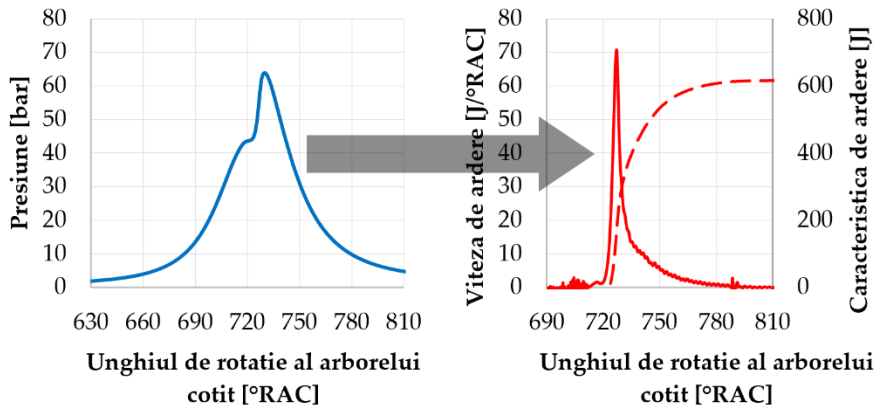


Fig. 4.25 Analiza termodinamică a curbei de presiune experimental \rightarrow simulare

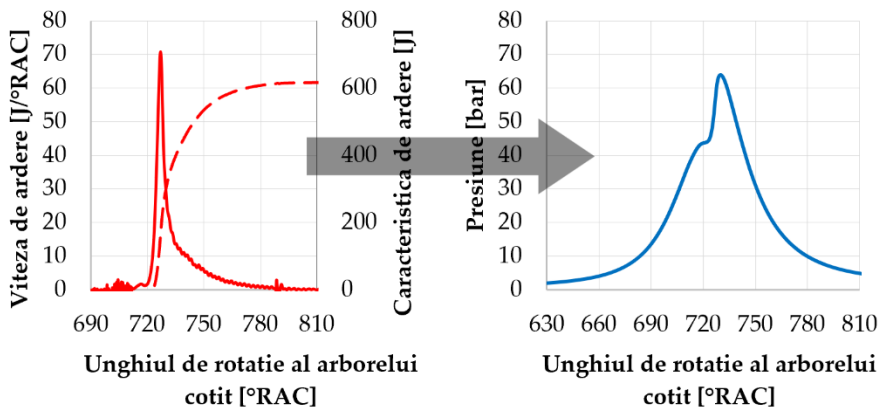


Fig. 4.26 Calculul cilului motor simulare \rightarrow experimental

Modelele fizice se bazează pe formularea matematică a legilor de bază ale fizicii, cu precădere a legilor de conservare a masei, energiei și impulsului și au o valabilitate universală.

În cazul modelelor fizice deterministice se consideră că, pentru o formulare corespunzătoare care înglobează condițiile la limită și condițiile inițiale, orice proces poate fi descris complet și fără univoc (spre exemplu: transferul termic prin pereții camerei de ardere prin intermediul ecuației diferențiale a lui Fourier).

Reprezentarea condițiilor relevante pentru acest model este o problemă de rezolvare a scărilor temporale și spațiale. Modelarea tinde rapid spre limitele sale atunci când se utilizează elemente de volum foarte mici, elemente a căror rezolvare numerică și observație experimentală sunt foarte solicitante (exemplu: procese turbulente). Cert este că fenomenele nu pot fi descrise deterministic, ci doar statistic, iar acest lucru implică o anumită probabilitate pentru fiecare proces. Acest lucru relevă cunoștințele dobândite și în alte domenii, respectiv faptul că, la o analiză mai detaliată, realitatea nu poate fi determinată cu o precizie arbitrară. Un model statistic este, spre exemplu, descrierea evoluției arderii prin intermediul funcției densitate de probabilitate (Modelul PDF – Probability Density Function).

Bibliografie

- [1] *** AVL List GmbH, *AVL Boost User Guide*, 2020.
- [2] *** BMW PressClub USA, *Media*, www.press.bmwgroup.com/usa/ (data accesării 8 octombrie 2021).
- [3] *** Lawrence Livermore National Laboratory, *Heptane, Reduced Mechanism Combustion*, www.combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/alkanes/heptane-reduced-mechanism (data accesării 1 decembrie 2021).
- [4] *** National Institute of Standards and Technology, *NIST*, www.nist.gov/ (data accesării 1 decembrie 2021).
- [5] Apostolescu N., Chiriac R., *Procesul arderii în motorul cu ardere internă*, București, Editura Tehnică, 1998.
- [6] Atkinson J., Gas engine, US Patent no. 367496, 1887.
- [7] Bargende M., Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren, 1991.
- [8] Van Basshuysen R., Schaefer F., *Internal Combustion Engine Handbook, 2nd English Edition*, 2017.
- [9] Van Basshuysen R., Schäfer F., *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*, Springer Vieweg, 2017 DOI: 10.1007/978-3-658-10902-8.
- [10] Bataga N., Burnete N., Cazila A., Rus I., Sopa S., Teborean I., *Motoare cu ardere internă*, Bucuresti, Editura „Didactică și Pedagogică”, 1995.
- [11] Baumgarten C., *Mixture Formation in Internal Combustion Engines*, Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [12] Benson S.W., *Foundations of chemical kinetics*, 1960.
- [13] Binninger B., *Thermodynamik II*, 2016.
- [14] Bollig M., Pitsch H., Hewson J.C., Seshadri K., *Reduced n-heptane mechanism for non-premixed combustion with emphasis on pollutant-relevant intermediate species*, Symposium (International) on Combustion, Vol. 26, 1996, DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80281-5.

-
- [15] Caton J.A., *An Introduction to Thermodynamic Cycle Simulations for Internal Combustion Engines*, John Wiley & Sons, Ltd, 2015.
- [16] Cengel Y., Cimbala J., *Fluid Mechanics Fundamentals and Applications*, McGraw-Hill Education, 2017.
- [17] Cengel Y., Ghajar A., *Heat and Mass Transfer: Fundamentals and Applications*, McGraw-Hill Education, 2020.
- [18] Çengel Y.A., Boles M.A., Kanoğlu M., *Thermodynamics: An Engineering Approach*, McGraw-Hill Education, 2019.
- [19] Depcik C., *ME312 - Thermodynamics lecture notes*, 2019.
- [20] Dickerson R.E., Geis I., *Chemie-eine lebendige und anschauliche Einführung*, Wiley-VCH, 1999.
- [21] Eriksson L., Nielsen L., *Modeling and control of engines and drivelines*, John Wiley & Sons, 2014.
- [22] Ferguson C.R., Kirkpatrick A.T., *Internal combustion engines: applied thermosciences*, John Wiley & Sons, 2015.
- [23] Ganesan V., *Computer Simulation of Spark-Ignition Engine Processes*, Orient Blackswan, 1996.
- [24] Gardiner W.C., *Rates and Mechanisms of Chemical Reactions*, W.A. Benjamin, 1969.
- [25] Ghojel J.I., *Review of the development and applications of the Wiebe function: A tribute to the contribution of Ivan Wiebe to engine research*, International Journal of Engine Research, Vol. 11, 2010, DOI: 10.1243/14680874JER06510.
- [26] Grill M., *Objektorientierte Prozessrechnung von Verbrennungsmotoren*. University of Stuttgart, 2006.
- [27] Grünwald B., *Teoria, calculul și construcția motoarelor pentru autovehicule rutiere*, București, Editura „Didactică și Pedagogică”, 1980.
- [28] Heywood J.B., *Internal combustion engine fundamentals*, McGraw-hill New York, 1988.

-
- [29] Hires S.D., Ekchian A., Heywood J.B., Tabaczynski R.J., Wall J.C., *Performance and NO_x Emissions Modeling of a Jet Ignition Prechamber Stratified Charge Engine*, SAE Transactions, Vol. 85, 1976.
- [30] Hohlbaum B., Beitrag zur rechnerischen Untersuchung der Stickstoffoxid-Bildung schnelllaufender Hochleistungsdieselmotoren. 1992.
- [31] Justi E., *Spezifische Wärme Enthalpie, Entropie und Dissoziation technischer Gase*, Springer Berlin Heidelberg, 1938 DOI: 10.1007/978-3-642-99333-6.
- [32] Kochanowski H.A., Thiele E., *Motorreibung Ermittlung und Erfassung der Mechanischen Verluste in Verbrennungsmotoren*, 1977.
- [33] Küntscher V., Werner H., *Kraftfahrzeugmotoren. Auslegung und Konstruktion*, Vogel, 2014.
- [34] Lackner M., Palotás Á., Winter F., *Combustion: from basics to applications*, John Wiley & Sons, 2013.
- [35] Mădărășan T., Bălan M., *Termodinamică tehnică*, Cluj-Napoca, Sincron, 1999.
- [36] McAllister S., Chen J.-Y., Fernandez-Pello A.C., *Fundamentals of Combustion Processes*, Springer-Verlag New York, 2011 DOI: 10.1007/978-1-4419-7943-8.
- [37] Merker G., Schwarz C., Stiesch G., Otto F., *Simulating Combustion*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [38] Merker G.P., Schwarz C., Rüdiger T., *Combustion Engines Development*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [39] Merker G.P., Teichmann R., *Grundlagen Verbrennungsmotoren*, Springer Vieweg, 2014 DOI: 10.1007/978-3-658-03195-4.
- [40] Michael J. Moran, Howard N. Shapiro, Daisie D. Boettner M.B.B., *Fundamentals of Engineering Thermodynamics, 9th Edition*, Wiley, 2018.
- [41] Miller R.H., *Supercharging and Internal Cooling Cycle for High Output*, Trans ASME, Vol. 69, 1947.

- [42] Negurescu N., Pană C., Popa M.G., *Motoare cu aprindere prin scânteie. Procese*, Bucuresti, Matrix Rom, 2013.
- [43] Nusselt W., *Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine*, Verlag des VDI, 1923.
- [44] Patton K.J., Nitschke R.G., Heywood J.B., *Development and evaluation of a friction model for spark-ignition engines*, SAE Transactions, 1989, DOI: 10.4271/890836.
- [45] Pischinger R., Klell M., Sams T., *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*, Springer-Verlag Wien, 2009.
- [46] Reif K., *Diesel Engine Management*, Springer, 2014.
- [47] Schreiner K., *Untersuchungen zum Ersatzbrennverlauf und Wärmeübergang bei schnelllaufenden Hochleistungsdieselmotoren*, MTZ, 1993.
- [48] Schwartz M., *Statistical Mechanics*, 2019, www.scholar.harvard.edu/files/schwartz/files/3-equilibrium.pdf (data accesării 1 decembrie 2021).
- [49] Schwarzmeier M., *Der Einfluß des Arbeitsprozeßverlaufs auf den Reibmitteldruck von Dieselmotoren*. TU München, 1992.
- [50] Smith G.P., Golden D.M., Frenklach M., Moriarty N.W., Eiteneer B., Goldenberg M., et al., *GRI-Mech*, www.combustion.berkeley.edu/gri-mech/ (data accesării 1 decembrie 2021).
- [51] Stan C., *Termodinamica automobilului*, Bucureşti, Matrixrom, 2017.
- [52] Stiesch G., *Modeling Engine Spray and Combustion Processes*, Berlin, Heidelberg, Springer Berlin Heidelberg, 2003 DOI: 10.1007/978-3-662-08790-9.
- [53] Stone R., *Introduction to internal combustion engines*, Palgrave Macmillan, 2012.
- [54] Taylor C.F., *The Internal-combustion Engine in Theory and Practice: Combustion, fuels, materials, design*, Vol. 2, MIT press, 1985.
- [55] Turns S.R., *An introduction to combustion: concepts and applications*, McGraw-Hill, 2012.

-
- [56] Vibe I.I., Meißner F., *Brennverlauf und kreisprozess von verbrennungsmotoren*, Verlag Technik, 1970.
- [57] Warnatz J., Maas U., Dibble R.W., *Combustion: Physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*, Springer Berlin Heidelberg, 2006 DOI: 10.1007/978-3-540-45363-5.
- [58] Westbrook C.K., Dryer F.L., *Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames*, Combustion Science and Technology, Vol. 27, 1981, DOI: 10.1080/00102208108946970.
- [59] Woschini G., *Beitrag zum Ploblem des Warmeüberganges im Verbrennungsmotor*, MTZ, Vol. 26, 1965.
- [60] Woschni G., Anisits F., *Experimental investigation and mathematical presentation of rate of heat release in diesel engines dependent upon engine operating conditions*, SAE Technical Paper, 1974.
- [61] Zacharias F., *Analytische Darstellung der thermodynamischen Eigenschaften von Verbrennungsgasen*, 1966.
- [62] *Toyota Motor Corporation*, <https://global.toyota/en/> (data accesării 1 decembrie 2021).
- [63] *Tehnologia automobilului modern*, Editia 31 2019, Pag. 197, Fig. 2, Verlag Europa-Lehrmittel, Germania (Licență: X-MEditor, România).

Anexe

Anexa 1 – Legile de mișcare ale lui Newton

Legea I

Orice corp își menține starea de mișcare rectilinie uniformă sau de repaus atât timp cât asupra sa nu acționează alte forțe sau suma forțelor care acționează asupra sa este nulă.

Legea a II-a (Principiul forței)

Variația în timp a impulsului unui corp este egală cu rezultanta forțelor care acționează asupra acestuia.

O forță care acționează asupra unui corp îi imprimă acestuia o anumită accelerație proporțională cu forța și invers proporțională cu masa

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m \cdot \vec{a}$$

Legea a III-a (Principiul acțiunii și reacțiunii)

Când un corp acționează asupra altui corp cu o forță (forță de acțiune), cel de-al doilea corp acționează și el asupra primului cu o forță (forță de reacțiune) de aceeași mărime și direcție, dar de sens contrar.

Anexa 2 – Legile fundamentale ale naturii

Legea conservării masei

Masa nu poate fi creată sau distrusă, însă poate fi mutată dintr-un loc în altul.

Legea conservării impulsului

Variația în timp a impulsului unui corp este egală cu forța netă exercitată asupra acestuia.

Legea conservării energiei

Energia nu poate fi creată sau distrusă; poate doar să își schimbe forma.

Legea conservării entropiei

Entropia unui sistem trebuie fie să rămână la fel, fie să crească.

Legea conservării speciilor

Speciile pot fi create sau distruse, însă masa atomilor trebuie să rămână aceeași.

Dicționar

2-Stroke 2 timpi

4-Stroke 4 timpi

A

AFR (A/F) Air-Fuel Ratio Raport aer combustibil ($\text{kg}_{\text{aer}}/\text{kg}_{\text{combustibil}}$)

Aftertreatment Post-tratare

Air Cleaner / Air Filter Filtru de aer

Air Equivalence Ratio Raport de echivalență

Air Humidity Umiditatea aerului

Angle Unghi

Average Cell Size Dimensiunea medie a celulelor (de calcul)

B

Bore Alezaj

Boundary Limită (a sistemului)

Burnt Gases Gaze arse

C

Cam Angle Unghiul de rotație al axului cu came

Cam Follower Tachet

Camshaft Ax cu came

Catalyst Catalizator

Chamber Cameră

Chemical Reactions Reacții chimice

Combustion Ardere

Combustion Chamber Cameră de ardere

Combustion Parameter Parametru de ardere

Combustion Products Produși de ardere

Combustion System Sistem de ardere

Compression Ratio Raport de comprimare

Compressor Compresor

Compressor Inlet/Outlet Admisie/refulare compresor

Conductivity	Conductivitate
Con-Rod Length	Lungimea bielei
Consumption	Consum
Coolant	Lichid de răcire
Cooler	Răcitor
Crank Angle	Unghi de rotație al arborelui cotit
Crankshaft	Arbore cotit
Cycle	Ciclu
Cylinder	Cilindru
Cylinder Head	Chiulasă

D

Delay	Întârziere
Delivery rate	Debit
Density	Densitate
Diameter	Diametru
Diesel	Motorină
Diffusion	Difuzie/difuziv
Discharge Coefficient	Coeficient de debit
Downstream	Aval
Dynamic	Dinamic

E

Effective Blowby Gap	Fanta efectivă pentru scăpările de gaze din cilindru
Effective Flow Area	Aria efectivă de curgere
Electronic Control Unit	Unitate electronică de control
Energy Balance	Bilanț energetic
Engine	Motor
Engine Speed	Turația motorului
Enthalpy	Entalpie
Entropy	Entropie
Equivalent	Echivalent
Evaporation	Evaporare

Evaporation Heat	Căldura de vaporizare
Excess Air Ratio	Coeficientul de exces de aer
Exhaust	Evacuare
Exhaust Manifold	Galerie de evacuare
Exhaust Pipe	Conductă evacuare
Exhaust Valve	Supapă de evacuare
External	Extern

F

Filter	Filtru
Firing Angle	Unghi de aprindere
Firing Order	Ordine de aprindere
Flow Area	Aria de curgere
Flow Coefficient	Coeficient de curgere
Flow Type	Tip de curgere
Friction	Frecare
Friction Coefficient	Coeficient de frecare
Friction Multiplier	Coeficient de corecție al frecării
Fuel	Combustibil
Fuel Film	Film de combustibil
Fuel Mass / Cycle	Masă de combustibil / Ciclu
Fuel Temperature	Temperatura combustibilului
Fuel Vapor	Vapori de combustibil
Fueling	Alimentare cu combustibil

G

Gas	Gaz
Gas Exchange	Schimb de gaze
Gasoline	Benzină
Gross	Brut

H

Heat	Căldură
Heat Capacity	Capacitate termică

Heat Release	Degajare de căldură
Heat Transfer Coefficient	Coeficient de transfer termic
Hole Diameter	Diametrul orificiului
I	
Identical Cylinders	Cilindrii identici
Ignition Delay	Întârzierii la aprindere
Increment	Increment
In-cylinder Swirl Ratio	Cifra Swirl (de vârtej) din cilindru
Initial	Inițial
Initial Conditions At EO	Condițiile inițiale la DSE
Initial Gas Composition	Compoziția inițială a gazului
Injection Angle	Unghiul (în °RAC) la care se realizează injecția
Injection Nozzle	Pulverizator
Injection Pump	Pompă de injecție
Inlet/Outlet Collector	Colector intrare/ieșire
Inner Valve Seat Diameter	Diametrul interior al scaunului de supapă
Intake	Admisie
Intake Manifold	Galerie de admisie
Intake Pipe	Conductă admisie
Intake Port	Orificiu de admisie
Intake Valve	Supapă de admisie
Intermittent Injection	Injecție intermitentă
Internal	Intern

K

Kinetic	Cinetic
---------	---------

L

Laminar	Laminar
Length	Lungime
Lift	Ridicare, cursă
Liner	Cilindru (oglindea cilindrului)
Load	Sarcină

Location	Poziție
Loss	Pierdere
Lower Heating Value	Putere calorică inferioară
M	
Mass fraction	Fracțiuni de masă
Mass flow	Debit masic
Maximum Needle Lift	Înălțime maximă de ridicare a acului injectorului
Mean Crankcase Pressure	Presiunea medie din carter
Measured	Măsurat
Measuring Point	Punct de măsurare
Mixture Preparation	Formarea amestecului
Model Creation	Creare model
Model Parameters	Parametri model
Monolith	Monolit
Motion	Mișcare
Multiplier	Multiplicator
N	
Net	Net
Needle	Ac
Normalized Rate of Injection	Viteza de injecție normalizată
Normalized Rate of Injection	Debitul de injecție normalizat
Normalized Valve Lift	Cursă supapă normalizată
Number Of Injector Holes	Numărul de orificii de injecție al injectorului
O	
Oil	Ulei
Open Frontal Area	Suprafață frontală deschisă
Output	Valoare de ieșire
Overall Air	Aer disponibil
P	
Parameter	Parametru
Particulate Filter	Filtru de particule

Peak	Vârf/maxim
Peak Firing Pressure	Presiunea maximă pe ciclul cu ardere
Peak Firing Temperature	Temperatura maximă pe ciclul cu ardere
Perfect Mixing	Amestecare perfectă
Physical Properties	Proprietăți fizice
Pilot	(Injecție) Pilot (Pre-injecție)
Piston	Piston
Piston Pin Offset	Excentricitatea bolțului pistonului
Pollutant	Poluant
Port	Port
Premixed	Preamestecat/preformat
Pressure	Presiune
Pressure Ratio	Raport presiuni
Production	Producție

Q

Quantity	Cantitate
----------	-----------

R

Radius	Rază
Rail Pressure	Presiunea din rampă (rampa comună)
Rate Of Injection	Viteza de injecție Debitul de injecție
Ratio	Raport
Real Gas Factor	Factorul de gaz real
Reference	Referință
Reference Ambient Conditions	Condiții ambientale de referință
Released Energy	Energie eliberată
Residual Gas	Gaze reziduale
Rotary Piston Engine	Motor cu piston rotativ

S

Scaling Factor	Factor de scalare
----------------	-------------------

Scavenge Model	Modelul de schimbare a gazelor
Setting	Setare
Shift	Deplasare/Modificare
Signal Off	Oprire semnal
Signal On	Pornire semnal
Simplified Model	Model simplificat
Simulation Interval	Interval de simulare
Soot	Funingine
Spatial Pipe Discretization	Discretizare spațială a conductelor (în celule de calcul)
Species Transport	Transportul speciilor chimice gazoase
Spray	Jet
Steady state	Staționar
Stroke	Cursă
Surface Area	Aria suprafeței
Swirl Port	Canal de turbionare
T	
Tangential port	Canal tangențial
Target Outlet Temperature	Temperatură impusă la ieșire
Target Pressure Drop	Cădere de presiune impusă
Task	Sarcină
Temperature	Temperatură
Thickness	Grosime
Time Constant	Constantă de timp
Transient	Tranzitoriu
Trapping Efficiency	Eficiența de reținere
Turbine	Turbină
Turbine Discharge Coefficient	Coefficient de debit al turbinei
Turbine Inlet/Outlet	Admisie/refulare turbină
Turbine Overall Efficiency	Eficiența globală a turbinei (ține cont și de eficiența mecanică a ansamblului turbocompresor)

Turbocharger	Turbocompresor
Turbulent	Turbulent
Type	Tip
U	
Upstream	Amonte
User Defined	Definit de utilizator
V	
Value	Valoare
Valve	Supapă
Valve Clearance	Jocul supapei
Valve Closing	Închiderea supapei
Valve Lift	Cursa supapei
Valve Opening	Deschiderea supapei
Valve Timing	Timpii distribuției
Valve Train	Mecanism de distribuție
Variable	Variabil, variabilă
Volumetric Efficiency	Eficiență volumetrică/coeficient de umplere
W	
Wall	Perete
Wall Temperature	Temperatura peretelui
Work	Lucru mecanic

Selecție de abrevieri utilizate în literatura internațională

ATDC	After Top Dead Center	După punctul mort superior (dPMS)
ABDC	After Bottom Dead Center	După punctul mort inferior (dPMI)
BDC	Bottom Dead Center	Punct mort inferior (PMI)
NSC	NO _x Storage Catalyst	Catalizator cu stocare de NO _x
50 MFB (50 mfb)	50 % Mass Fraction Burned	Fracțiuni de masă de arsă: 50%
BMEP	Brake Mean Effective Pressure	Presiunea medie efectivă
BSFC	Brake Specific Fuel Consumption	Consumul specific efectiv
BTDC	Before Top Dead Center	Înainte de punctul mort superior (îPMS)
BBDC	Before Bottom Dead Center	Înainte de punctul mort inferior (îPMI)
CA	Crank Angle (°CA)	Unghiul de rotație al arborelui cotit (°RAC)
CAI	Controlled Auto-Ignition	Autoaprindere controlată
CFD	Computational Fluid Dynamics	Procesare computerizată în dinamica fluidelor
DI	Direct Injection	Injectie directă
DISI	Direct Injection Spark Ignition	Injectie directă cu aprindere prin scânteie
DOC	Diesel Oxidation Catalyst	Catalizator de oxidare Diesel
DPF	Diesel Particulate Filter	Filtru de particule Diesel
EGR	Exhaust Gas Recirculation	Recircularea gazelor de evacuare
EIVC	Early Intake Valve Closing	Închidere cu avans a supapei de admisie
EV	Exhaust Valve	Supapă de evacuare (SE)
EVC	Exhaust Valve Closing	Închiderea supapei de evacuare (ÎSE)
EVO	Exhaust Valve Opening	Deschiderea supapei de evacuare (DSE)
FMEP	Friction Mean Effective Pressure	Presiunea medie pierdută prin frecare
GPF	Gasoline Particulate Filter	Filtru de particule pentru benzină
HCCI	Homogenous Charge Compression Ignition	Amestec omogen cu aprindere prin comprimare
hrr	Heat Release Rate	Viteza de degajare a căldurii
ID	Ignition Delay	Întârziere la aprindere
IMEP	Indicated Mean Effective Pressure	Presiunea medie indicată

ISFC	Indicated Specific Fuel Consumption	Consumul specific indicat
IV	Intake Valve	Supapă de admisie (SA)
IVC	Intake Valve Closing	Închiderea supapei de admisie (ÎSA)
IVO	Intake Valve Opening	Deschiderea supapei de admisie (DSA)
LIVC	Late Intake Valve Closing	Închidere cu întârziere a supapei de admisie
LNT	Lean NO _x Trap	Capcană de NO _x pentru funcționarea cu amestec sărac
MFB	Mass Fraction Burned	Fracțiuni de masă arsă
NA	Naturally Aspirated	Normal aspirat
PDF	Probability Density Function	Funcția densitate de probabilitate
PF	Particulate Filter	Filtru de particule
PFI	Port Fuel Injection	Injectie în poarta supapei
ROI	Rate Of Injection	Viteza de injecție
SCR	Selective Catalytic Reduction	Reducere catalitică selectivă
SOC	Start Of Combustion	Începutul arderii
SOI	Start Of Injection	Începutul injecției
TC	Turbocharger	Turbocompresor
	Turbocharging	Supraalimentare
TDC	Top Dead Center	Punct mort superior (PMS)
TWC	Three-Way Catalyst	Catalizator cu trei căi
VTG	Variable Turbine Geometry	Turbină cu geometrie variabilă
VVA	Variable Valve Actuation	Distribuție variabilă (acționare variabilă a supapelor)
VVL	Variable Valve Lift	Distribuție variabilă (variația înălțimii de ridicare a supapelor)
VVT	Variable Valve Timing	Distribuție variabilă (variația fazelor distribuției)
WG	Waste Gate	Supapă de bypass